

See discussions, stats, and author profiles for this publication at: <https://www.researchgate.net/publication/322752416>

# Метеорологія і кліматологія (підручник)

Book · October 2008

CITATIONS

0

READS

283

5 authors, including:



[Sergiy Stepanenko](#)

Odessa State Environmental University

19 PUBLICATIONS 8 CITATIONS

SEE PROFILE

Some of the authors of this publication are also working on these related projects:

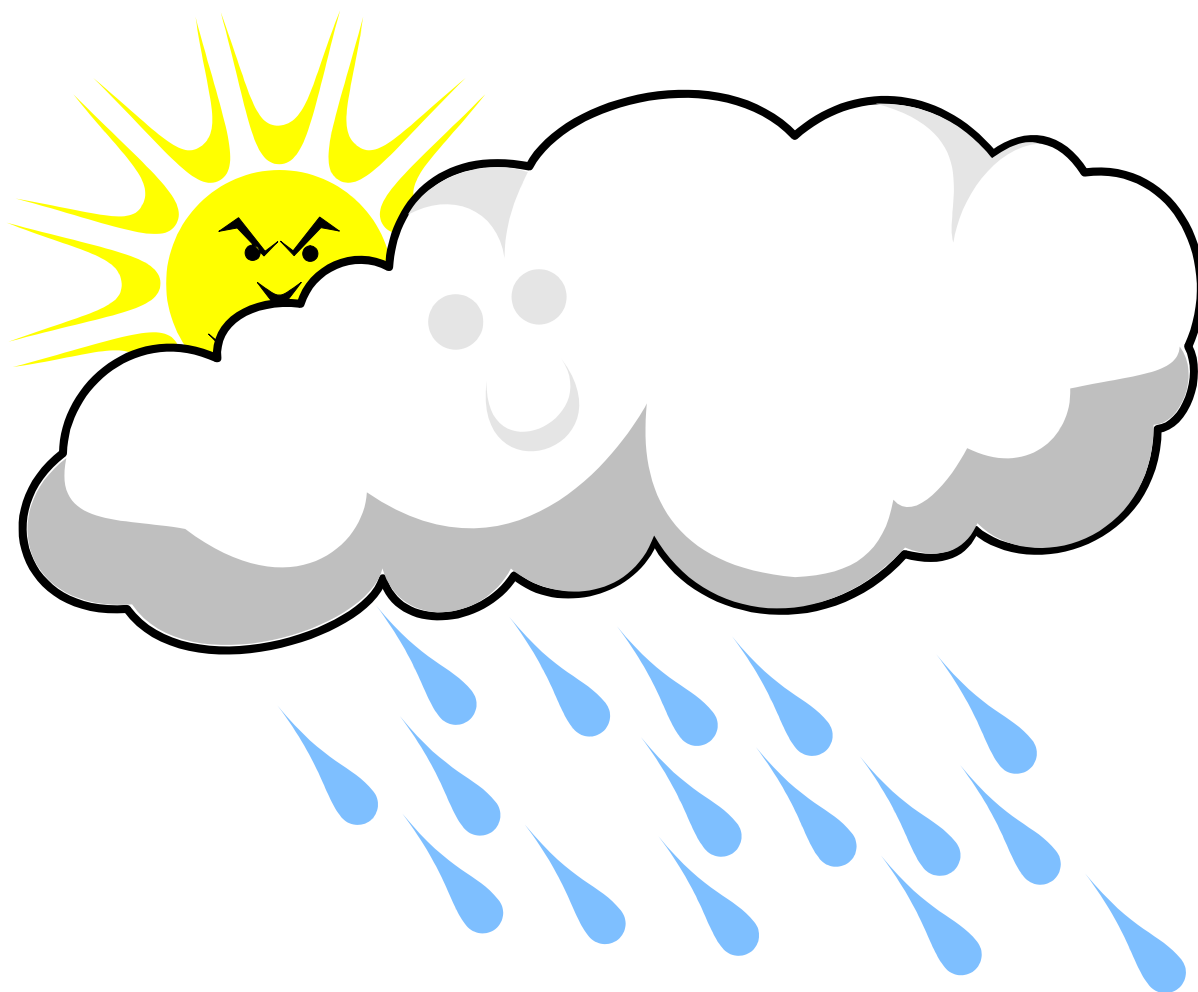


Risks of climate change in Ukraine [View project](#)

**МЕТЕОРОЛОГІЯ**

**I**

**КЛІМАТОЛОГІЯ**



**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ**  
**ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

## **МЕТЕОРОЛОГІЯ І КЛІМАТОЛОГІЯ**

Підручник

Під редакцією д. ф.-м. н.,  
професора Степаненка С.М.

Затверджено Міністерством освіти і науки  
України як підручник для студентів екологічних  
спеціальностей вищих навчальних закладів

**Одеса – 2008**

**ББК 26.23**

**С 79**

**УДК 551.51 + 551.58**

*Гриф надано Міністерством освіти і науки України  
(лист №14/18 - Г - 1582 від 28.09.2007 р.).*

**Рецензенти:**

Светлічний О.О., д. г. н., професор, Одеський національний університет ім. І. Мечнікова МОН України

Лоева І.Д., д. г. н., професор, Український Науковий Центр екології моря Мінприроди України

Оборський Г.О., д. т. н., професор, Одеський національний політехнічний університет МОН України

**Метеорологія і кліматологія**

Підручник /Під редакцією д.ф.-м.н., професора Степаненка С.М. – Одеса, 2008. – 533 с.

ISBN

Викладається курс метеорології і кліматології. Основні розділи: фізичні властивості атмосфери, радіація в атмосфері, термодинамічні процеси в атмосфері, баричне поле та вітер, процеси хмароутворення, кліматоутворення та мікроклімат, атмосферна циркуляція, класифікація кліматів і клімати Землі, зміни кліматів та основи біокліматології.

Підручник призначається для студентів за напрямом підготовки "Екологія, охорона навколишнього середовища та збалансоване природокористування", а також для географічних факультетів університетів та педагогічних вищих навчальних закладів. Може бути використаний для елементарного ознайомлення з метеорологією та кліматологією у вищих та середніх спеціальних навчальних закладах іншого профілю та для самоосвіти.

**ББК 26.23І**

**ISB**

© Одеський державний  
екологічний університет, 2008

## ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	10
I СКЛАД АТМОСФЕРИ.....	14
1.1 Основні газові компоненти атмосфери.....	14
1.2 Змінні складові атмосфери.....	18
1.2.1 Озон.....	18
1.2.2 Вуглекислий газ.....	25
1.2.3 Водяна пара.....	27
1.2.3.1 Гігрометричні величини.....	27
1.2.3.2 Фізичні властивості води, льоду і водяної пари.....	32
1.2.3.3 Випаровування води, випарність.....	37
1.2.3.4 Загальні умови фазових переходів води в атмосфері..	39
1.2.3.5 Фізичні особливості льодоутворення в атмосфері.....	43
II БУДОВА АТМОСФЕРИ.....	50
2.1 Принципи поділу атмосфери на шари .....	50
2.2 Тропосфера, стратосфера і мезосфера.....	55
2.2.1 Тропосфера.....	55
2.2.2 Стратосфера і мезосфера.....	57
III РІВНЯННЯ СТАНУ ПОВІТРЯ.....	60
3.1 Рівняння стану сухого повітря.....	60
3.2 Рівняння стану вологого повітря.....	62
IV СТАТИКА АТМОСФЕРИ.....	66
4.1 Основне рівняння статички атмосфери.....	66
4.2 Змінювання густини повітря з висотою.....	69
4.3 Барометричні формули.....	70
4.3.1 Барометрична формула однорідної атмосфери.....	70
4.3.2 Барометрична формула ізотермічної атмосфери.....	71
4.3.3 Барометрична формула політропної атмосфери.....	72
4.3.4 Барометричні формули реальної атмосфери.....	74
4.3.5 Барометрична формула геопотенціалу.....	75
V ПЕРЕНОС РАДІАЦІЇ В АТМОСФЕРІ.....	79
5.1 Кількісні характеристики та закони випромінювання.....	79
5.1.1 Кількісні характеристики випромінювання.....	79
5.1.2 Закони випромінювання.....	85
5.2 Сонячна радіація на верхній межі атмосфери Землі.....	87
5.2.1 Випромінювання Сонця та сонячна стала.....	87
5.2.2 Розподіл сонячної енергії на верхній межі атмосфери.....	92

5.3	Перенос сонячної радіації в атмосфері.....	98
5.3.1	Рівняння переносу радіації. Закон Буге-Ламберта-Бера.....	98
5.3.2	Коефіцієнт прозорості та фактор мутності атмосфери.....	103
5.3.3	Пряма сонячна радіація.....	106
5.4	Ослаблення сонячної радіації в атмосфері.....	108
5.4.1	Особливості поглинення сонячної радіації в атмосфері.....	108
5.4.2	Нагрівання атмосфери за рахунок поглинення сонячної радіації.....	112
5.5	Розсіювання світла в атмосфері.....	116
5.5.1	Молекулярне розсіювання.....	116
5.5.2	Аерозольне розсіювання сонячної радіації.....	120
5.5.3	Потік розсіяної сонячної радіації.....	123
5.6	Сумарна сонячна радіація. Відбиття сонячної радіації.....	125
5.6.1	Потік сумарної радіації.....	125
5.6.2	Альbedo земної поверхні і хмар.....	128
5.7	Теплова інфрачервона радіація в атмосфері.....	131
5.7.1	Спектр теплової інфрачервоної радіації та загальні характеристики спектрів поглинення атмосферних газів.....	131
5.7.2	Перенос теплової інфрачервоної радіації.....	133
5.7.2.1	Рівняння переносу.....	133
5.7.2.2	Швидкість інфрачервоного нагрівання атмосфери.....	135
5.7.3	Ефективне випромінювання.....	137
5.7.3.1	Ефективне випромінювання земної поверхні.....	137
5.7.3.2	Вплив хмарності на зустрічне та ефективне випромінювання.....	139
5.8	Радіаційний баланс земної поверхні та атмосфери.....	144
5.8.1	Радіаційний баланс земної поверхні.....	144
5.8.2	Радіаційний баланс атмосфери та системи земна поверхня – атмосфера.....	147
VI ТЕРМОДИНАМІКА АТМОСФЕРИ.....		153
6.1	Термодинамічні процеси в сухій атмосфері.....	153
6.1.1	Перший принцип термодинаміки.....	153
6.1.2	Політропічний процес.....	155
6.1.3	Адіабатичний процес у сухому повітрі.....	157
6.1.3.1	Рівняння першого принципу термодинаміки для адіабатичного процесу.....	157
6.1.3.2	Сухоадіабатичний градієнт температури.....	158
6.1.3.3	Потенціальна температура.....	159
6.2	Термодинамічні процеси у вологому повітрі.....	162

6.2.1	Адіабатичний процес у вологому ненасиченому водяною паром повітрі.....	162
6.2.2	Вологоадіабатичний процес. Вологоадіабатичний градієнт температури.....	163
6.2.3.	Псевдоадіабатичний процес.....	166
6.3	Умови стійкості атмосфери.....	168
6.3.1	Енергія нестійкості.....	168
6.3.2	Умови вертикальної стійкості атмосфери.....	171
VII ОСНОВИ ДИНАМІКИ АТМОСФЕРИ.....		177
7.1	Рівняння гідротермодинаміки атмосфери.....	177
7.1.1	Характеристики стану рідини і газу.....	177
7.1.2	Рівняння нерозривності.....	180
7.1.3	Рівняння руху у формі Ейлера.....	182
7.1.4	Рівняння руху для неінерційних систем координат.....	183
7.1.5	Рівняння потоку імпульсу в'язкої рідини.....	186
7.1.6	Рівняння руху в'язкої рідини. Рівняння Нав'є - Стокса.....	190
7.1.7	Повна система рівнянь гідротермодинаміки атмосфери.....	191
7.2	Динаміка вільної атмосфери.....	195
7.2.1	Спрощення системи рівнянь гідротермодинаміки атмосфери.....	195
7.2.2	Рівняння руху для вільної атмосфери.....	197
7.2.3	Геострофічне наближення.....	201
7.2.4	Термічний вітер.....	203
7.2.5	Рухи синоптичного масштабу при кругових ізобарах.....	206
7.3	Рівняння гідротермодинаміки для турбулентного середовища.....	210
7.3.1	Поняття ламінарного і турбулентного потоку. Критерій переходу з одного стану до іншого.....	210
7.3.2	Методика осереднення рівнянь гідротермодинаміки. Правила осереднення.....	212
7.3.3	Вивід осереднених рівнянь гідротермодинаміки для турбулентного середовища.....	218
7.3.4	Замикання системи рівнянь гідротермодинаміки для турбулентного середовища.....	223
7.3.5	Рівняння балансу і швидкості дисипації кінетичної енергії турбулентних вихрів.....	228
7.3.6	Система рівнянь гідротермодинаміки в рамках "К-теорії" ...	233
7.4	Динаміка граничного шару атмосфери.....	236
7.4.1	Кількісний опис взаємодії атмосфери і підстильної поверхні Землі.....	236
7.4.2	Динаміка приземного шару атмосфери.....	239
7.4.3	Динаміка вільного граничного шару атмосфери.....	242
7.4.4	Спіраль Екмана.....	245

7.5	Опис переносу і розсіювання домішок у турбулентній атмосфері	251
7.5.1	Основи статистичної теорії розсіювання домішки в турбулентній атмосфері.....	254
7.5.2.	Вивід рівняння молекулярної дифузії домішок в ламінарному потоці.....	258
7.5.3.	Рівняння турбулентної дифузії домішок в атмосфері.....	260
7.5.4	Завдання початкових і крайових умов для рівняння переносу домішок.....	263
7.5.5	Завдання джерела домішки в області визначення рішення при розв'язанні рівняння переносу домішки.....	266
7.5.6	Аналіз впливу метеорологічних умов на процеси поширення і розсіювання домішки в атмосфері.....	268
VIII АТМОСФЕРНІ ПРОЦЕСИ ХМАРОУТВОРЕННЯ.....		275
8.1	Фізичні умови формування хмар шаруватих форм. ....	275
8.1.1	Вплив упорядкованих і турбулентних рухів.....	275
8.1.2	Вплив радіаційного фактора на хмароутворення.....	280
8.2	Фізичні умови формування хмар купчастих форм ....	283
8.2.1	Рівень конденсації ....	283
8.2.2	Структура купчасто-дощових хмар ....	286
8.3	Класифікація опадів ....	290
8.4	Тумани ....	292
8.4.1	Загальні характеристики туманів ....	292
8.4.2	Тумани охолодження.....	293
8.4.2.1	Адвективні тумани ....	293
8.4.2.2	Радіаційні тумани ....	298
8.4.3	Тумани змішування ....	299
8.4.4	Тумани випаровування ....	303
IX СИНОПТИЧНА МЕТЕОРОЛОГІЯ ....		306
9.1	Предмет синоптичної метеорології ....	306
9.1.1	Синоптичний метод ....	306
9.1.2	Метеорологічна інформація ....	309
9.1.3	Основні поняття синоптичної метеорології ....	311
9.2	Повітряні маси ....	314
9.2.1	Визначення й умови формування повітряних мас ....	314
9.2.2	Трансформаційні зміни властивостей повітряних мас.....	316
9.2.3	Термодинамічна класифікація повітряних мас ....	317
9.2.4	Географічна класифікація повітряних мас ....	318
9.2.5	Орографічні впливи на характеристики повітряних мас ....	319
9.3	Атмосферні фронти ....	321
9.3.1	Визначення та основні властивості ....	321



9.3.2	Особливості полів метеорологічних величин у зоні атмосферних фронтів .....	323
9.3.3	Класифікація атмосферних фронтів .....	325
9.3.3.1	Погодні умови на атмосферних фронтах різних типів.....	325
9.3.4	Висотні фронтальні зони (ВФЗ) та струминні течії (СТ) .....	329
9.4	Фронтогенез і фронтоліз в атмосфері .....	331
9.5	Циклони і антициклони .....	336
9.5.1	Загальні відомості про баричні системи в атмосфері. Класифікація циклонів і антициклонів .....	336
9.5.2	Умови виникнення та стадії розвитку циклонів позатропічних широт .....	339
9.5.3	Умови виникнення та стадії розвитку антициклонів .....	344
9.5.4	Переміщення циклонів та антициклонів, їхня регенерація...	348
9.6	Основні положення методів прогнозу виникнення, еволюції та переміщення синоптичних об'єктів.....	351
9.6.1	Характеристика синоптичних методів прогнозу погоди.....	351
9.6.2	Основні положення прогнозу виникнення циклонів і антициклонів .....	354
9.6.3	Прогноз еволюції циклонів і антициклонів .....	355
9.6.4	Прогноз переміщення циклонів і антициклонів .....	356
9.6.5	Прогноз еволюції та переміщення атмосферних фронтів.....	358
9.7	Синоптичні умови забруднення атмосфери .....	360
9.7.1	Фізичні основи прогнозування забруднення повітря .....	360
9.7.2	Вплив синоптичних умов на забруднення атмосфери .....	365
X	КЛІМАТ І ФАКТОРИ ЙОГО ФОРМУВАННЯ .....	370
10.1	Кліматична система і кліматоутворювальні фактори .....	370
10.1.1	Поняття про клімат і кліматичну систему .....	370
10.1.2	Кліматоутворювальні фактори .....	376
10.2	Регіональні клімати.....	380
10.2.1	Поняття про мезо- та мікроклімат.....	381
10.2.2	Мезоклімат міста.....	382
10.2.3	Мікроклімат водойм і узбережних територій.....	384
10.3	Циркуляційні фактори клімату .....	385
10.3.1	Загальна циркуляція атмосфери .....	385
10.3.2	Зональна циркуляція атмосфери .....	387
10.3.3	Мусонна циркуляція .....	390
10.3.4	Циклонічна діяльність, поле атмосферного тиску та циркуляція повітря у приземному шарі .....	392
10.4	Підстильна поверхня та її кліматоутворювальне значення.....	398

10.5	Вологообіг і його вплив на клімат .....	400
10.5.1	Поняття про вологообіг.....	400
10.5.2	Глобальний водний баланс та його складові .....	401
10.5.2.1	Географічний розподіл складових водного балансу.....	403
10.5.3	Регіональні особливості вологообігу в атмосфері та його основні характеристики.....	406
10.5.3.1	Вологовміст атмосфери .....	407
10.5.3.2	Горизонтальний перенос вологи, швидкість ефективного переносу і коефіцієнт вологовикористання.....	409
10.6	Класифікація регіональних кліматів .....	410
10.6.1	Поняття про класифікацію кліматів .....	410
10.6.2	Класифікація кліматів В. Кеппена .....	411
10.6.3	Класифікація кліматів Л.С.Берга .....	414
10.6.4	Класифікація Б.П. Алісова .....	417
10.6.5	Класифікація Будико- Григор'єва.....	420
10.7	Особливості формування клімату України.....	422
10.8	Зміни і коливання клімату .....	441
10.8.1	Поняття про зміни та коливання клімату .....	441
10.8.2	Крупні зміни та коливання клімату в історії Землі.....	443
10.8.2.1	Зміни та коливання астрономічних кліматоутворювальних факторів.....	443
10.8.2.2	Зміни та коливання внутрішніх кліматоутворювальних факторів.....	448
10.8.2.3	Парниковий ефект та його вплив на зміни клімату..	450
10.8.2.4	Зміни та коливання клімату в історії Землі.....	458
10.8.3	Зміни клімату у голоцені та у сучасну епоху.....	461
XI	БІОКЛІМАТИЧНІ УМОВИ ЖИТТЕДЕЯЛЬНОСТІ ЛЮДИНИ.....	471
11.1	Дія на організм людини метеорологічних факторів .....	472
11.1.1	Вплив на організм людини окремих метеорологічних величин .....	472
11.1.2	Комплексні характеристики для оцінки впливу погоди на організм людини .....	478
11.1.2.1	Система ефективних температур .....	478
11.1.2.2	Ентальпія повітря .....	483
11.1.2.3	Жарка і задушлива погода .....	484
11.1.2.4	Потреба в прохолоді .....	486
11.1.2.5	Показники дискомфорту .....	486
11.1.2.6	Показники суворості погоди .....	487
11.2	Деякі геофізичні фактори та їх вплив на людину .....	490

11.2.1	Парціальна густина кисню .....	490
11.2.2	Концентрація приземного озону .....	491
11.2.3	Характеристики атмосферної електрики .....	497
11.2.4	Напруженість магнітного поля Землі .....	500
11.3	Тепловий баланс тіла людини і його здоров'я .....	501
11.3.1	Поняття теплового балансу тіла людини .....	501
11.3.2	Рівняння теплового балансу тіла людини .....	504
11.3.3	Ступінь теплового навантаження людини .....	509
11.3.4	Оцінка термічного впливу елементів міської забудови .....	510
11.4	Оцінка впливу клімату на організм людини за допомогою методів, заснованих на класифікації типів погоди .....	512
11.4.1	Класифікація погоди Є.Є. Федорова - Л.А. Чубукова .....	512
11.4.2	Класифікація погоди для рекреації .....	518
ЛІТЕРАТУРА .....		523
ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК .....		527
ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК .....		529

## ПЕРЕДМОВА

Цей підручник призначається для студентів, які вивчають бакалаврську програму підготовки за напрямом 6.040106 „Екологія, охорона навколишнього середовища та збалансоване природокористування”, а також може бути використаний при навчанні за бакалаврською програмою підготовки 6.040104 „Географія”.

Це майже перший досвід<sup>1</sup> підготовки україномовного підручника з дисципліни „Метеорологія і кліматологія”, виконаний колективом висококваліфікованих вчених і викладачів кафедри фізики атмосфери та кліматології Одеського державного екологічного університету, а саме:

- професором Школьнім Є.П. – розділи I -VI, VIII, 10.4;
- професором Степаненком С.М. – передмова, розділ VII, розділ X (зокрема – 10.1, 10.7 та 10.8 - сумісно з проф. Школьнім Є.П., доц. Врублевською О.О.) та загальне редагування;
- доцентом Волошиною О.В. – розділ IX;
- доцентом Врублевською О.О. – розділ X;
- доцентом Катерушею Г.П. – розділ XI.

Вони багато років викладають метеорологічні навчальні дисципліни для студентів за напрямом „Гідрометеорологія” та мають багатий досвід у підготовці навчально-методичної літератури (Є.П. Школьний. Фізика атмосфери. Підручник. – Київ, 2007; Волошина Ж.В., Волошина О.В. Фізика атмосфери (задачі і вправи). Навчальний посібник. – Київ, 2007; Школьний Є.П., Лосєва І.Д., Гончарова Л.Д. Обробка та аналіз гідрометеорологічної інформації. Підручник. – Одеса, 1999; Врублевська О.О., Катеруша Г.П., Миротворська Н.К. Кліматологічна обробка окремих метеорологічних величин. Навчальний посібник. – Одеса, 2004; тощо).

Однак дисципліна „Метеорологія і кліматологія”, яка викладається на кафедрі для студентів-екологів, має багато принципових відмінностей, оскільки метеорологія і кліматологія як наукові дисципліни формують знання та вміння студентів-екологів про одну з найважливіших сфер Землі та складових біосфери, яка суттєво впливає на умови життя на нашій планеті.

По-перше, потрібно викласти матеріал на рівні, доступному для розуміння неспеціалістами у галузі сучасної метеорології та кліматології, незважаючи на складний математичний та фізичний апарат, що застосовується. І в той же час необхідно зробити строго наукове та логічне тлумачення основних відомостей про метеорологічні величини та метеорологічні явища, основи фізики атмосфери, закономірності радіаційних процесів, уявлення про закономірності змін погоди, про фізичні умови формування та зміни клімату Землі, його впливу на людське життя. По-друге, за існуючою освітньо-професійною програмою підготовки студентів екологічних спеці-

---

<sup>1</sup> М.Й. Долгілевич. Метеорологія і кліматологія. Навчальний посібник. – Житомир: 2001.

альностей цей курс розрахований лише на 108 навчальних годин, тому лекторам доводиться старанно зважувати, що з великої кількості фактів та теорій сучасної метеорології та кліматології викласти у лекційному курсі, що дати на самостійне вивчення, а що винести на факультатив – у відповідності до спеціальності, спеціалізації та профілю вищого навчального закладу.

Саме такий підхід було вибрано колективом авторів при написанні цього підручника. При цьому викладення матеріалу курсу проводилося по можливості у стислій формі. З урахуванням цього в підручнику наводиться список літератури, яка була використана при його підготовці. Він буде корисний при написанні рефератів, курсових та дипломних робіт.

За прикладом класичного підручника С.П. Хромова та М.А. Петросяна наведемо на початку деякі визначення термінів, які використовуються у подальшому.

## 1. Метеорологія і кліматологія

*Метеорологією називається прикладна фізична наука про атмосферу, про її склад, будову, властивості та фізичні і хімічні процеси та явища, що протікають в ній.* Теоретичною основою метеорології служать загальні закони фізики і хімії, записані стосовно атмосфери як суміші декількох газів. Головними задачами метеорології є опис стану атмосфери в даний фізичний момент часу і прогноз її стану на майбутнє. В деяких випадках виникає необхідність відновлювати стан атмосфери у минулому.

*Кліматологією називається розділ метеорології, в якому вивчаються закономірності формування клімату, його розподіл по Земній кулі та досліджуються причини змін і коливань клімату в минулому і майбутньому.*

Під *кліматом у вузькому значенні*, або локальним кліматом, розуміють сукупність атмосферних умов за багаторічний період, властивих тому або іншому місцю залежно від його географічного розташування. У такому розумінні клімат є однією з фізико-географічних характеристик місцевості.

*Кліматом в широкому значенні*, або глобальним кліматом, називається статистична сукупність станів, які проходить система «атмосфера – океан – суша – кріосфера – біосфера» за періоди часу в декілька десятиліть.

Клімат як одна з фізико-географічних характеристик середовища, що оточує людину, має вирішальний вплив на господарську діяльність людей: на спеціалізацію сільського господарства, розміщення промислових підприємств, повітряний, водний і наземний транспорт тощо. У цьому сенсі знання основ метеорології і кліматології необхідно для підготовки еколога будь-якої спеціалізації. Розуміння закономірностей формування клімату можливе на основі вивчення тих фізичних законів, які визначають атмосферні процеси. Тому при аналізі причин виникнення різних типів клімату і їх розподілу по земній кулі кліматологія виходить з понять і законів метеорології. Використання в метеорології і кліматології точних фізичних законів, складного математичного апарату, а також математичного моделю-

вання як основного методу дослідження ставить цю науку в один ряд з іншими фізико-математичними науками. У той же час всі атмосферні рухи відбуваються на планеті Земля з урахуванням характерних тільки для неї контурів материків і океанів, будови рельєфу, розподілу річок, морів, льодовикового, снігового покриву і рослинності, які суттєво впливають на структуру та характеристики цих рухів. Це визначає таку рису як географічність метеорології і кліматології.

## 2. Атмосфера

*Атмосфера* – це газова оболонка Землі з аерозольними частинками, що містяться в ній, яка рухається разом із Землею в світовому просторі як єдине ціле і одночасно бере участь в обертанні Землі. У нижньому шарі атмосфери в основному протікає все наше життя.

*Повітря* – газ – на відміну від води є стисливим. Тому з висотою його густина зменшується, і атмосфера поступово сходить нанівець (тобто переходить в космічний простір) без чіткої межі. Половина всієї маси атмосфери зосереджена в нижньому 5-ти км шарі, три чверті – в нижніх 10 км, дев'ять десятих – в нижніх 20 км. Але присутність повітря – чим вище, тим все більш розрідженого – виявляється до дуже великих висот. Полярні сніга вказують на наявність атмосфери на висотах 1000 км і більше.

## 3. Погода

В атмосфері відбуваються різноманітні фізичні процеси, що безперервно змінюють її стан. Фізичний стан атмосфери біля земної поверхні і в нижніх 30-40 км в певний момент часу називається *погодою*. Погода характеризується *метеорологічними величинами* (температура, тиск, вологість повітря, вітер, хмарність, атмосферні опади) і *атмосферними явищами* (гроза, туман, пилова буря, хуртовина тощо). Зміни погоди поблизу земної поверхні значно впливають на багато областей господарської діяльності людини і особливо на сільське господарство, а погода у вищих шарах атмосфери – на роботу авіації. Атмосферні процеси на різних висотах пов'язані між собою, тому для розуміння причин зміни погоди біля земної поверхні необхідно вивчати всю товщу атмосфери, принаймні до 30-40 км.

## 4. Зв'язки атмосфери з Сонцем і земною поверхнею

Джерелом енергії атмосферних процесів є *сонячна радіація* (сонячне випромінювання), що надходить до Землі з світового простору від Сонця. Кількість тепла, яке отримує від Сонця одиниця площі земної поверхні в середньому за рік, в 30 тис. разів більше ніж тепло, що йде з надр Землі, і в 30 млн раз більше ніж енергія від випромінювання зірок і планет. Тому *сонячна енергія* – практично єдине джерело енергії для земної поверхні й атмосфери. Саме промениста енергія Сонця перетворюється в атмосфері і на

земній поверхні на теплоту, вона є джерелом енергії атмосферних рухів, а також перетворюється на інші види енергії. Перетворення сонячної енергії в атмосфері достатньо складні: сонячне випромінювання більше нагріває земну поверхню, ніж безпосередньо повітря, а вже між землею та атмосферою відбувається значний обмін теплом, а також водою і водяною парою (на що теж витрачається сонячна енергія). Цей обмін відбувається в *граничному шарі атмосфери*, який є буферною зоною між землею та атмосферою.

Пил і інші аерозолі, викиди хімічних речовин, що піднімаються із земної поверхні в атмосферу турбулентними рухами, чинять певний вплив на оптичні властивості атмосфери та її електричний стан.

У свою чергу наявність атмосфери обумовлює різні фізичні та біологічні процеси, що відбуваються на земній поверхні, в ґрунті і верхніх шарах водоймищ. Наприклад, вітрова ерозія, морські течії і вітрове хвилювання, встановлення і схід снігового покриву і багато що інше.

У складі сонячної радіації є *короткохвильова ультрафіолетова радіація*, енергія якої невелика, але вона суттєво впливає через фотохімічні реакції на високі шари атмосфери. Сильно впливає на високі шари атмосфери і *корпускулярна радіація* Сонця, тобто потоки заряджених елементарних частинок, що викидаються Сонцем. У зв'язку з сонячною активністю змінюється стан високих шарів атмосфери, їхня йонізація, електропровідність тощо. Це в свою чергу може позначатися і на стані нижніх шарів, а отже, на погоді і кліматі. Механізм впливу верхньої атмосфери на нижні шари поки ще неясний.

## 5. Метеорологічні спостереження

*Метеорологічні спостереження* — це вимірювання метеорологічних величин, а також реєстрація атмосферних явищ. До метеорологічних величин відносяться: температура і вологість повітря, атмосферний тиск, швидкість і напрям вітру, кількість і висота хмар, кількість опадів, потоки тепла тощо. До них приєднуються величини, що безпосередньо не відображають властивостей атмосфери або атмосферних процесів, але тісно пов'язані з ними. До них відносяться температура ґрунту і поверхневого шару води, випаровування, висота і стан снігового покриву, тривалість сонячного сяйва тощо. На деяких станціях виконуються спостереження над сонячним і земним випромінюванням і над атмосферою електрикою.

Метеорологічні спостереження над станом атмосфери поза приземним шаром і до висот близько 40 км носять назву *аерологічних спостережень*.

Спостереження над основними метеорологічними величинами ведуться в метеорологічних і аерологічних обсерваторіях та приблизно на 3500 метеорологічних і 750 аерологічних станціях, розміщених по всій земній кулі.

# І СКЛАД АТМОСФЕРИ

## 1.1 Основні газові компоненти атмосфери

Атмосфера нашої планети є механічною сумішшю декількох газів. Спочатку розглянемо атмосферу в умовах відсутності водяної пари. Таку атмосферу називають сухою.

Сухе повітря на 99,96% складається з трьох основних газів: азоту (близько 78%), кисню (близько 21%), аргону (близько 0,9%). Атмосфера утримує мізерні кількості неону, гелію, криптону та водню. Характеристики газів, що складають сухе повітря, наведені у табл. 1.1.

Таблиця 1.1 – *Характеристики сухого повітря поблизу земної поверхні*

Газ	Об'ємний вміст, %	Відносна молекулярна маса	Густина відносно густини повітря
Азот (N <sub>2</sub> )	78,084	28,0134	0,967
Кисень (O <sub>2</sub> )	20,946	31,9988	1,105
Аргон (Ar)	0,934	39,948	1,379
Неон (Ne)	$1,818 \cdot 10^{-3}$	20,683	0,695
Гелій (He)	$5,239 \cdot 10^{-4}$	4,0026	0,138
Криптон (Kr)	$1,14 \cdot 10^{-4}$	83,800	2,868
Водень (H <sub>2</sub> )	$5 \cdot 10^{-5}$	2,01594	0,070
Ксенон (Xe)	$8,7 \cdot 10^{-6}$	131,300	4,524
Сухе повітря		28,9645	1,000

У табл. 1.1 гази розміщені у порядку зменшення об'ємного вмісту. Під об'ємним вмістом розуміють процентне відношення об'єму, що займає газова складова, до загального об'єму суміші при умові приведення їх до однакової температури й тиску.

Певний середній тиск, що носить умовну назву нормального тиску, біля земної поверхні дорівнює  $p_0 = 1013,2$  гПа (1 гПа = 100 Па). Це означає, що на поверхню Землі  $4\pi R^2$ , діє сумарна сила  $4\pi R^2 p_0$ , де  $R$  – середній радіус Землі, який дорівнює 6371,21 км. Можна отримати оцінку маси атмосфери Землі за допомогою другого закону Ньютона

$$m = \frac{4\pi R^2 p_0}{g} = 5,3 \cdot 10^{18} \text{ кг},$$

де  $g = 9,81 \text{ м/с}^2$  – прискорення вільного падіння або земного тяжіння, яке



обумовлено сумісною дією сили гравітаційного притягання та відцентрової сили, яка виникає за рахунок обертання Земної кулі навколо своєї осі.

Це лише одна мільйонна частка маси всієї Землі й  $\frac{1}{266}$  маси всієї води на планеті.

Земне тяжіння є чинником не тільки тиску атмосфери. Воно ще й перешкоджає дисипації атмосфери, тобто розлітання атмосферних газів у космічний простір. Як відомо, щоб будь-яке тіло спромоглося подолати притягання Землі, воно повинно мати швидкість, що більше другої космічної швидкості, яка дорівнює  $11,2 \times 10^3$  м/с. Отже, якщо середня теплова швидкість молекул менше цього значення, вони не можуть покинути атмосферу.

У таблиці 1.2 містяться швидкості молекул різних газів при температурах  $T = 900$  К и  $T = 2000$  К. Такі температури мають місце у верхніх шарах атмосфери.

Таблиця 1.2 – Середні квадратичні швидкості молекул деяких газів ( $10^3$  м·с<sup>-1</sup>),  $\mu_i$  – молекулярна маса

Газ	$\mu_i$ , кг/кмоль	Температура, К	
		900	2000
Кисень	32	0,8	1,2
Азот	28	0,9	1,3
Гелій	4	2,4	3,5
Водень	2	3,3	5,0

Як видно, молекули більш легких газів рухаються при однаковій температурі з більшими швидкостями. Швидкості найбільш легких газів, які, як впливає з табл. 1.1, утримуються в атмосфері, при зазначених вище температурах досягають  $2 \div 5 \times 10^3$  м·с<sup>-1</sup>.

Порівняння цих швидкостей з другою космічною швидкістю приводить до висновку, що гази атмосфери не мають можливості розлітатися у космічний простір. Але у верхній атмосфері під дією процесів, які створюють гравітаційне розподілення газів, найбільш легкі гази – гелій та водень, мають найбільшу концентрацію у самих верхніх її шарах. Крім того, швидкості цих газів, які містяться у табл. 1.2, є результат осереднення швидкостей. Це означає, що окремі молекули можуть мати швидкості теплового руху, які перевищують другу космічну швидкість, що лише у 2-3 рази більша за швидкості, наведені вище. Молекули і атоми з такими швидкостями можуть залишати атмосферу.

Рівень верхньої атмосфери, з якого стає можливим витік молекул або

атомів атмосферних газів у світовий простір, називається *рівнем дисипації*. Висота цього рівня над поверхнею землі складає близько 600 км. Він значно збільшується у роки великої активності Сонця.

Зазначений у табл. 1.1 об'ємний вміст газів практично не змінюється до рівня 100 км. Причиною цього ефекту є добре розвинуте у цьому шарі атмосфери вертикальне перемішування повітря. Вище 100 км і до 200 км основними газами, як і нижче 100 км, є молекулярний азот, молекулярний та атомарний кисень, причому відносна кількість атмосферного кисню збільшується зі збільшенням висоти. Спостерігається добовий хід концентрацій цих газових компонентів повітря з максимумом вдень і мінімумом вночі.

Поряд з добовими коливаннями відбуваються також і сезонні варіації газового складу повітря. Поняття про їх характер можна скласти, розглядаючи дані, що містяться у табл. 1.3.

Згідно з табл. 1.3, концентрація  $N_2$  на висоті 120 км взимку в 1,4 рази перевищує концентрацію літом. На висоті 200 км спостерігається зворотний сезонний хід концентрації  $N_2$ . Особливо помітним є сезонний хід атомарного кисню. Зимою його концентрація майже удвічі більша ніж літом. Крім того, при зростанні висоти спостерігається зростання відносної кількості атомарного кисню порівняно з молекулярним. На висоті 200 км, наприклад, концентрація атомарного кисню на порядок і більше перевищує концентрацію молекулярного.

Таблиця 1.3 – Розподіл концентрацій ( $m^{-3}$ ) основних газів у шарі 120 – 200 км в залежності від сезонів

Газ	120 км		150 км		200 км	
	Зима	Літо	Зима	Літо	Зима	Літо
$N_2$	$3,3 \cdot 10^{17}$	$2,4 \cdot 10^{17}$	$2,9 \cdot 10^{16}$	$3,0 \cdot 10^{16}$	$1,9 \cdot 10^{15}$	$2,9 \cdot 10^{15}$
$O_2$	$4,2 \cdot 10^{16}$	$3,4 \cdot 10^{16}$	$2,3 \cdot 10^{15}$	$2,7 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{14}$
O	$4,3 \cdot 10^{16}$	$2,1 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$0,7 \cdot 10^{16}$	$3,2 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{15}$
Ar	$1,6 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{15}$	$5,0 \cdot 10^{15}$	$5,9 \cdot 10^{13}$	–	–
He	$3,5 \cdot 10^{14}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	$3,3 \cdot 10^{13}$	$0,8 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^{13}$	$1,7 \cdot 10^{12}$

Експериментальні дослідження складу атмосфери вище 200 км нечисленні. Але вони дають можливість здобути уявлення про склад концентрацій нейтральних газів верхніх шарів атмосфери. Як показують дослідження за допомогою штучних супутників Землі, атмосфера до висоти 600 км виявляється азотно-кисневою, причому кисень – головним чином атомарний, а азот – здебільшого атомарний. Вище 600 км у газовому складі починає переважати гелій та водень. На рис. 1.1 наведений

розподіл основних газів атмосфери до 2000 км за Міжнародною довідковою моделлю CIRA-72.

Концентрації гелію та водню зменшуються з висотою значно повільніше, ніж більш важких газів. Певно вище 700 км атмосфера стає переважно гелієво-водневою. Отже, головним чином тільки водень та гелій можуть залишати атмосферу Землі.

Як і в розташованих нижче шарах атмосфери, газовий склад повітря має широтно-сезонні коливання, а також і добові варіації. У добових варіаціях максимум атомарного кисню і азоту спостерігається о 15÷16 годині місцевого сонячного часу, а мінімум – у ранкові часи. На висотах 400÷500 км вдень концентрації атомарного кисню збільшуються у 2,0÷3,1 разів, молекулярного азоту – у 4,9 - 9,1 разів, атомарного азоту – у 5,2÷7,6 разів.

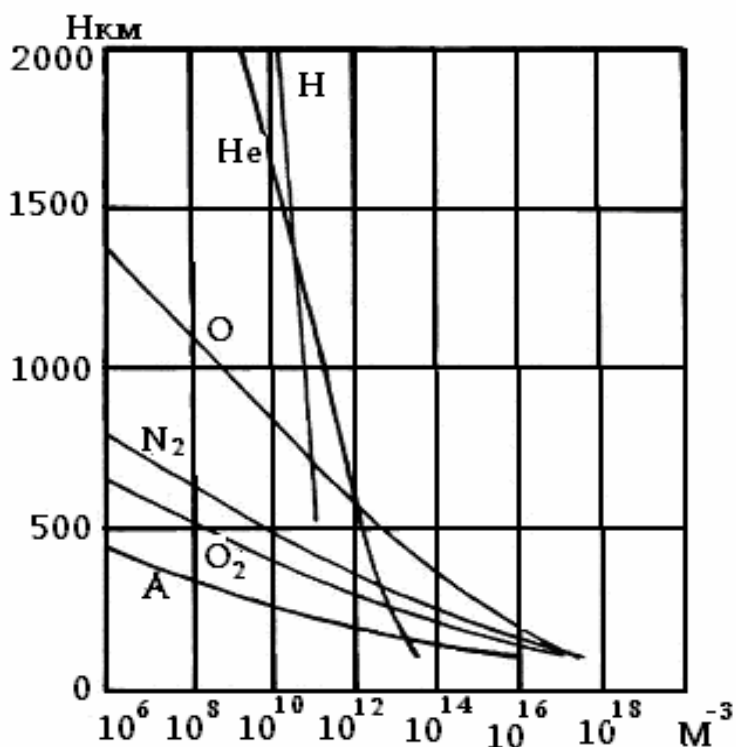


Рисунок 1.1 – Розподіл основних газів атмосфери до висоти 2000 км (за Міжнародною довідковою моделлю CIRA-72)

У сезонному ході кожна газова компонента у шарі 200-600 км має свій характер змін. Для молекулярного азоту спостерігається збільшення концентрацій влітку, причому річні коливання їх збільшуються з висотою. Для атомарного кисню відбувається зміна знаку сезонних варіацій біля рівня 350 км, нижче якого значення концентрацій взимку більше ніж влітку, а вище – навпаки. Для гелію виявляються найбільш характерними сезонні варіації з різким максимумом у зимові місяці. Амплітуда таких

коливань зростає з висотою, досягаючи максимальних значень на висоті 400 км.

Широтні зміни проявляються у найбільшій мірі у гелію. Дані штучних супутників Землі свідчать про те, що концентрація гелію зростає з літньої у зимову півкулю, й на географічному поясі між 40° північної й 70° південної широти виникає максимум концентрації. Для атомарного кисню та молекулярного азоту глобальний максимум концентрації у цих шарах атмосфери спостерігається поблизу від екватора. Великий вплив на розподіл концентрацій основних газів атмосфери у високих шарах атмосфери чинять магнітні збурення. Вони приводять до виникнення відповідних збурень і концентрацій газів, особливо у високих широтах.

Вище йшлося про постійні газові складові атмосфери. Але вона має й дуже важливі змінні газові компоненти. До них відносяться озон, вуглекислий газ і водяна пара. Оскільки водяна пара є однією із фаз води, а фазові переходи води мають велике значення у процесах, які розвиваються в атмосфері, їй буде присвячений окремий розділ підручника.

Крім розглянутих вище газових складових атмосфери, які значно впливають на термічний режим, в ній спостерігаються ще газові домішки, які називаються малими домішками. До них відносяться метан ( $\text{CH}_4$ ), оксид вуглецю ( $\text{CO}$ ), закис азоту ( $\text{N}_2\text{O}$ ), оксид азоту ( $\text{NO}_x$ ), двооксид азоту ( $\text{NO}_2$ ). Малі домішки мають важливе значення для фотохімії атмосфери і мають здатність поглинати інфрачервону радіацію. Проте концентрації їх дуже малі, хоча можуть мати досить помітне значення у великих промислових центрах, оскільки вони викидаються в атмосферу головним чином у процесі промислової діяльності, а також завдяки автотранспорту.

## **1.2 Змінні складові атмосфери (озон і вуглекислий газ)**

### **1.2.1 Озон**

Озон ( $\text{O}_3$ ) або триатомний кисень відіграє дуже важливу роль у процесах, які розвиваються в атмосфері, незважаючи на те, що відносна кількість його дуже мала ( $10^{-5} \div 10^{-6} \%$  від об'єму атмосфери). Озон спостерігається у шарі атмосфери від земної поверхні до 70 км, але найбільша його кількість відзначається у шарі 20 – 55 км. Молекула озону має масу  $7,97 \times 10^{-26}$  кг.

Загальну кількість озону можна виразити через товщину того шару, який утворив би весь озон атмосфери, якби його зібрати окремо й привести до нормального атмосферного тиску 1013,2 гПа при температурі 0°C. Вона може коливатися від 1 до 6 мм.

Загальний вміст озону вимірюється у міліатмосферо-сантиметрах

(матм.-см). Фізичний сенс цієї величини полягає у тому, що вона характеризує товщину шару усього атмосферного озону, який утворився б при приведенні до нормальних значень тиску й температури. Але у більшості випадків для вимірювання загального вмісту озону використовується одиниця Добсона (ДО). Одна ДО дорівнює одному матм.- см. Середній вміст  $O_3$  в атмосфері дорівнює 300 ДО. Коливання вмісту його знаходиться у інтервалі (200 ÷ 600) ДО.

Вміст озону в повітрі у певному шарі атмосфери характеризують трьома фізичними параметрами. Перший з них – густина озону  $\rho_3$ , яка має розмірність  $\text{мкг/м}^3$  ( $1 \text{ мкг/м}^3 = 10^{-6} \text{ г/м}^3$ ). Вона пропорційна кількості молекул озону у  $1 \text{ см}^3$  (вона позначається  $N_3$ ). Густина озону  $1 \text{ мкг/м}^3$  відповідає  $N_3 = 1,2557 \cdot 10^{10}$  молекул  $O_3$  в  $1 \text{ см}^3$ . Другий параметр, що характеризує фізичні властивості озону – парціальний тиск  $p_3$ . Він має розмірність міліпаскаль ( $1 \text{ мПа} = 10^{-3} \text{ Па} = 10^{-5} \text{ гПа}$ ). Якщо  $\rho_3$  взяти у  $\text{мкг/м}^3$ , а  $p_3$  – у міліпаскалях, то зв'язок парціального тиску озону з густиною має вигляд:

$$p_3 = 1,7322 \cdot 10^{-4} \cdot \rho_3 \cdot T,$$

де  $T$  – температура за шкалою Кельвіна.

Третій параметр, який іноді використовується – відношення суміші. Відношення суміші  $r_3$  дорівнює відношенню густини озону до густини повітря:  $r_3 = \rho_3 / \rho$ . Очевидно,  $r_3$  – безрозмірна характеристика, її можна виразити за допомогою відношення тисків, тобто:  $r_3 = 1,6571 \cdot p_3 / p$ , де  $p$  – тиск повітря.

Парціальний тиск озону поблизу від земної поверхні і у тропосфері (тропосфера – шар атмосфери від земної поверхні у середньому до висоти 11 км) досить малий (він має значення в інтервалі від 1 до 4 мПа). При зростанні висоти він суттєво збільшується й досягає максимальних значень (10 - 30 мПа) у середньому між висотами 20 і 27 км. Вище цієї зони максимуму вміст атмосферного озону з висотою різко падає. На рис. 1.2а наводяться типові криві середнього вертикального розподілу озону у низьких, середніх та високих широтах.

Криві показують, що у тропосфері розподіл озону з висотою порівняно однорідний: парціальний тиск мало змінюється з висотою, різниці його між різними широтами незначні. З певного рівня парціальний тиск озону починає швидко збільшуватись і досягає максимальних значень у тропіках – на висотах 24 - 27 км, у помірній зоні – на висотах 19 - 21 км, у полярних областях – на висотах 13 - 15 км. У полярних широтах спостерігається й найбільше значення в області максимуму (близько 24

мПа). Відповідно до особливостей розподілу концентрацій озону на різних широтах була проведена типізація вертикальних профілів концентрацій. Дамо коротку характеристику типів вертикальних профілів.

Тип А – тропічний. Він виявляється характерним для тропічних широт і відрізняється стійким вертикальним розподілом озону від одного дня до другого, високим положенням рівня, де починається різке зміння вмісту озону. Цей рівень називають *озонопаузою*. У тропічному типі озонопауза розташовується на висотах 17 - 19 км, а максимум концентрації озону – на висотах 25 - 26 км.

Тип Б – помірний. Він спостерігається у помірних широтах і має озонопаузу на висоті 10 - 11 км, а максимум – на висоті 22 - 24 км. При цьому форма вертикального профілю концентрації озону, а також його кількості, у різних шарах атмосфери більш мінлива ніж у типу А.

Тип С – полярний. Він проявляється найбільш часто у полярних областях. У цьому типі висота озонопаузи мала і може мати значення 6 - 7 км. Висота максимуму концентрації озону розташовується у шарі 13 - 18 км.

Поряд з типами, визначеними вище, існує ще комбінований тип (тип Д), який характеризується одночасною наявністю двох максимумів вмісту озону: основного на висотах 19 - 21 км і додаткового – у шарі 11 - 14 км. Цей тип спостерігається у полярних та помірних широтах.

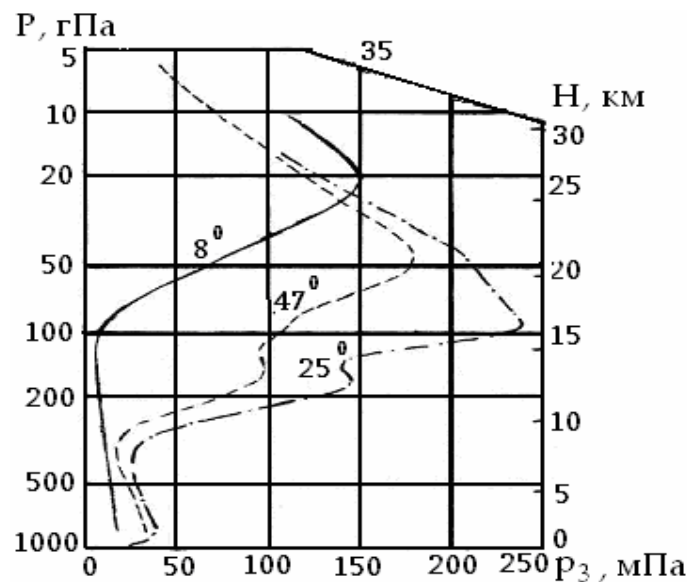


Рисунок 1.2а – Типові криві середнього вертикального розподілу  $O_3$  у низьких, середніх та високих широтах

Загальне уявлення про просторовий розподіл концентрації озону можна отримати з рис. 1.2б, де міститься меридіонально-висотний розріз

парціального тиску озону для березня-травня, тобто місяців, коли його концентрації найбільші.

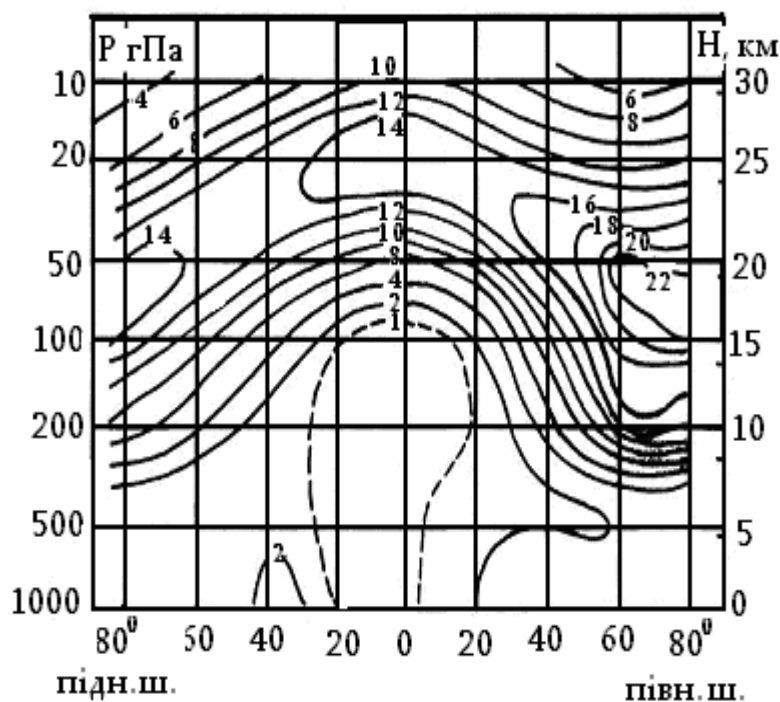


Рисунок 1.2б – Меридіонально-висотний розріз парціального тиску  $O_3$  для березня-травня (у мПа)

Як свідчить рис. 1.2б, між рівнями 15 - 22 км над високими широтами обох півкуль розташовуються області великих значень парціального тиску (від 14 мПа й більше над Південним полюсом і близько 22 мПа над Північним). Максимум (близько 14 - 15 мПа), спостерігається і над тропічними широтами, але на більших висотах. Слід підкреслити, що в інші сезони позначений характер розподілу озону зберігається, проте концентрації його на всіх рівнях значно зменшуються.

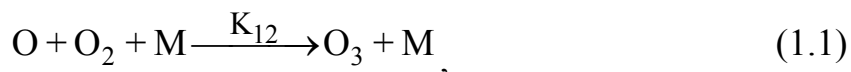
Окрім широтно-сезонних варіацій вміст озону, особливо у шарі з найбільшими його концентраціями, характеризується великою мінливістю. Вона обумовлюється, по-перше, фотохімічними процесами, основні особливості яких будуть розглянуті пізніше, і переносами озону атмосферними рухами в горизонтальному та вертикальному напрямках. Наприклад, найбільші добові змінення вмісту озону, які спостерігаються у шарі атмосфери нижче головного максимуму, можуть досягати 50 - 80%.

Вище 35 км також відзначаються сезонні варіації концентрацій озону з максимумом взимку і мінімумом влітку. Максимальна амплітуда у його сезонному ході спостерігається біля висоти 65 км, причому зимові значення концентрацій перевищують літні у 2,8 разу.

Виникнення та руйнування озону за класичною *фотохімічною*

теорією Чепмена обумовлюється п'ятьма основними реакціями.

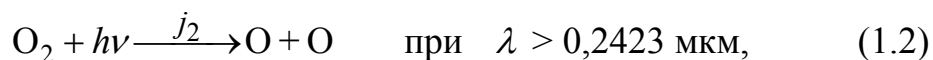
Озон формується, головним чином, при співударі трьох молекул:



де  $M$  – будь-який третій атом або молекула,

$K_{12}$  – коефіцієнт швидкості реакції.

Атомарний кисень виникає при дисоціації молекул кисню під дією квантів сонячної радіації:



де  $j_2$  – кількість квантів, що поглинаються однією молекулою  $\text{O}_2$ ,

$h\nu$  – квант сонячної енергії,

$\lambda$  – довжина хвилі сонячного випромінювання,

$h$  – стала Планка (її значення буде наводитися нижче).

Озон руйнується як у процесі фотодисоціації:



так і при зіткненні з атомами кисню:



де  $j_3$  – кількість квантів, що поглинаються однією молекулою озону,

$K_{13}$  – коефіцієнт швидкості реакції.

У той же час атоми кисню, які утворюються при реакціях (1.2) і (1.3), можуть брати участь у співударі за реакцією



де  $K_{11}$  – коефіцієнт швидкості реакції. Як правило, на висотах, менших за 50 - 60 км, реакцією (1.5) можна знехтувати.

Позначені вище реакції відбуваються одночасно. Кількість молекул озону, що утворюються в одиницю часу, точно відповідає кількості молекул, які руйнуються в одиничному об'ємі. Отже, процес досягає рівноважного стану.

Крім позначених вище реакцій фотодисоціації й зіткнення, існують реакції каталітичного руйнування озону:

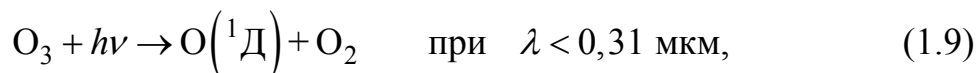






де як X може виступати оксид азоту (NO), хлор (Cl), радикал гідроксилу (OH) або атомарний водень (H).

Можливими джерелами O та OH є реакції:

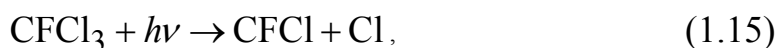
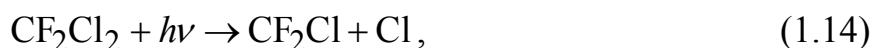


де  $\text{O}({}^1\text{D})$  – атом кисню у збудженому стані  ${}^1\text{D}$ .

У останні роки дуже актуальним є питання щодо збільшення в атмосфері концентрації NO і Cl антропогенного характеру. Речовинами – каталізаторами є окиси азоту, що викидаються в атмосферу при польотах надзвукових літаків і ракет, а також вільний хлор, що фотолітичним шляхом відщеплюється від речовин, які знайшли широке застосування у аерозолях різних призначень, холодоагентах тощо. Найбільше застосування отримали: діхлордифторметан  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ , трифторхлорметан  $\text{CF}_3\text{Cl}$ , трихлорфторметан  $\text{CFCl}_3$ , хлордифторметан  $\text{CHF}_2\text{Cl}$ . Ці сполуки отримали загальну назву фреонів. Більшість із вироблених кількостей фреонів безпосередньо попадає в атмосферу при розпилюванні різних дезодорантів, при аваріях холодильних приладів, кондиціонерів. Фреони переносяться у стратосферу, де відбувається їхній фотохімічний розпад.

Фотохімічний розпад фреонів з виділенням активних атомів хлору відбувається під дією ультрафіолетової радіації Сонця.

Це такі хімічні реакції:



де  $h\nu$  – квант сонячної енергії.

У результаті фотодисоціації однієї молекули фреону утворюється два активних атоми хлору, причому другий атом утворюється шляхом реакції між радикалами фреонів з молекулами кисню. У результаті цього

утворюється оксид хлору, який розпадається з відновленням атому хлору. Ці атоми хлору руйнують атмосферний озон. Прикладом таких реакцій є рівняння (1.6) - (1.8).

Вимірювання концентрацій фреонів в атмосфері показали, що їхні концентрації збільшуються. Наприклад, у період з 1971 до 1975р. щорічний приріст фреонів складав 13 - 15%. Дані таких спостережень свідчать про те, що має місце значна амплітуда змінення концентрацій фреонів. Вона пояснюється періодичним надходженням до вимірювальних пунктів (м. Барроу і м. Мататула) повітряних мас із індустріальних районів.

Крім фреонів, у атмосфері містяться й інші речовини, які містять бром, наприклад  $\text{CH}_3\text{Br}$ , а також йод, наприклад  $\text{Cl}_3\text{I}$ . Джерела їх антропогенні й природні. Найбільш небезпечною для озонового шару є  $\text{CH}_3\text{Br}$ . Порівняно з хлором, бром має у 30 - 60 разів більшу руйнівальну активність. Природним джерелом галагеноподібних речовин є вулканічна діяльність.

Існує думка, що саме цими антропогенними та природними процесами пояснюються так звані "озонові дірки" – області у високих широтах обох півкуль, де спостерігаються малі концентрації озону у тих шарах атмосфери, де його концентрації найбільші.

Наведемо приклади утворення «озонових дірок» над Південною півкулею. У 1987р. концентрація  $\text{O}_3$  над Антарктидою у жовтні зменшилася на  $\frac{1}{2}$  нормальної, а розмір «озонової дірки» досягав розміру Європи. Зменшення концентрації  $\text{O}_3$  відбувалося в основному в шарі 12 - 24 км, тобто в області її максимуму. В окремі дні озонметри показували повну відсутність  $\text{O}_3$  на деяких рівнях у шарі 15 - 20 км.

Рекордно низький вміст озону спостерігався на станції Південний полюс у 1998р., загальний вміст його дорівнював 92ДО. У 90-х роках минулого століття (переважно наприкінці вересня і у жовтні кожного року) над Антарктидою озон зникав майже повністю на висотах 13 - 20 км.

Починаючи з 80-х років минулого століття, було зареєстровано зменшення концентрації  $\text{O}_3$  і у Північній півкулі. Наприклад, у 1983р. спостерігалось зменшення загального вмісту  $\text{O}_3$  над Північною Америкою на 36ДО, над Європою – на 50ДО.

Шар атмосфери від 20 до 55 км, де спостерігаються найбільші концентрації озону, називають *озоносферою*.

### 1.2.2 Вуглекислий газ

Дуже важливу роль з точки зору температурного режиму атмосфери відіграє вуглекислий газ  $\text{CO}_2$ . Його іноді відносять до основних газів атмосфери, тому що у цілому відхилення концентрації  $\text{CO}_2$  від середнього значення незначні. Загальний вміст вуглекислого газу в атмосфері звичайно вимірюють у мільйонних долях –  $1 \text{ млн}^{-1}$  концентрації дорівнює одиниці відносного вмісту газу у відсотках по об'єму, збільшеної у  $10^4$  разів. Середні добові варіації  $\text{CO}_2$  знаходяться в інтервалі  $1 - 2 \text{ млн}^{-1}$ . Але вуглекислий газ, по-перше, має значні просторові та часові варіації і, по-друге, за останнє століття спостерігається постійне збільшення його концентрації в атмосфері за рахунок промислової діяльності. Тому є підстави для віднесення  $\text{CO}_2$  до змінних газових складових атмосфери.

Сучасна глобальна фоновая концентрація вуглекислого газу біля земної поверхні дорівнює  $334 \text{ млн}^{-1}$  ( $0,0334\%$  по об'єму), а в індустріальних районах вміст  $\text{CO}_2$  в атмосферному повітрі може збільшуватися до  $500 \text{ млн}^{-1}$ .

Вуглекислий газ в атмосфері досить добре перемішаний. Інтервал змінювання концентрацій вуглекислого газу відносно вузький: від  $180 \text{ млн}^{-1}$  до  $400 \text{ млн}^{-1}$ . У більшості випадків варіації вмісту  $\text{CO}_2$  на різних висотах незначні (менше  $2 \text{ млн}^{-1}$ ). Проте літом в шарі атмосфери біля земної поверхні можуть спостерігатися значно більші коливання не тільки по висоті, а й по горизонталі.

Як показали вимірювання за допомогою спеціальної апаратури, розташованої на штучних супутниках Землі, вище  $35 \text{ км}$  і до  $80 - 90 \text{ км}$  відношення суміші мало відрізняється від значень, що спостерігаються нижче позначеного шару. Але вище  $90 \text{ км}$  концентрація  $\text{CO}_2$  різко зменшується і досягає на висоті  $130 \text{ км}$   $18 - 28 \text{ млн}^{-1}$ .

З початку промислової революції за рахунок спалювання вугілля, нафти та природного газу в атмосферу безперервно викидається додатковий  $\text{CO}_2$  антропогенного походження. В процесі спалювання викопних копалин вуглекислий газ виникає завдяки реакції  $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ .

На рис. 1.3 і 1.4 наводяться результати вимірювання концентрації  $\text{CO}_2$  в обсерваторії Мауна-Лоа ( $19^\circ$  північної широти) і на Південному полюсі з 1958 по 1976 рр., їхній аналіз свідчить про наявність добре вираженого висхідного тренда, що характеризує безперервне збільшення концентрацій  $\text{CO}_2$ .

Позначені пункти вимірювання розташовані на великих відстанях від промислових зон. Крім того, осередненні за сезонами концентрації,

отримані там, майже не відрізняються одна від одної. Це свідчить про безперервнi збільшення концентрацій  $\text{CO}_2$  в атмосфері у цілому. Згідно з деякими оцінками при спалюванні палива в атмосферу потрапляє від 50 до 75%  $\text{CO}_2$ , а решта поглинається океаном та біосферою.

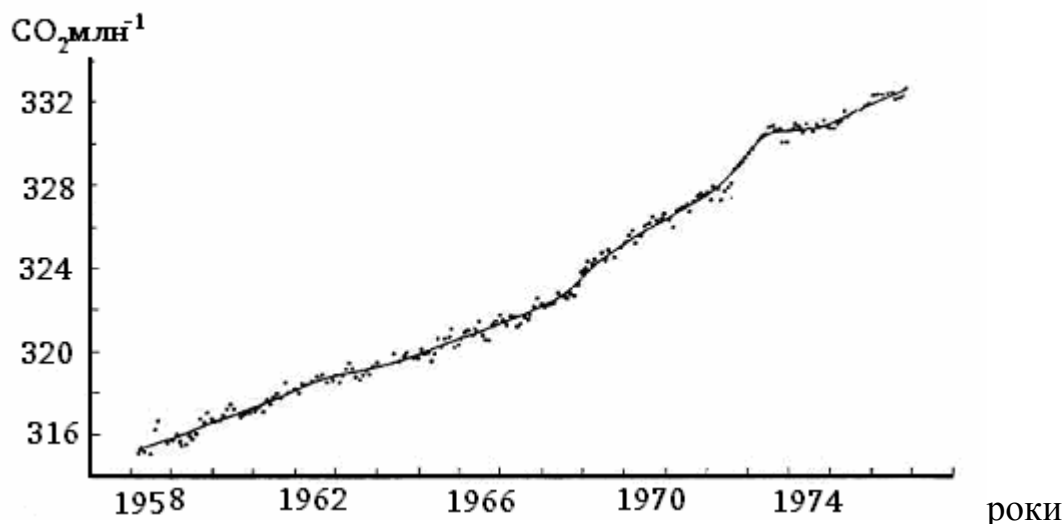


Рисунок 1.3 – Осереднена по сезонах концентрація  $\text{CO}_2$  на обсерваторії Мауна-Лоа



Рисунок 1.4 – Осереднена по сезонах концентрація  $\text{CO}_2$  на Південному полюсі

Процес збільшення концентрації  $\text{CO}_2$  буде тривати й в майбутньому, тому світова спільнота вживає заходів щодо обмеження зростання темпів викидів вуглекислого газу в атмосферу (Кіотський протокол). Існує низка сценаріїв цього процесу. За самим оптимістичним сценарієм (тобто при зменшенні викидів удвічі) у 2100р. концентрація  $\text{CO}_2$  в атмосфері досягне

майже  $500 \text{ млн}^{-1}$ , а за самим песимістичним сценарієм (нічого не змінюється у сучасних тенденціях темпів зростання викидів) – близько  $900 \text{ млн}^{-1}$ .

Стурбованість щодо зростання вмісту вуглекислого газу в атмосфері пов'язана з його впливом на клімат Землі – т.зв. „парниковий ефект”. Сутність його полягає в тому, що  $\text{CO}_2$  (як й деякі інші гази) повністю прозорий для сонячної короткохвильової радіації, але, як буде показано пізніше (розд. 5.7.1), інтенсивно поглинає у певному інтервалі довжин хвиль теплове інфрачервоне випромінювання земної поверхні. Отже, зростання вмісту атмосферного  $\text{CO}_2$  може призвести до збільшення температури повітря.

Як показують наукові розрахунки, зростання концентрації  $\text{CO}_2$  на 10% призведе до глобального нагрівання повітря біля поверхні Землі на 0,3 К, а подвоєння концентрації  $\text{CO}_2$  (від 300 до  $600 \text{ млн}^{-1}$ ) – до збільшення рівноважної температури земної поверхні на 2,39 К. Такі потепління можуть призвести до суттєвих змін клімату Землі.

## 1.2.3 Водяна пара

### 1.2.3.1 Гігрометричні величини

Водяна пара – це дуже мінлива газова компонента атмосфери, її відносний вміст може змінюватися від 0 до 4%. Як буде показано пізніше, при певних умовах водяна пара переходить у рідку або тверду фазу, створюючи в атмосфері систему хмар, тумани тощо. Завдяки таким важливим властивостям, водяна пара привертає дуже велику увагу.

Вміст водяної пари в атмосфері визначається за допомогою характеристик вологості повітря або гігрометричних величин. До них відносяться: парціальний тиск, абсолютна та відносна вологість повітря, масова частка водяної пари, відношення суміші, точка роси та дефіцити насичення і точки роси. Розглянемо докладніше ці характеристики.

а) *Парціальний тиск водяної пари  $e$* . Тиск водяної пари при даній температурі повітря не може перевищувати певне граничне значення  $E$ , яке носить назву тиску насичення або тиску насиченої водяної пари. Тиск насичення залежить від температури, тобто він збільшується при зростанні температури і навпаки. Розмірність парціального тиску гПа (гектопаскаль).

б) *Абсолютна вологість  $a$*  – це маса водяної пари в грамах, яка міститься в  $1 \text{ м}^3$  повітря ( $\text{г/м}^3$ ). Абсолютна вологість залежить від парціального тиску пари та температури. Ця залежність має вигляд:

$$a = 217 \frac{e}{T},$$

або, якщо від абсолютної шкали температури перейти до шкали Цельсія,

$$a = \frac{0.8e}{1 + \alpha t}. \quad (1.16)$$

в) *Відносна вологість  $f$* . Відносною вологістю повітря називають відношення парціального тиску водяної пари  $e$  до тиску насичення  $E$  над плоскою поверхнею чистої води

$$f = \frac{e}{E} 100\% \quad (1.17)$$

г) *Масова частка водяної пари  $s$* . Масовою часткою водяної пари називається маса водяної пари в грамах, яка міститься в одиниці маси вологого повітря. Якщо маса вологого повітря дорівнює 1 г, то залежність між масовою часткою водяної пари, її парціальним тиском і атмосферним тиском  $p$  має вигляд:

$$s = \frac{0.622e}{p - 0.378e} \quad (1.18)$$

У більшості розрахунків другим членом знаменника формули (1.18) можна знехтувати, тоді

$$s = 0.622 \frac{e}{p} \quad (1.19)$$

Коли маса вологого повітря дорівнює 1 кг, то

$$s = 622 \frac{e}{p}, \quad (1.20)$$

де  $s$  – у проміле (‰).

д) *Відношення суміші  $\Gamma$* . Відношення суміші – це відношення маси водяної пари в деякому об'ємі повітря до маси сухого повітря у тому ж об'ємі.

Оскільки об'єми однакові,

$$\Gamma = \frac{\rho_n}{\rho_c}, \quad (1.21)$$

де  $\rho_n, \rho_c$  – густина водяної пари і сухого повітря відповідно.

Відношення суміші можна виразити через парціальний тиск водяної пари та атмосферний тиск  $p$  за допомогою формули

$$\Gamma = 0.622 \frac{e}{p - e} \quad (1.22)$$

Відношення суміші та масова частка водяної пари пов'язані одне з одним таким чином;

$$s = \frac{\Gamma}{1 + \Gamma}; \Gamma = \frac{s}{1 - s} \quad (1.23)$$

є) *Дефіцит насичення*  $d$ . Дефіцит тиску – це різниця між тиском насичення та парціальним тиском водяної пари

$$d = E - e. \quad (1.24)$$

ж) *Точка роси*  $\tau$ . Точкою роси називають температуру, при якій водяна пара, що міститься в повітрі, при постійних атмосферному тиску та масовій частці водяної пари стає насиченою відносно плоскої поверхні води, інакше кажучи, точка роси дорівнює температурі, при якій відносна вологість повітря дорівнює 100%. Оскільки при цьому

$$\frac{e}{E(\tau)} = 1, \text{ то } e = E(\tau). \quad (1.25)$$

Якщо сформульовані вище умови виконуються відносно плоскої поверхні чистого льоду, то така температура називається точкою льоду.

з) *Дефіцит точки роси*  $\Delta$ . Дефіцитом точки роси називається різниця між температурою повітря  $T$  і точкою роси  $\tau$  за незмінного тиску

$$\Delta = T - \tau \quad (1.26)$$

У цей час накопичені численні дані вимірювань характеристик вологості в атмосфері. Вони показують, що концентрація водяної пари дуже мінлива у просторі та за часом. Як приклад, у табл. 1.4 наводяться середні значення парціального тиску водяної пари біля земної поверхні у деяких районах України. Як свідчать дані табл. 1.4, значення парціального тиску залежать, по-перше, від географічного положення пунктів і, по-друге, від сезону. Повітря у приморських та південно-західних районах України більш вологе, ніж у центральних і східних.

На вологість повітря, особливо у теплу половину року, дуже впливає поверхня моря. Навіть на метеорологічних станціях Євпаторія і

Сімферополь, які близько розташовані одна від одної, парціальний тиск суттєво відрізняється.

Таблиця 1.4 – Середні значення парціального тиску  $e$  (гПа) у центральні місяці сезонів

Метеорологічні станції	I	IV	VII	X
Чернігів	3,7	7,4	15,4	8,0
Київ	3,9	7Д	15,0	8Д
Львів	3,9	7,8	15,1	8,5
Вінниця	3,6	7,1	15,1	8,2
Луганськ	3,6	7,2	14,5	7,9
Ужгород	4,5	8,4	15,8	9,0
Одеса	4,9	8,3	17,1	10,3
Євпаторія	5,8	9,0	18,6	10,9
Сімферополь	5,3	7,8	15,9	9,5

Парціальний тиск водяної пари дуже залежить від сезону. Видно, що влітку він у три і більше разів перевищує зимові значення.

Крім річного ходу, вологість повітря має добре помітний добовий хід. Як приклад, у табл. 1.5 містяться дані середнього значення парціального тиску для певних моментів часу.

Таблиця 1.5 – Добовий хід парціального тиску водяної пари  $e$  (гПа)

Час	Одеса				Запоріжжя			
	I	IV	VII	X	I	IV	VII	X
1	4,8	8,2	16,8	10,3	4,3	7,5	15,8	8,6
7	4,8	8,3	17,1	10,2	4,1	7,5	16,4	8,4
13	5,0	8,6	17,5	10,4	4,4	7,4	14,6	8,8
19	4,9	8,2	16,9	10,3	4,4	7,8	15,5	8,9

Добовий хід парціального тиску добре виявляється у теплу половину року, причому по-різному на узбережжі та у глибині континенту. На узбережжі максимум спостерігається у години, близькі до місцевого полудня, коли інтенсивність сонячної радіації найбільша. У континентальних районах максимум спостерігається у ранкові години, зменшення концентрації водяної пари у полудневі часи обумовлюється тим, що велика її кількість під впливом вертикальних потоків переноситься у більш високі шари атмосфери.



Зі збільшенням висоти парціальний тиск швидко зменшується, закономірність зменшення тиску водяної пари з висотою характеризують формули, що були отримані емпіричним шляхом. Це, по-перше, формула Ганна

$$e = e_0 \cdot 10^{-z/6.3}, \quad (1.27)$$

де  $e_0$  – тиск пари при  $z = 0$ ,  $z$  – висота у кілометрах і, по-друге, формула Зюрінга

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{6} - \frac{z^2}{120}}. \quad (1.28)$$

Відповідно до формули (1.27) тиск водяної пари зменшується у 10 разів на висоті 6,3 км і у 100 разів на висоті 12,6 км.

Річний хід має і масова частка водяної пари. Як приклад, у табл.1.6 наводяться середні значення цієї характеристики вологості повітря у Москві за період 1961 - 1969 рр.

Таблиця 1.6 – Середні значення масової частки водяної пари (‰) у Москві

Місяць	Рівень, км							
	0	1,5	3,0	5,0	7,0	9,0	12,0	16,0
Січень	1,56	1,54	0,90	0,27	0,09	0,02	0,03	0,04
Липень	9,06	6,36	3,51	1,41	0,46	0,11	0,06	0,09

З табл. 1.6 видно, що спостерігається, по-перше, річний хід масової частки пари, причому, на всіх висотах, по-друге, зменшення масової частки з висотою – до 9 км взимку і 12 км влітку. Вище позначених висот відбувається деяке зростання масової частки водяної пари. Закономірність падіння масової частки пари з висотою можна характеризувати формулою Зюрінга

$$s = s_0 \cdot 10^{-\frac{z}{6} - \frac{z^2}{120}}, \quad (1.29)$$

де  $s_0$  – значення масової частки при  $z = 0$ .

Формула Зюрінга, як і дані табл. 1.6, висвітлює характер змінення з висотою масової частки водяної пари у середньому. В конкретних ситуаціях можна спостерігати і зростання масової частки пари в шарі атмосфери, що розташовується поблизу від земної поверхні. Ці випадки особливо часто зустрічаються взимку. Даних про розподіл характеристик вологості повітря на висотах, більших за ті, що позначені у табл.1.6, неба-

гато. Але їхнє узагальнювання дало змогу встановити такі *типи розподілу водяної пари*:

1. Швидке зменшення масової частки водяної пари з висотою до значень  $10^{-3} \div 10^{-2} \text{ ‰}$  біля висоти 15 - 16 км (як і показано у табл.1.6) і її зростання до рівня 30-35 км, де вона досягає значень, що на 1-2 порядки перевищують значення на висоті 15 - 16 км.

2. Масова частка пари мало змінюється з висотою і має відносно високі значення (від 0,01 до 0,05‰). Спостереження показують, що у шарі 13 - 40 км відношення суміші коливається у відносно вузьких межах (від 2 до 7  $\text{млн}^{-1}$ ). Але у деяких випадках воно може зменшуватись до 0,8  $\text{млн}^{-1}$  і збільшуватись до 20 - 25  $\text{млн}^{-1}$ .

У цей час є експериментальні дані, отримані за допомогою спеціального обладнання на штучних супутниках Землі, які дають змогу виявити характер розподілу водяної пари вище 40 км. Концентрація водяної пари на цих висотах до висоти 60 км змінюється мало і коливається у межах 5 - 8  $\text{млн}^{-1}$ , а вище швидко зменшується. На висотах 80 - 85 км відношення суміші може бути менше ніж 0,25  $\text{млн}^{-1}$ . У шарі атмосфери 50 - 80 км спостерігаються міждобові варіації. На висоті 60 км вони можуть досягати 5,3 - 7,5  $\text{млн}^{-1}$ , на висоті 70 км – 2,7 - 4,9  $\text{млн}^{-1}$ , на висоті 80 км – 1,1 - 3,0  $\text{млн}^{-1}$ . Амплітуда добових коливань може дорівнювати 25% і більше.

#### 1.2.3.2 Фізичні властивості води, льоду і водяної пари

Водяна пара на відміну від інших газів, що складають атмосферу, при температурах повітря, які спостерігаються в атмосфері, може змінювати свій агрегатний стан, переходячи у рідкий (воду), чи твердий стан (лід). Все це різні фази води, тобто фізично однорідні частини системи, які здатні переходити із одного стану в інший (рис. 1.5). Як вже зазначалось, для кожного газу існує критична температура  $T_{кр}$ . Якщо  $T > T_{кр}$ , то газ не може перейти в інший фазовий стан, незважаючи на те, при якому атмосферному тиску він перебуває. Для водяної пари  $t_{кр} = 374^\circ\text{C}$ . Звичайно, що в атмосфері  $T < T_{кр}$ .

Ця властивість водяної пари визначає специфічні характеристики різних фаз води. Основні з них полягають у тому, що:

– майже для всіх речовин при зменшенні температури густина зростає, у тому числі й при твердненні. Вода має найбільшу густину 1  $\text{г/см}^3$  при  $t = 4^\circ\text{C}$ . При змінненні температури в той чи інший бік густина води зменшується. Замерзання води приводить до стрибкоподібного зменшення густини. При  $t = 0^\circ\text{C}$  густина льоду  $\rho_{\text{л}} = 0,91 \text{ г/см}^3$ ;

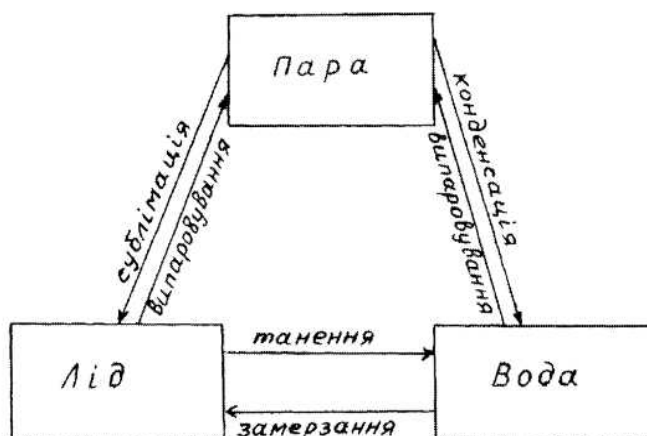


Рисунок 1.5 – Фазові стани води

- теплоємність рідких речовин при їхньому замерзанні змінюється незначно. Для льоду питома теплоємність  $c_{\text{л}} = 2114 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ , що складає приблизно половину питомої теплоємності води, яка дорівнює  $c_{\text{в}} = 4186,8 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ;

- температура замерзання та кипіння води значно вища, ніж у інших хімічних сполук, що перебувають в рідкому стані;

- питома теплота плавлення  $L_{\text{пл}} = 324 \text{ кДж}/\text{кг}$ ;

- вода характеризується високою хімічною активністю та розчинною здатністю;

- поверхневий натяг води ( $\alpha = 72,8 \text{ мДж}/\text{м}$  при  $t = 20^\circ\text{C}$ ) більший ніж у інших рідин;

- густина води й льоду при зміненні температури змінюються незначно. При розв'язанні задач фізики атмосфери їх можна вважати постійними на відміну від задач фізики океану, де змінення густини води треба обов'язково враховувати;

- питому теплоємність водяної пари можна вважати незалежною від температури ( $c_{\text{вл}} = 1386 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ;  $c_{\text{рл}} = 1846 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ );

- при безпосередньому переході водяної пари до льоду, тобто при процесі сублімації,  $L_{\text{с}} = 2837 \text{ кДж}/\text{кг}$  і практично не залежить від температури.

Парціальний тиск насиченої водяної пари залежить від температури. Ця залежність визначається рівнянням Клаузіуса-Клапейрона

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T_2}. \quad (1.30)$$

Проінтегруємо рівняння (1.30) у границях від  $T_0, E_0$  до  $T, E$ . Будемо мати:

$$\ln \frac{E}{E_0} = \frac{L}{R_n} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \quad (1.31)$$

або

$$E = E_0 \cdot e^{\frac{L}{R_n} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)} \quad (1.32)$$

При  $T_0 = 273.15 \text{ К}$   $E_0 = 6.1078 \text{ гПа}$ . Підставивши значення  $L$  та  $R_n$ , після переходу до десяткового логарифму отримаємо:

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{8.61503t}{273.15+t}}, \quad (1.33)$$

де  $t$  – температура за шкалою Цельсія. Аналогічні формули шляхом заміни  $L$  на  $L_c$  можна отримати і для тиску насичення над поверхнею льоду  $E_l$ :

$$\ln \frac{E_l}{E_0} = \frac{L_c}{R_n} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \quad (1.34)$$

або

$$E_l = E_0 \cdot 10^{\frac{9.76421t}{273.15+t}}. \quad (1.35)$$

При практичних розрахунках можна використовувати й формулу Магнуса

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{at}{6+t}}, \quad (1.36)$$

яка має таку ж саму структуру, як і формули (1.33) і (1.35), але відрізняється від них числовими коефіцієнтами. У ній коефіцієнти дорівнюють для води відповідно 7,63 і 241,9, для льоду 9,5 і 265,5.

Графік залежності тиску насичення від температури міститься на рис. 1.6. У точці 0 на графіку, що має координати  $T_0 = 273,16$  ( $t = 0,01^\circ\text{C}$ );  $E_0 = 6,1114 \text{ гПа}$ , всі три фази води перебувають у стані рівноваги. Ця точка носить назву *потрійної точки*. При додатних температурах, тобто вище температури плавлення, вода може бути лише у рідкому та газоподібному станах. Крім потрійної точки крива  $E = E(t)$  проходить через точку  $T = 373,15$  ( $t = 100^\circ\text{C}$ ) і  $E = 1013,2 \text{ гПа}$  – точку кипіння при

нормальному атмосферному тиску та критичну точку  $K$  з координатами:  $T_k = 647,15\text{ K}$  ( $t_{кр} = 374^\circ\text{C}$ ) і  $E_k = 221000\text{ гПа}$ .

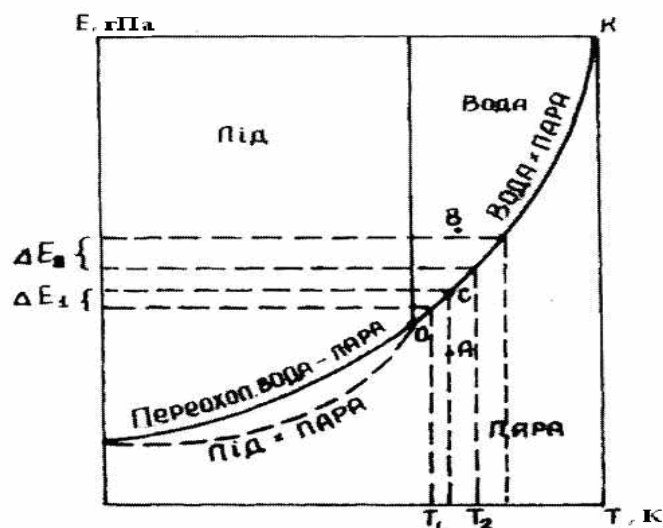


Рисунок 1.6 – Залежність тиску насичення від температури та фазового стану випарної поверхні

Розглянемо точки  $A, B$  і  $C$ , для яких парціальний тиск водяної пари дорівнює відповідно  $e_A$ ,  $e_B$  і  $e_C$ . У точці  $C$ , очевидно, водяна пара і вода перебувають у рівновазі ( $e_C = E$ ). Тиск пари у точці  $A$  менше ніж тиск насичення ( $e_A < E$ ). За таких умов відбувається випаровування води. Якщо умови постійності температури й тиску водяної пари зберігаються, то випаровування буде продовжуватись до тих пір, доки вода не обернеться у водяну пару. Навпаки, у точці  $B$ , для якої  $e_B > E$ , буде відбуватись конденсація водяної пари.

При температурах, нижчих ніж у потрійній точці, вода може перебувати як у твердому (лід), так й у рідкому станах. При цьому стан переохолодженої води може бути досить стійким.

Треба підкреслити, що при від'ємних температурах тиск насичення над поверхнею льоду менший, ніж над поверхнею переохолодженої води, тому що сили зчеплення молекул водяної пари з молекулами води менші від сил зчеплення їх з молекулами льоду. Це приводить до того, що при тій же температурі рівноважний тиск водяної пари над поверхнею переохолодженої води більший, ніж над поверхнею льоду. Область, розташована між кривими тиску насиченої водяної пари над переохолодженою водою і льодом, відповідає або газоподібному стану, коли в атмосфері є охолоджена вода, або твердому стану, коли в атмосфері є лід.

Однією із характерних властивостей частинок твердої або рідкої фаз є *поверхневий натяг*. На поверхні поділу, наприклад, води і водяної пари є шар молекул, який значно відрізняється за своїми властивостями від інших шарів молекул у воді. Молекули, що розташовуються всередині води, зазнають рівномірної дії із боку оточуючих молекул. Рівнодіюча цих молекулярних сил дорівнює нулю. Дія молекулярних сил на молекули, розташовані на межі поділу двох середовищ, суттєво відрізняється. У цьому випадку сили спрямовані від поверхні у середину води. Отже, на межі двох фаз зосереджується надлишок енергії відносно енергії тих об'ємних частин, які утворюють поверхневий шар.

Очевидно,

$$u_c = u_1 + u_2 + u', \quad (1.37)$$

де  $u_c$  – енергія (потенціал) усієї системи,

$u_1$  – енергія (потенціал) водяної пари (фаза 1),

$u_2$  – енергія (потенціал) води (фаза 2),

$u'$  – надлишок енергії.

Звідси надлишок енергії дорівнює

$$u' = u_c - (u_1 + u_2). \quad (1.38)$$

Питома поверхнева енергія, яка відповідає роботі утворення одиниці поверхневого шару, визначається як відношення надлишку енергії до площі поверхні поділу  $F$

$$\sigma = \frac{u'}{F} = \frac{u_c - (u_1 + u_2)}{F} \quad (1.39)$$

і називається *поверхневим натягом*. Він чисельно дорівнює роботі, яка потрібна, щоб витягти з води і водяної пари кількість молекул, необхідну для утворення 1 м<sup>2</sup> поверхневого шару води. Поверхневий натяг залежить від температури. Ця залежність для води має вигляд:

$$\sigma = \sigma_0(1 - 0.002t), \quad (1.40)$$

де  $\sigma_0 = 75.64$  мДж/м<sup>2</sup> – поверхневий натяг при температурі  $t = 0^\circ\text{C}$ .

Комплекс із п'яти молекул H<sub>2</sub>O можна розглядати як сформовану *ембріональну краплину*, оскільки з молекулою, що знаходиться всередині цього комплексу, не може безпосередньо зв'язуватись жодна інша молекула водяної пари. У ньому всі крайні молекули утримуються силами зчеплення з центральною молекулою, яка ізольована від вільних молекул водяної пари. Але в такому комплексі (H<sub>2</sub>O)<sub>5</sub> поверхневі сили ще не

можуть бути стійкими, оскільки відрив навіть однієї молекули руйнує зазначену симетрію.

### 1.2.3.3 Випаровування води, випарність

Між атмосферою і підстильною поверхнею відбувається постійний обмін вологою завдяки *механізму випаровування* води із земної поверхні та конденсації атмосферної водяної пари на земній поверхні, а також за рахунок атмосферних опадів.

Процеси випаровування та конденсації відбуваються у *приземному шарі атмосфери*, тобто найнижчому шарі атмосфери зі середньою товщиною 50-100 м. Його властивості будуть розглядатися пізніше.

У приземному шарі атмосфери формуються турбулентні потоки водяної пари, які є випаровуванням, якщо потік направлений від земної поверхні до атмосфери або зволоженням підстильної поверхні, якщо потік направлений навпаки. *Потоком водяної пари* називають кількість водяної пари, яка за одиницю часу проходить через одиничну площадку у напрямку, перпендикулярному до цієї площадки.

Як показують розрахунки, у першому наближенні масова частка водяної пари  $s$  у середньому змінюється з висотою  $z$  у приземному шарі за логарифмічним законом (див. розд. 7.4.2)

$$s(z) = s_2 - \frac{Q_{z_0}}{\rho_0 a} \ln \frac{z}{z_2}, \quad (1.41)$$

де  $s_2$  – значення масової частки водяної пари на висоті 2 м (висота розташування метеорологічних приладів у метеорологічній будці);

$Q_{z_0}$  – турбулентний потік водяної пари на рівні підстильної поверхні ( $z = z_0$ ) або, інакше кажучи, *швидкість випаровування* (конденсації) водяної пари;

$\rho_0$  – густина повітря у приземному шарі атмосфери;

$a$  – деякий параметр.

*Випаровуванням* або *швидкістю випаровування* називають масу води, яка випаровується за одиницю часу з одиничної поверхні. Розмірність швидкості випаровування –  $\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$ .

Частіше за все, випаровування розраховується за більш тривалі проміжки часу (годину, добу, місяць) у міліметрах шару води, що як зазначалося вище, практично не відрізняється від  $1 \text{ г}/\text{см}^3$ . Тому

$$Q_{z_0} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = Q_{z_0} \text{ мм}/\text{с}$$

це співвідношення справедливе для будь-якої одиниці часу.

З формули (1.41) випливає, що масова частка водяної пари з висотою зменшується, якщо  $Q_{z_0} > 0$ , тобто, коли відбувається випаровування води з підстильної поверхні, і збільшується, коли  $Q_{z_0} < 0$ . Останнє можливо, коли водяна пара на поверхні землі конденсується.

На основі формули (1.41) при умові, що випаровування відбувається з поверхні водоймища, де  $s_0 = s_m$ , тобто дорівнює масовій частці насиченої пари при температурі поверхні води  $T_0$ , вона має вигляд:

$$Q_{z_0} = -\rho_0 \alpha_s c_3 (s_2 - s_0), \quad (1.42)$$

де  $\alpha_s$  – коефіцієнт вологообміну;

$c_3$  – швидкість вітру на деякій висоті  $z_3$ , що розташовується між поверхнею води та висотою  $z_2$ .

Якщо у формулі (1.42) замість масової частки  $s$  використати відповідні значення парціального тиску водяної пари, то вона буде мати вигляд:

$$Q_{z_0} = b_1 c_3 (E_0 - e_2), \quad (1.43)$$

де  $E_0$  – тиск насичення при температурі поверхні води  $T_0$ ;

$e_2$  – тиск водяної пари на висоті  $z_2$ ;

$b_1$  – параметр, який визначається формулою

$$b_1 = 0.622 \frac{\alpha_s \rho_0}{\rho_0}. \quad (1.44)$$

Формула (1.43) називається *формулою Дальтона*. Вона може використовуватись і для розрахунків швидкості випаровування з поверхні снігу. Але у цьому разі замість  $E_0$  треба брати тиск насичення над льодом  $E_l$  при температурі снігової поверхні. При однакових інших умовах швидкість випаровування з поверхні снігу менша ніж з поверхні води, оскільки  $E_l < E_0$ .

Швидкість випаровування з снігової поверхні залежить від її стану. Експериментально встановлено, що при однакових станах приземного шару атмосфери швидкість випаровування з поверхні старого тугого снігу, й особливо льоду, значно більша ніж з поверхні розсипчастого снігу. Пояснити це можна тим, що лід й тугий сніг мають більшу теплопровідність. Оскільки в таких умовах температура зростає з глибиною, потік



тепла з глибини, а разом з тим і температура поверхні льоду чи тугого снігу, більші ніж відповідні їх значення у випадку розсипчастого снігу.

У деяких випадках на поверхні снігу відбувається сублімація водяної пари. Тоді, очевидно,  $Q_{z0} < 0$ , це можливо, коли  $e_2 > E_L$ .

Оцінка максимальних величин випаровування має велике значення для розрахунків водного режиму водоймищ і норм зрошування сільськогосподарських полів. Для порівняння швидкості випаровування з максимально можливою в умовах того чи іншого географічного району використовується поняття випарність.

Випарністю називають кількість води, яка могла б випаровуватися з поверхні суші у даній місцевості при необмеженому запасі вологи у ґрунті.

У районах з надмірним зволоженням фактичне випаровування близьке до випарності. У засушливих районах випаровування значно менше ніж випарність.

#### 1.2.3.4 Загальні умови фазових переходів води в атмосфері

У середовищі водяної пари безперервно відбувається утворення та руйнування комплексів молекул. Деякі з них можуть мати властивості зародкової краплі. Елементарний зародок, або ембріональна краплина, може бути стійким і збільшуватись з часом або нестійким і руйнуватись. Виникає питання, за яких умов зародок стає стійким.

Будемо вважати, по-перше, що процес відбувається у гомогенному середовищі водяної пари, тобто при відсутності будь-яких аерозольних частинок, по-друге, що водяна пара знаходиться у метастабільному стані. Метастабільним називають такий стан водяної пари, коли вона може перейти межу стійкості, при якій вона існує у рівновазі з новою (рідкою) фазою. Для утворення зародка нової фази необхідно витратити роботу  $W$ . Ця робота повинна витрачатись на подолання поверхневого натягу частинки, що утворюється, і може розглядатись як міра стійкості зародка, вона дорівнює

$$W = \frac{1}{3} \sigma F, \quad (1.45)$$

де  $F$  – площа поверхні зародка.

Якщо вважати, що зародок має форму сфери з радіусом  $r$ , то

$$W = \frac{4}{3} \sigma \pi r^2 \quad (1.46)$$

Зародок буде у стійкому стані, якщо буде виконуватись нерівність  $W > W_{кр}$ , де  $W_{кр}$  – критичне значення роботи. У такому випадку він буде перебувати у рівновазі з метастабільною фазою водяної пари. Оскільки  $a$  – певна величина, то із зазначеної нерівності виходить  $F \geq F_{кр}$  і  $r \geq r_{кр}$ .

Виникає питання, якими фізичними умовами обумовлюється критичний радіус краплі.

Для цього розглянемо два випадки:

а) Відбувається змінення парціального тиску водяної пари при незмінній температурі  $T = const$ . Як показують розрахунки, у цьому випадку критичний радіус краплі  $r_{кр}$  визначається такою рівністю:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{\rho_k R_n T \ln \frac{e}{E}}, \quad (1.47)$$

де  $\rho_k$  – густина води в краплі;

$R_n$  – питома газова стала краплі.

б) При незмінному парціальному тиску водяної пари  $e = const$  відбувається зниження температури повітря на  $dT = T - T_H$ , де  $T_H$  – температура насичення, тобто температура, при якій водяна пара перейде в стан насичення. За таких умов критичний радіус дорівнює:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma\mu}{\rho_k N L \ln \frac{T_H}{T}}, \quad (1.48)$$

де  $\mu$  – молекулярна маса водяної пари;

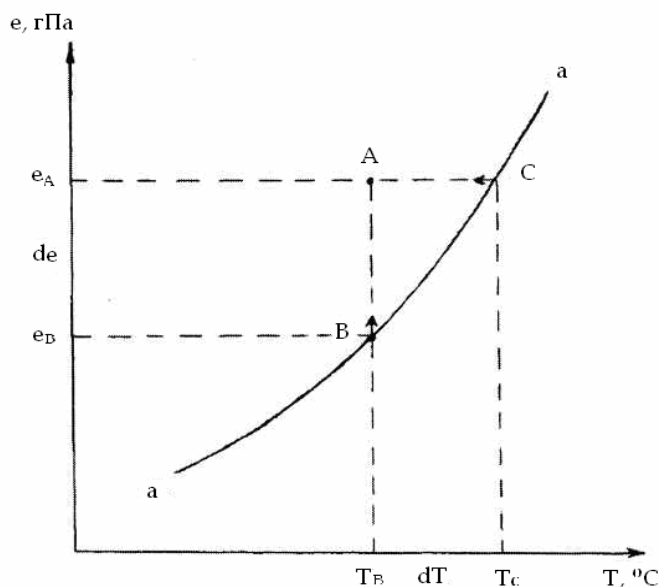
$N = 6.02 \cdot 10^{26}$  кмоль<sup>-1</sup> – число Авогадро;

$L$  – питома теплота конденсації.

Формули (1.47) і (1.48) показують, що для утворення нової фази обов'язково треба перейти метастабільну межу, тобто необхідно або пересичення  $e > E$ , або переохолодження  $T_H > T$ .

Так, якщо на рис. 1.7 лінія  $a - a$  є метастабільна межа між фазами 1 (пар) і 2 (вода), то при змінненні парціального тиску при постійній температурі  $T_e$  лінія значень  $e$  пересіче межу метастабільності у точці  $B$ , і нова фаза 2 виникне у точці  $A$  при значенні тиску пари  $e_A$ . У точку  $A$  можна прийти й іншим шляхом: при постійному значенні тиску пари  $e_A$  треба зменшити температуру пароповітряного середовища на  $dT = T_c - T_e$ , пере-

тинаючи межу метастабільності у точці  $c$ . Можливо й одночасне змінювання обох факторів.



$e$  – тиск пари;  
 $T$  – температура;  
 $a$  –  $a$  – метастабільна межа

Рисунок 1.7 – Діаграма утворення нової фази (за Фолмером)

Знаючи радіус критичного зародка, можна за допомогою формули (1.46) знайти роботу, яку треба витратити для утворення зародка нової фази. Вона, очевидно, дорівнює

$$W = \frac{16\pi\sigma^3}{3\rho_k^2 R_n^2 T^2 \ln^2 \frac{e}{E}}. \quad (1.49)$$

Фолмер на основі статистичних міркувань визначив, що імовірність  $P$  утворення нової фази або число виникаючих в одиницю часу зародків нової фази в 1 см, дорівнює:

$$P = C_n \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (1.50)$$

де  $C_n$  – коефіцієнт, який визначається рівнянням

$$C_n = \frac{1}{\rho_k (kN)^2}, \quad (1.51)$$

$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – стала Больцмана.

За допомогою рівнянь (1.49) - (1.51) він одержав, що  $P=1$ , коли  $e/E > 4$ .

Це означає, що спонтанна конденсація у гомогенному середовищі водяної пари можлива лише при пересиченнях, більших ніж чотирикратне. Досліди в адіабатичній камері Вільсона показали, що у пароповітряному середовищі при відсутності сторонніх домішок конденсація водяної пари відбувається при восьмикратному пересиченні.

Вище було показано, що для спонтанного утворення у гомогенному середовищі водяної пари потрібно 4-8 кратне пересичення. Таких пересичень в атмосфері не буває. Навіть усередині купчастої хмари у висхідному потоці пересичення досягають соті частки процента. Але в атмосфері конденсація водяної пари відбувається. Річ у тому, що реальна атмосфера не є гомогенною. Вона містить в собі велику кількість аерозольних частинок. Деякі з них виступають у ролі зародків нової фази. Тверді частинки, які спонтанно покриваються водяною плівкою, а також соляні частинки, адсорбуючі молекули водяної пари, перетворюються на краплі розчину солі. І в тому, і в іншому випадках молекули водяної пари будуть конденсуватись вже на готовій рідкій поверхні порівняно великого зародка. При цьому відпадає необхідність витрати енергії на утворення первинної асоціації молекул. Необхідна лише витрата її на зростання краплі від розміру аерозольної частинки до розміру, коли крапля приходить до стану рівноваги з оточуючим пароповітряним середовищем. Аерозольні частинки, на яких відбувається конденсація водяної пари, називаються ядрами конденсації.

Численні спостереження показали, що в атмосфері завжди присутні ядра таких розмірів і в таких кількостях, що утворення хмар відбувається при тих пересиченнях, які бувають в реальній атмосфері. Атмосферні аерозольні частинки можна розділити на три групи.

1. *Тверді ядра, нерозчинні та незмочені.* Це пилінки, частинки піщинок, кварцу, вугілля, рослинні спори тощо. Конденсація водяної пари на них можлива, але при великих пересиченнях. В атмосферних умовах вони у ролі ядер конденсації не виступають.

2. *Тверді частинки нерозчинні, але змочені.* Такі частинки спонтанно адсорбують вологу і в залежності від існуючої вологості й ступеня змочуваності покриваються одним або більшою кількістю молекулярних шарів води. Якщо частинки мають неправильну форму або пухку структуру, то у поглибленнях і порах відбувається капілярна конденсація чи адсорбція навіть при недосиченнях. Хоча така адсорбція у точному значенні слова не є конденсацією, але при дуже малих розмірах ядер межі між цими відкладами води стираються.

3. *Краплі розчинів.* У вологій атмосфері тверді розчинні гігроскопічні частинки швидко перетворюються на краплі розчинів. Це найбільш важлива група ядер конденсації. Вони надходять в атмосферу при спалюванні вугілля, яке містить від 0,3 до 20% сірки. Із сірки в результаті спалювання виникає двооксид сірки  $\text{SO}_2$ , який за допомогою різних окислювачів може перетворитися на сірчаний ангідрид  $\text{SO}_3$  і потім – на сірчану кислоту  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , розчинну і дуже гігроскопічну.

Гігроскопічні ядра конденсації утворюються також із морських бризок і піни. Випаровування їх приводить до утворення дрібненьких частинок морської солі. Морська сіль складається із 77,8%  $\text{NaCl}$ , 10,9%  $\text{MgCl}_2$  і невеликої кількості сірчаноокислих магнію, калію й кальцію.

Ядра конденсації утворюються також при вивітрюванні земної поверхні, при лісових пожежах, вулканічній діяльності тощо. Із загальної кількості ядер конденсації припадає: на морські ядра – 20%, продукти спалювання – 40%, частинки ґрунту – 20%, ядра невідомого походження – 20%.

Концентрація ядер конденсації в атмосфері коливається у широких межах. Середнє число ядер в  $1\text{см}^3$  поблизу від земної поверхні дорівнює: близько 150000 – у великих містах, 35000 – у невеликих містах, 9500 – у сільській місцевості, 940 – над океанами і в горах. Більшість із них не є активними і не беруть участі у процесах конденсації.

Як показали спостереження, в атмосфері зустрічаються ядра конденсації, розміри яких змінюються в широких межах – від  $10^{-7}$  до  $10^{-3}$  см. За розмірами ядра конденсації поділяють на три групи: частинки радіусом від  $5 \cdot 10^{-7}$  до  $2 \cdot 10^{-5}$ , які називають *ядрами Айткена*; частинки радіусом від  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $10^{-4}$  см, що називаються крупними ядрами; частинки радіусом більше  $10^{-4}$  см. Останні мають назву гігантських ядер конденсації. В атмосфері найбільшу концентрацію мають ядра Айткена. У середньому в  $1\text{см}^3$  їх утримується 42500, у той час, коли крупних ядер – 132, а гігантських – 2. Незважаючи на те, що кількість крупних і гігантських ядер мала порівняно з кількістю ядер Айткена, внесок їх у загальну масу ядер найбільший.

Концентрації різних складових аерозолі залежать від метеорологічних умов і місцевості. Наприклад, концентрація морської солі швидко зменшується з висотою, в той час, коли над материком вона практично не змінюється до висоти 3 - 4 км.

#### 1.2.3.5 Фізичні особливості льодоутворення в атмосфері

У попередніх параграфах були розглянуті процеси виникнення рідкої фази води. Але процес фазових перетворень у хмарі цим не обмежується. При від'ємних температурах утворюється й вступає у взаємодію з краплями і водяною парою тверда фаза – льодяні кристали.

Тривалий час вважали, що після переходу нульової ізотерми у хмарі починається утворення кристалів, а утворення крапель припиняється. Однак численні дослідження показали здатність крапель води існувати як у лабораторних, так і у природних умовах до глибокого переохолодження.

Переохолоджені краплі зустрічаються при температурі  $-40^{\circ}\text{C}$  і навіть при більш низьких температурах. Отже, наявність переохолоджених крапель у хмарі є нормальним її станом.

Процес переходу пари в тверду фазу з фізичної точки зору схожий з переходом пара – вода. На основі молекулярно-кінетичної теорії було показано, що пересичена та переохолоджена „стара” фаза знаходиться у метастабільному стані. При цьому від ступеня переохолодження залежить, у яку фазу відбувається перехід – рідку чи тверду. Поряд з прямим переходом пари у тверду фазу остання може утворюватись із рідкої фази, коли лід виявляється лише вторинним продуктом конденсації водяної пари. Процес безпосереднього переходу водяної пари у тверду фазу називається сублімацією. Теоретично для здійснення спонтанної сублімації у гомогенному середовищі пари потрібні дуже великі пересичення. Експериментальні дослідження показують, що первинний льодяний туман у камері без утворення крапель з'являється лише при пересиченнях близько 1000%, які, звичайно, у природних умовах не зустрічаються. Для пояснення процесу утворення твердої фази Вегенер висунув гіпотезу про існування ядер сублімації. Вважалося, що ці ядра мають такі ж самі кристалічні ґратки, як і лід, тобто, що на цих ядрах утворюються льодяні кристали шляхом сублімації при досягненні насичення над льодом, яке, як відомо, нижче за насичення над водою. Проте, як було встановлено, у природних хмарах і у лабораторних умовах поява кристалів завжди спостерігається лише при досягненні насичення відносно води. Це означає, що при від'ємних температурах спочатку відбувається конденсація водяної пари, а вже потім кристалізація рідкої фази.

Як і для процесу конденсації, для початку кристалізації потрібно утворення зародка льодяної фази всередині переохолодженої краплі. Таким зародком може бути скупчення молекул води, яке має густину і структуру льоду, що утворилось у результаті випадкових рухів молекул. Імовірність появи таких скупчень збільшується при зниженні температури. Такий фазовий перехід називається гомогенним.

Розглянемо гомогенний фазовий перехід вода – лід.

Зародок, що утворюється, стає стійким лише при досягненні відповідного розміру, який будемо називати критичним. На утворення зародка треба витратити енергію, пропорційну поверхневому натягу  $\gamma_{\text{л}}$ . Виникає запитання, звідки ця енергія береться? Справа в тому, що при фазовому переході вода-лід виділяється прихована теплота кристалізації,

пропорційна об'єму води, менша від вільної енергії системи вода – лід, і зародок не може бути стійким.

Як показали дослідження, критичний радіус льодяного зародка визначається таким співвідношенням:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma_{л}}{L_{пл}\rho_{л} \ln \frac{T_0}{T}}, \quad (1.52)$$

де  $\rho_{л}$  – густина льоду;

$L_{пл}$  – питома енергія плавлення;

$T_0$  – температура потрійної точки.

Формула (1.52) показує, що розмір кристалічного зародка суттєво залежить від ступеня переохолодження краплі. Чим він більший, тим  $r_{кр}$  менший, тобто тим легше утворюватись зародку твердої фази.

Отримана формула характеризує гомогенний фазовий перехід вода-лід. Але зазначений фазовий перехід може відбуватись і у присутності сторонніх твердих частинок. Такий фазовий перехід називають гетерогенним. Як показують дослідження структури сніжинок під електронним мікроскопом, у центральній частині кристалів у більшості випадків виявляється тверде ядро розміром 0,5...0,8 мкм. У інших випадках таких частинок декілька, а розмір їх такий, який мають ядра конденсації, тобто 0,01...0,1 мкм. Це частинки ґрунту, дрібненькі кристалики солей, мікроорганізми. Але кристалічної структури у більшості ядер не спостерігається. Тому робиться припущення, що роль цих ядер, які називаються ядрами замерзання, полягає у стимулюванні перебудови молекулярної структури води при її переохолодженнях.

Помітні концентрації льодяних кристалів починають утворюватись у хмарі, коли температура падає нижче  $-15^{\circ}\text{C}$ . Для гомогенної кристалізації ці умови, як було показано, не виявляються сприятливими. Це означає, що відбувається гетерогенне льодоутворення. Вода у контакті з більшістю речовин буде замерзати при температурах вище  $-40^{\circ}\text{C}$ , і пара буде сублімуватись на більшості речовин при перенасиченнях і переохолодженнях більш низьких, ніж потрібно для гомогенного льодоутворення. Отже, зародженню льоду у переохолодженій воді й пересиченому середовищі сприяє присутність сторонніх поверхонь або завислих частинок. У теорії та експерименті по гетерогенному льодоутворенню виникає проблема визначення того, який із процесів – сублімація або утворення крапель та їх замерзання – відбувається за тих чи інших умов. Розрізнявати ці процеси можливо в тому особливому випадку, коли частинки нерозчинні, а парціальний тиск пари в середовищі вище від тиску насичення над поверхнею льоду, але нижче за тиск насичення над водою. У цих умовах при до-

статньо низьких температурах може відбутися *нукліація*, тобто утворення зародків льоду. Зрозуміло, що при цьому вона є результатом безпосередньої сублімації, оскільки при недосиченнях відносно поверхні води на нерозчинних частинках конденсація неможлива. У зв'язку з відсутністю повної ясності у тому, який саме процес відбувається, ведуть мову просто про процес льодоутворення, а не про частинні явища – льодоутворення шляхом замерзання або льодоутворення шляхом сублімації. Таким же чином про атмосферні аерозольні частинки, які виконують роль центрів зародження льоду, можна впевнено говорити як про льодяні ядра, не конкретизуючи чи є вони ядрами замерзання, чи ядрами сублімації.

Дослідження зростання окремих кристалів показує, що воно найбільш легко відбувається на ядрах, які мають слабку розчинність і гексагональну структуру кристалічної ґратки, котра близька до структури природного льоду. Існують три види атмосферних льодяних ядер: ядра сублімації, ядра замерзання й контактні ядра. Про перші два види вже розповідалося вище, контактне ядро – це таке ядро, яке приводить до утворення льоду, зіштовхуючись з переохолодженою краплею, але не обов'язково занурюючись в неї.

Дослідження показують, що концентрація льодяних ядер дуже мінлива у просторі й за часом. Вона у великій мірі залежить від температури. Зниження температури приблизно на  $40^{\circ}\text{C}$  приводить до збільшення їх концентрації на порядок.

Порівнювання числа льодяних ядер з концентрацією льодяних кристалів, яка спостерігається у хмарах, часто виявляє велику розбіжність між ними. Іноді концентрація кристалів перевищує концентрацію ядер на два порядки. Можна знайти пояснення цієї розбіжності у процесі розмноження льодяних кристалів. При температурах повітря близьких до  $-5^{\circ}\text{C}$  співудар кристалів з відносно великими переохолодженими краплями приводить до ефективного утворювання вторинних льодяних кристалів. Великий інтерес викликають ядра, які сприяють утворенню льодяних кристалів при відносно високих температурах, тому що у хмарі, яка розвивається, саме на цих ядрах формуються перші льодяні кристали. Загально прийнято вважати, що ці ядра мають розмір близько 1 мкм і складаються в більшості випадків з каоліну. Але як показали дослідження особливостей замерзання дощової води, значна кількість ядер мала діаметр, менший за 0,01 мкм. Проби дощової води містять часто численні ядра замерзання, активні при температурах між  $-5^{\circ}\text{C}$  і  $-1^{\circ}\text{C}$ . Відповідно до проведених оцінок, концентрація ядер у повітрі, в якому утворюються опади, може досягати  $1\text{л}^{-1}$  для ядер, активних при температурах  $T > -10^{\circ}\text{C}$  і  $0,1\text{л}^{-1}$  для ядер, активних при температурах  $T > -6^{\circ}\text{C}$ .

З фізичної точки зору, найбільш важливою особливістю льодяних ядер є їхня відносна недостача в атмосфері. Як зазначалося вище, якщо при



$T > -10^{\circ}\text{C}$  у середньому концентрація льодяних ядер дорівнює  $1\text{л}^{-1}$ , то у типовій пробі повітря кількість ядер Айткена в  $10^6 \div 10^9$  разів більша. Отже, всього одна частинка із цієї кількості виконує роль ядра льодоутворення, у той час, коли  $10^5$  частинок із загальної кількості виявляються активними ядрами конденсації при відносній вологості, яка лише трохи перевищує 100%. Таким чином, атмосфера характеризується відносно великою кількістю ядер конденсації та нестачею ядер замерзання.

Існує гіпотеза про те, що ядра льодоутворення можуть мати неземне джерело утворення. Експерименти підтверджують, що випаровування метеоритів при низькому тиску, як це буває при вході їх в атмосферу, дає велику кількість активних льодяних ядер. Наприклад, кам'яні метеорити при згоранні в атмосфері утворюють частинки розміром близько 0,1 мкм з виходом  $10^8 - 10^9$  льодяних ядер на 1 грам речовини, активних при температурі  $-10^{\circ}\text{C}$ .

Як зазначалося вище, роль атмосферних ядер льодоутворення полягає в тому, що вони полегшують фазовий перехід вода – лід або водяна пара-лід. З цієї точки зору можна прийняти таку класифікацію процесів замерзання:

а) кристалізація при температурі вище  $-32^{\circ}\text{C}$ . У цьому випадку тверді нерозчинні ядра, змочені водою, утворюють зародкові кристали шляхом замерзання їхньої водяної оболонки. Наявність твердих частинок просто полегшує енергетичний перехід вода-лід;

б) кристалізація в інтервалі температур від  $-32^{\circ}\text{C}$  до  $-41^{\circ}\text{C}$ . У цьому діапазоні відбувається замерзання крапель розчинів солей. Під впливом низьких температур розчин солей стає пересиченим, що приводить до випадання кристаликів солі в осад. Ці кристалики й відіграють роль ядер замерзання;

в) кристалізація при  $T < -41^{\circ}\text{C}$  може бути наслідком спонтанного замерзання крапель води або чистих розчинів солей без участі ядер замерзання шляхом випадкового з'єднання молекул переохолодженої води в агрегати льодяної фази;

г) кристалізація при температурах  $-65^{\circ}\text{C}$  і нижче відбувається шляхом прямої сублімації водяної пари на твердих ядрах, які не змочуються, або спонтанного замерзання дрібних крапель.

Існує гіпотеза про те, що механізм дії ядер льодоутворення має зв'язок з перебудовою молекулярної структури води. Структура води, як зазначалось вище, може розглядатись як псевдокристалічна. Вона складається з малих областей, всередині яких молекули розташовуються по тетраедрах. Розміщення тетраедрів при додатних температурах відрізняється від структури льоду. Зі збільшенням переохолодження тетраедра структура води наближається до структури льоду. Але на самій поверхні води утворюється подвійний електричний шар, у якому дипольні мо-

менти мають напрямок усередину. Така орієнтація молекулярних диполів сприяє переохолодженню, перешкоджаючи переходу до структури льоду. Вплив ядер замерзання полягає в тому, що вони руйнують або послабляють дипольну структуру поверхневого електричного шару. Для цього ядра повинні мати іншу, ніж у води, поляризованість. Взаємодія цих структур приводить до переорієнтації диполів, тобто до руйнування поверхневого поля.

З моменту утворення льодяної фази у хмарі починається формування кристалів та їхнє подальше зростання, обумовлене дифузією водяної пари до кристала.

Як добре відомо, на межах повітря-вода і повітря-лід максимальний парціальний тиск при однаковій температурі різний: він більший над поверхнею води. Як зазначалося вище, основним процесом утворення кристалів у хмарах є замерзання переохолоджених крапель води. Таким чином, при від'ємних температурах хмара, як правило, є сумішшю переохолоджених крапель і кристалів, тобто перебуває у змішаній фазі. Припустимо, що крапля і кристалик льоду розташовуються одна біля одного і мають одну й ту ж температуру. Нехай, крім того, крапля знаходиться у стані рівноваги з пароповітряним середовищем  $e = E_e$ . Але оскільки  $E_l < E_e$ , водяна пара у повітрі, що оточує кристал, знаходиться у стані пересичення, тобто  $e > E_l$ . Внаслідок цього, відбувається дифузія водяної пари з повітря на поверхню кристала і відповідна частина молекул водяної пари з повітря перейде на поверхню кристала льоду. Рівновага між пароповітряним середовищем і поверхнею краплі порушується, тому що після описаного процесу  $E_e > e$ , і відбувається випаровування частини молекул з поверхні краплі в оточуюче повітря, щоб ліквідувати дефіцит насичення, який виникає. В результаті буде спостерігатись сублімаційне зростання кристала за рахунок випаровування переохолодженої краплі. Як кажуть, відбувається «перекачка» води з краплі на кристал. При цьому в оточуюче повітря виділяється приховане тепло льодоутворення, яке компенсує витрати тепла на випаровування краплі.

Швидкість зростання маси кристала, розташованого в атмосфері з певними температурою та перенасиченням, є функцією швидкості дифузії в напрямку від краплі до кристала і швидкості відтоку прихованої теплоти від кристала.

## Контрольні запитання

1. Які гази атмосфери складають найбільший об'ємний вміст?
2. До якої висоти не змінюється об'ємний вміст атмосферних газів?
3. Якими фізичними величинами визначається вміст озону?
4. Які типи вертикального розподілу озону визначаються?
5. У якому шарі атмосфери визначається максимум у концентрації озону?
6. Які особливості має широтний розподіл озону?
7. Чому дорівнює сучасна глобальна фоновая концентрація вуглекислого газу?
8. Що таке парниковий ефект і від яких складових атмосфери від залежить?
9. Як і чому реагує осереднена глобальна температура на збільшення концентрації вуглекислого газу?
10. Які характеристики вологості вам відомі?
11. За якими законами змінюється з висотою парціальний тиск і масова частка водяної пари?
12. Чому в атмосфері можуть відбуватися фазові переходи води, які її фази можуть існувати в атмосфері?
13. Від чого залежить парціальний тиск насиченої водяної пари, яке рівняння визначає цю залежність?
14. Що називається швидкістю випаровування води?
15. Що таке випарність?
16. Яке пароповітряне середовище називають гомогенним?
17. Що таке ядра конденсації, на які групи вони поділяються?
18. Що таке ядра замерзання, у чому полягає їхній вплив на процес замерзання водяної краплі?

## II БУДОВА АТМОСФЕРИ

### 2.1 Принципи поділу атмосфери на шари

Атмосфера за своїми фізичними властивостями неоднорідна у вертикальному і горизонтальному напрямках. Змінюються всі параметри, що характеризують стан атмосфери: температура, тиск, густина повітря, газовий склад, особливо вологість, концентрація рідкого та твердого аерозолі, швидкість вітру. Найбільшою мірою вони змінюються у вертикальному напрямку. Температура повітря, наприклад, на кожний кілометр висоти в середньому змінюється на  $6,5^{\circ}\text{C}$  у нижньому шарі атмосфери товщиною 11 км, а у горизонтальному напрямку на таку ж величину – на відстані 500 - 600 км. Тиск повітря теж зменшується з висотою. У залежності від того, який з параметрів атмосфери беруть за основу, запроваджують відповідний принцип поділу атмосфери на шари.

Існує п'ять принципів, на основі яких атмосферу у вертикальному напрямку ділять на шари: за розподілом температури повітря з висотою; за складом атмосферного повітря; за наявністю заряджених частинок; за характером взаємодії атмосфери з поверхнею Землі; за впливом атмосфери на апарати.

Найбільш виразно виявляються відмінності у властивостях шарів атмосфери, якщо розглядати характер зміни температури повітря з висотою. Відповідно до цього принципу атмосферу поділяють на п'ять основних шарів: тропосферу, стратосферу, мезосферу, термосферу та екзосферу. Між цими шарами розташовуються перехідні шари: тропопауза, стратопауза, мезопауза і термопауза. Для стандартних умов деякі з позначених шарів атмосфери показані на рис. 2.1.

Тропосфера – шар атмосфери, розташований між поверхнею Землі та тропопаузою. Характеризується падінням температури з висотою у середньому зі швидкістю  $0,65^{\circ}\text{C}$  на 100 м висоти.

Тропопауза – перехідний шар між тропосферою та стратосферою, її висота і температура залежать від широти. У полярних широтах тропопауза розташовується на висоті близько 8 км з температурою повітря 220 К у той час, коли на екваторі висота її досягає 18 км, а температура повітря близько 190 К.

Стратосфера – шар атмосфери, що простягається від тропопаузи до висоти близько 50 км. У нижній частині стратосфери (до 20 км) температура з висотою змінюється мало, вище вона зростає і на верхній межі досягає приблизно 270 К.

Стратопауза – перехідний шар між стратосферою і мезосферою. Розташовується вона на висотах 47 - 52 км. Температура в області стратопаузи змінюється мало.

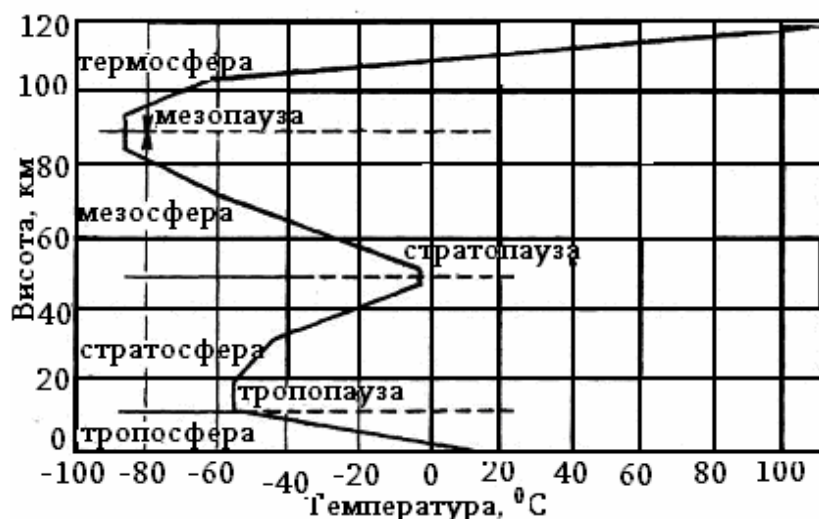


Рисунок 2.1 – Поділ атмосфери на шари за принципом змінення температури з висотою

Мезосфера – шар атмосфери, де температура падає з висотою аж до рівня 85 км. На цій висоті спостерігається другий мінімум температури повітря (перший був на рівні тропопаузи). Температура на верхній межі мезосфери у середньому дорівнює 186 К.

Мезопауза – перехідний шар між мезосферою та термосферою. Вона спостерігається на висотах 85 - 95 км і характеризується постійністю температури (близько 186 К).

Термосфера – шар земної атмосфери, який розташовується вище від мезопаузи і простягається у середньому до висоти 450 км. Температура повітря у термосфері зростає від позначеного вище значення до значення близько 2000 К.

Екзосфера – верхній шар атмосфери, що простягається від висоти 450 км до верхньої межі атмосфери. Він характеризується дуже малою густиною повітря. Молекули та атоми газів з цієї області атмосфери можуть викидатися у міжпланетне середовище та назавжди лишати Землю.

Стратосферу, мезосферу, термосферу та екзосферу називають верхньою атмосферою, а тропосферу – нижньою атмосферою. За складом повітря атмосферу поділяють на два шари: гомосферу та гетеросферу.

Гомосфера простягається від земної поверхні до висоти 95 км. Вона характеризується тим, що відносний склад основних газів (азоту, кисню та аргону) і відносна молекулярна маса повітря практично не змінюються з висотою.

Гетеросфера поширюється в атмосфері вище за 95 км. У ній поряд з молекулами  $N_2$  і  $O_2$  є і атоми цих газів  $N$  і  $O$ . Концентрація атомарних азоту та кисню, як відзначалося раніше, з висотою збільшується. Тому у гетеросфері відносна молекулярна маса з висотою зменшується.

## Йоносфера

Інший принцип поділу атмосфери – за наявністю в шарах атмосфери заряджених частинок. Відповідно до цього принципу атмосферу поділяють на нейтральну та йоносферу.

Молекули повітря до висоти 50 - 60 км не несуть на собі зарядів. З цієї точки зору шар атмосфери від земної поверхні до позначеної висоти називають нейтральною атмосферою. Вище за рахунок поглинення квантів сонячної енергії кількість заряджених частинок  $N_e$  (йонів та електронів) швидко збільшується. Тому атмосферу вище 50 - 60 км називають йоносферою. Відповідно до висотного профілю електронної концентрації йоносферу поділяють на три шари.

Зона D – шар атмосфери, який розташовується на висотах 60÷105 км. Вона формується шляхом фотойонізації молекул NO короткохвильовим сонячним випромінюванням, а також молекул  $O_2$  і  $N_2$  – високоенергійними космічними променями. У цьому шарі вдень спостерігається електронна концентрація, яка має порядок  $N_e \sim 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Зона E – шар атмосфери між висотами 105 і 160 км. Вона утворюється за рахунок йонізації молекулярного та атомарного кисню, а також молекулярного азоту рентгенівським та короткохвильовим сонячним випромінюванням. Денна концентрація електронів має порядок  $N_e \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

Зона F – шар атмосфери вище 160 км з денною концентрацією електронів порядку  $N_e \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Цю зону поділяють на два шари: шар  $F_1$  – 90 - 220 км і шар  $F_2$  – вище 220 км. Вона утворюється завдяки йонізації атомарного кисню та молекулярного азоту жорстким ультрафіолетовим випромінюванням Сонця.

Іноді йоносферу поділяють на внутрішню та зовнішню. Внутрішня йоносфера простягається до висоти 400 км і складається саме з позначених вище зон. Зовнішня йоносфера розташовується вище 400 км до верхньої межі атмосфери. Основні характеристики внутрішньої йоносфери показані у табл. 2.1, де  $z_m$  – висота максимальної концентрації йонів,  $n$  – концентрація молекул,  $N_e$  – кількість заряджених частинок (йонів та електронів). З неї випливає, що концентрація йонів в йоносфері коливається протягом доби: вночі вона на один-два порядки нижче від денної концентрації. Зменшення електронної концентрації вночі обумовлюється рекомбінацією електронів з позитивно зарядженими йонами. Ще один процес, що приводить до втрат електронів, полягає в рекомбінації негативно заряджених йонів, які виникають завдяки прилипанню електронів до нейтральних частинок  $NO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$  та  $O$ , з позитивно зарядженими.

Найбільш поширений йон у діапазоні висот 130÷260 км – це йон  $N_2^+$ . Він може рекомбінувати з електроном, але частіше вступає в реакцію з  $O$ , що приводить до утворення йона  $NO^+$ . Загалом кажучи, нижче 500 км основними виявляються йони  $O^+$ ,  $NO^+$  та  $O_2^+$ .

Таблиця 2.1 – Основні характеристики внутрішньої іоносфери

Зона	$z_m$ , км	Т, К	$n$ , см <sup>-3</sup>	Ne, см <sup>-3</sup>		
				День		Ніч
				макс.	мін.	
D	70	220	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^2$	10
E	110	270	$1,6 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
F <sub>1</sub>	180	800-1500	$1,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
F <sub>2</sub> (зима)	220-280		$(2-5) \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	$10^3$
F <sub>3</sub> (літо)	250-320	1000-2000	$(1-3) \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$(2-5) \cdot 10^3$

У рівноважних умовах утворення та втрати електронів у деякій точці в зонах D і E повинні компенсувати один одного. У цих зонах довжина вільного пробігу мала. На висоті 100 км, наприклад, вона має значення  $\sim 8$  см. При зростанні висоти середній вільний пробіг збільшується і досягає близько 200 м на висоті 200 км та 2 км на висоті 300 км. Отже, вище 250 км йони проходять великий шлях за час життя і прямують до дифузної рівноваги.

У зовнішній іоносфері вище максимуму у шарі F<sub>2</sub> електронна концентрація монотонно зменшується з ростом висоти. Основним позитивним йоном до висоти  $\sim 100$  км є йон  $O^+$ , а вище, аж до зовнішніх меж іоносфери, – йон  $H^+$ . У деяких випадках у діапазоні висот 1000-3000 км значною складовою можуть бути йони гелію  $He^+$ .

Основними параметрами, що визначають характеристику зовнішньої іоносфери, є, по-перше, середня довжина вільного пробігу частинок і, по-друге, геомагнітне поле. Середня довжина вільного пробігу велика. Вона обумовлює великі коефіцієнти переносу, наприклад, коефіцієнти провідності і теплопровідності. Геомагнітне поле утворює силову анізотропію локальних характеристик плазми, а також обумовлює характерні особливості розподілу заряджених частинок. Геомагнітне поле відіграє також важливу роль у визначенні зовнішньої межі земної іоносфери. Ця зовнішня іоносферна зона називається магнітосферою.

Основне геомагнітне поле на відстані у декілька земних радіусів відрі-

зняється від дипольного. На нього чинять вплив потоки заряджених частинок, захоплених на магнітних силових лініях, а також провідна плазма сонячного вітру на зовнішній стороні магнітосфери. Сонячним вітром називають потік заряджених частинок (електронів та протонів) від Сонця з енергіями у діапазоні від 10 еВ до 1 КеВ. Тобто, це плазма з високою електропровідністю. Ця плазма сильно взаємодіє з геомагнітним полем, що і визначає зовнішню межу магнітосфери, яку називають магнітопаузою.

На зовнішній стороні за магнітопаузою, тобто на денній стороні, виникає ударний фронт, де надзвуковий потік заряджених частинок зустрічає перешкоду і сповільнюється.

На денній стороні магнітопауза розташована на відстані близько 10 R (земних радіусів). На нічній стороні магнітне поле поширюється у вигляді довгого хвоста (рис. 2.2), який витягується до орбіти Місяця на 60 R або ще далі. У ньому існує зона зі збільшеною густиною плазми, а також тонкий нейтральний шар, у якому магнітне поле дуже мале і напрямок його змінюється на протилежний. Цей шар з'єднується силовими лініями з авроральними зонами.

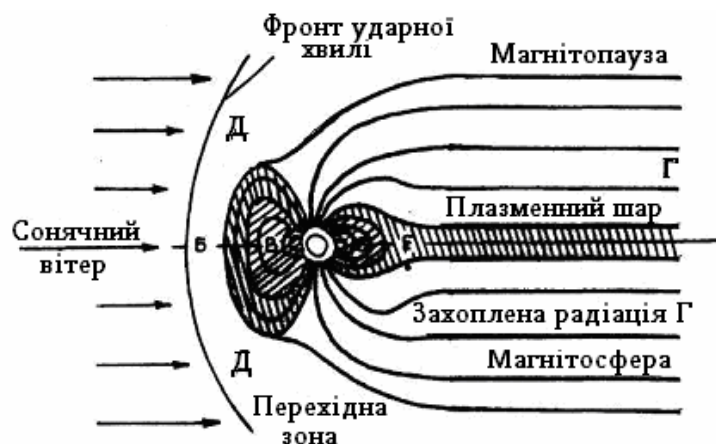


Рисунок 2.2 – Структура магнітосфери і радіаційних поясів Землі

На основі вимірювань на супутниках вчені Ван Аллен і Франк виявили два радіаційні пояси: внутрішній на відстані 1,5 R й зовнішній на відстані від 3 R до 4 R. Властивості поясів визначаються у значній мірі видом та енергією їхніх частинок. У внутрішньому радіаційному поясі спостерігаються досить стабільні потоки протонів з енергіями у десятки і сотні МеВ. Зовнішній пояс складається, головним чином, з електронів з енергіями від декількох КеВ до електронів з енергіями від декількох КеВ до декількох МеВ. Потоки у зовнішньому поясі дуже мінливі, й їхні варіації пов'язані з магнітними збуреннями.

За особливостями взаємодії атмосфери з поверхнею землі атмосферу поділяють на граничний шар, або шар тертя, і вільну атмосферу. У гранич-



ному шарі, який має товщину 1,0 - 1,5 км, на рухи повітря великий вплив чинить земна поверхня, а також сили, що обумовлюються турбулентним характером течій повітря. У цьому шарі спостерігається добовий хід температури, вологості повітря, швидкості вітру та інших фізичних параметрів атмосфери. Усередині граничного шару відділяють шар товщиною 50 – 100 м, що безпосередньо примикає до земної поверхні і має назву приземний шар. Він характеризується різкою зміною характеристик атмосфери з висотою. У вільній атмосфері впливом земної поверхні на рухи повітря можна знехтувати.

Сучасні апарати – надзвукові літаки, балістичні ракети, космічні кораблі та штучні супутники Землі діють у межах всієї атмосфери. Незважаючи на те, що густина повітря, від якої безпосередньо залежить сила аеродинамічного гальмування, у верхній атмосфері мала, сама ця сила має досить велике значення, оскільки вона прямо пропорційна квадрату швидкості руху апарата. Якщо у літаків та ракет ця сила переважається силою тяги двигунів, то у космічних кораблів та штучних супутників Землі, які обертаються навколо Землі за інерцією, ця сила нічим не компенсується і в залежності від висоти орбіти в більшій чи меншій мірі впливає на поступові змінення параметрів орбіти космічних апаратів. На висоті близько 150 км густина повітря така, що штучний супутник може зробити лише один оберт навколо Землі, потім він буде переміщуватися по деякій траєкторії у напрямку Землі та згорить під впливом тертя повітря. Вище 150 км час існування космічного апарата перевищує період його обертання і він тим більше, чим вище розташовується орбіта. За цією ознакою атмосферу поділяють на густі шари, або саме атмосферу, і навколоземний космічний простір. Вважається, що межа між ними розташовується на висоті 150 км. Отже, коли говорять про те, що космонавти здійснюють політ у космічному просторі на навколоземних орбітах, треба мати на увазі, що в дійсності їхній політ відбувається у термосфері або екзосфері, тобто у межах атмосфери Землі, а не у космічному просторі.

## **2.2 Тропосфера, стратосфера і мезосфера**

### **2.2.1 Тропосфера**

*Тропосфера* це нижній шар атмосфери, дуже тонкий в порівнянні із її загальною протяжністю. Верхня межа тропосфери розташовується на висотах від 7 до 18 км в залежності від географічної широти – зменшується від екватора до полюсів, пори року – зменшується від теплого півріччя до холодного, властивостей підстильної поверхні. Середня висота тропосфери в помірних широтах приблизно дорівнює 10-12 км. У цьому невеликому

шарі повітря найбільш щільне, тому тут зосереджена основна маса всієї атмосфери – від 75% в помірних широтах до 90% – в полярних.

Як було зазначено у попередньому розділі, найбільш характерною особливістю тропосфери є падіння з висотою температури повітря. Середня швидкість падіння дорівнює  $0,65^{\circ}\text{C}$  на 100 м висоти. Але у конкретних випадках температура може зменшуватись з висотою з різною швидкістю, більш того, може навіть у деяких шарах атмосфери зростати. Такий характер розподілу температури обумовлений променистим і турбулентним теплообміном атмосфери із землею поверхнею, властивості якої роблять істотний вплив на всі процеси, що відбуваються в тропосфері. Турбулентний обмін впливає не тільки на розподіл температури в тропосфері, але також і на інші фізичні характеристики атмосфери: розповсюдження по вертикалі водяної пари і пилу, оптичні властивості атмосфери, процеси конденсації водяної пари і інше. Звідси відмінність тропосфери від вище розміщених шарів по запиленню, зволоженню, постійному утворенню хмар. У тропосфері зосереджена переважаюча частина водяної пари, відбувається утворення всіх зазвичай спостережуваних хмар.

В свою чергу, тропосферу за фізичними (в першу чергу, динамічними) властивостями поділяють на три шари. Нижній товщиною 1,0 - 1,5 км, як вже зазначалося, називають *граничним шаром*. Другий шар від 1,0 - 1,5 км до 6 - 8 км називають *середньою тропосферою*, а шар від 6 - 8 км до тропопаузи – *верхньою тропосферою*.

Тропосфера – область атмосфери, де відбувається особливо різко виражене перемішування по вертикалі, а також спостерігається значна горизонтальна термічна і барична неоднорідність в результаті, чого формуються атмосферні фронти, розвиваються циклони і антициклони, а також інші процеси, що визначають погоду і клімат. Це та сфера, в якій відбуваються основні явища погоди.

Атмосферні процеси знаходяться в тісному взаємозв'язку поміж собою, дуже складно і різнобічно впливаючи один на одного. Найбільш виразним і наочним серед таких є *хмари*, що чітко відображають стан атмосфери. Хмарність розвивається переважно у тропосфері. Тому розглянемо класифікацію хмар, в основу якої покладені зовнішній вигляд і висота їх нижньої межі. Така класифікація називається морфологічною. За цією класифікацією всі хмари поділяють у залежності від висоти їх нижньої межі  $z_{\text{НМ}}$  на чотири яруси:

А. *Хмари верхнього ярусу* ( $z_{\text{НМ}} > 6 \text{ км}$ );

Б. *Хмари середнього ярусу* ( $2 \text{ км} < z_{\text{НМ}} < 6 \text{ км}$ );

В. *Хмари нижнього ярусу* ( $z_{\text{НМ}} < 2 \text{ км}$ );

Г. *Хмари вертикального розвитку*; висота нижньої межі хмар, як правило, менша ніж 2 км, але їхні верхів'я можуть досягати будь-якої

висоти у межах тропосфери, а інколи проникають крізь тропопаузу.

Хмари кожного ярусу поділяються на декілька форм, які, у свою чергу, складаються з видів та різновидів. Загальна кількість форм хмар, що складають зазначені чотири яруси, дорівнює десяти. Хмари верхнього ярусу мають три форми: перисті (Ci), перисто-шаруваті (Cs) і перисто-купчасті (Cc). Хмари середнього ярусу поділяються на дві форми: високо-купчасті (Ac) та високошаруваті (As), а хмари нижнього ярусу – на три форми: шарувато-купчасті (Sc), шаруваті (St) та шарувато-дошові (Ns). Нарешті, хмари вертикального розвитку включають дві форми: купчасті (Cu) та купчасто-дошові (Cb).

Види та різновиди, що складають кожен з форм, докладно описані у "Міжнародному атласі хмар".

### 2.2.2 Стратосфера і мезосфера

Стратосфера і мезосфера поряд з тропосферою входять до гомосфери, тобто вони характеризуються однорідним складом основних газів. Інколи їх розглядають укупі, тобто як один шар, і називають *стратомезосферою*. Характер змінення температури у цих шарах був розглянутий у попередньому розділі. Але це деякий осереднений вертикальний профіль температури. У дійсності температура повітря у стратосфері й мезосфері змінюється у просторі й за часом. Чітко виявляються сезонні коливання температури, які обумовлюються поглиненням та випромінюванням променистої енергії атмосферними газами. Крім того, у холодний період визначну роль у формуванні температурного режиму в цих шарах атмосфери відіграють фактори, пов'язані з особливостями атмосферних рухів.

Таблиця 2.2 – Амплітуда річних коливань температури, °C

Висота, км	Широта			
	80°	60°	50°	30°
30	32	34	20	13
35	31	34	22	12
40	34	34	24	9
45	34	29	23	8
50	31	20	19	7
55	28	15	12	7
60	23	11	9	7
65	14	21	18	10
70	20	34	27	10
75	34	49	38	11

80	43	55	45	15
----	----	----	----	----

Зазначені процеси приводять до того, що в січні (зима північної півкулі) найбільш холодними зонами стратомезосфери виявляються мезосфера полярних широт, де температура досягає значень  $-80^{\circ} \div -110^{\circ}\text{C}$ , і нижня стратосфера над Арктикою (температура близько  $-70^{\circ}\text{C}$ ), найтеплішою частиною – зона полярної стратопаузи у південній півкулі (температура близько  $10^{\circ}\text{C}$ ).

У липні (літо північної півкулі) найбільш високі значення температури (до  $10^{\circ}\text{C}$ ) спостерігаються на висоті 50 - 55 км над полярними широтами північної півкулі. При цьому зона теплового повітря поширюється аж до  $30^{\circ}$  південної широти. У той же час в арктичній мезосфері виникає зона холоду з температурою близько  $-140^{\circ}\text{C}$  і нижче. У табл. 2.2 наводиться амплітуда річних коливань температури у стратосфері й мезосфері.

Як видно, існують висоти, де спостерігаються мінімальні амплітуди коливань. Висота їх збільшується при зростанні широти.

Вище зазначалося, що хмарність є явище, характерне для тропосфери. Але у стратосфері та мезосфері теж спостерігаються хмари. Йдеться про перламутрові та сріблясті хмари. Перламутрові хмари виникають на висоті 22 - 30 км у стратосфері.

Сріблясті хмари – найбільш високі з відомих типів хмар нашої планети. Вони утворюються в зоні мезопаузи на висоті близько 82 км, їх можна спостерігати переважно в теплу половину року на високих широтах обох півкуль у час присмерків. Вони дуже схожі з перистими і перистощаруватими хмарами і мають хвилеподібну структуру.

Сріблясті хмари в північній півкулі рухаються у південно-західному напрямку з середньою швидкістю близько 40 м/с, а у південній півкулі – у північно-західному напрямку. Товщина їх досягає 2 км, а вертикальна амплітуда хвиль – 0,5 – 3,0 км,

За сучасною точкою зору, сріблясті хмари складаються з кристалів льоду. Дійсно, результати тривалих вимірювань у зоні мезопаузи показали, що температура мезопаузи літом дуже низька й досягає 140 К або ще нижче. Відповідно до теоретичних розрахунків імовірно значення масової частки водяної пари біля мезопаузи дорівнює в середньому  $(1...5) \times 10^{-6}$  г/г, що відповідає температурі замерзання води 148 К. Отже, імовірно, що у тонкому шарі високоширотної мезопаузи відбувається пересичення водяної пари, що супроводиться утворенням льодових ядер з подальшим зростанням частинок.

### **Контрольні запитання**

1. За якими принципами поділяють атмосферу на шари?
2. На які шари поділяється атмосфера за зміненням температури повітря з висотою?
3. Яку вертикальну протяжність має тропосфера?
4. Яким перехідним шаром вона розділяється зі стратосферою і як змінюється температура повітря з висотою у тропосфері?
5. Яку вертикальну протяжність має стратосфера і як у стратосфері змінюється температура повітря з висотою?
6. Що таке стратопауза?
7. Який шар повітря називають мезосферою, як у мезосфері змінюється температура повітря з висотою?
8. Які шари атмосфери називають термосферою і екзосферою? Як змінюється з висотою температура у цих шарах?
9. На які шари поділяють атмосферу за складом повітря?
10. Що таке йоносфера?
11. На які зони вона поділяється?
12. Що таке магнітосфера, магнітопауза?
13. Що таке радіаційні пояси Землі?
14. На які шари поділяється тропосфера?
15. Класифікація хмарності в тропосфері, стратосфері та мезосфері.

### III РІВНЯННЯ СТАНУ ПОВІТРЯ

#### 3.1 Рівняння стану сухого повітря

Як відомо з курсу фізики, стан кожного газу характеризується трьома параметрами: температурою, тиском і густиною (або питомим об'ємом). Ці величини пов'язані між собою рівнянням, що має назву рівняння стану газу або рівняння Клапейрона – Менделєєва.

Для кожного газу існує критична температура  $T_{кр}$ . Якщо температура газу  $T$  більша за критичну, то газ не можна перевести у рідкий чи твердий стан ні при якому тиску. Це означає, що при  $T > T_{кр}$ , речовина може бути тільки у газоподібному стані. Критичні температури основних газів, що складають атмосферу, мають такі значення.

Газ	He	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
$T_{кр}, ^\circ\text{C}$	-268	-240	-147	-119	31	374

Ці дані свідчать про те, що  $T_{кр}$  всіх газів атмосфери, окрім вуглекислого й водяної пари, менші за  $T$ , які спостерігаються в атмосфері. Критична температура вуглекислого газу перевищує звичайні температури повітря, але він має малий парціальний тиск і не може перейти в стан насичення.

Рівняння Клапейрона – Менделєєва справедливе для ідеального газу. Газ за своїми фізичними властивостями тим ближчий до ідеального газу, чим більша його температура порівняно з  $T_{кр}$  і чим менший його парціальний тиск порівняно з тиском насичення. При умовах, які спостерігаються в атмосфері, основні атмосферні гази можна розглядати як ідеальні гази. Тому рівняння стану газу має вигляд:

$$p_i V_i = \frac{R^*}{\mu_i} T \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (3.1)$$

де  $p$  – тиск,

$V_i$  – питомий об'єм,

$R^*$  – універсальна газова стала ( $R^* = 8,31441$  кДж/(кмоль·К),

$\mu_i$  – відносна молекулярна маса (молярна маса),

$T$  – абсолютна температура,

$R^*/\mu_i = R_i$  – питома газова стала  $i$ -того газу.

Згідно із законом Дальтона тиск суміші газів дорівнює сумі їхніх парціальних тисків, тобто тисків, які мав би кожний із газів окремо, якби він

один при даній температурі займав увесь об'єм. Отже,

$$p = \sum_{i=1}^n p_i . \quad (3.2)$$

Нехай  $m_i$  – маса  $i$ -того газу. Тоді питомий об'єм його дорівнює

$$V_i = \frac{V}{m_i} , \quad (3.3)$$

де  $V$  – об'єм, який займає 1 кг суміші, тобто сухого повітря.

При такій умові  $V$  має сенс питомого об'єму повітря  $V_i$ . Підставимо  $V_i$  з формули (3.3) в формулу (3.1), враховуючи питому сталу газу.

Будемо мати

$$p_i \frac{V}{m_i} = R_i T \quad (3.4)$$

або

$$p_i = \frac{T}{V} R_i m_i . \quad (3.5)$$

Найдемо тепер за допомогою формули (3.2) загальний тиск повітря. Очевидно,

$$p = \sum_{i=1}^n p_i = \frac{T}{V} \sum_{i=1}^n R_i m_i . \quad (3.6)$$

У рівнянні (3.6)

$$\sum_{i=1}^n R_i m_i = R_c \quad (3.7)$$

питома газова стала сухого повітря  $R_c = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}) = 287 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$ .

Отже, рівняння стану сухого повітря

$$pV = R_c T \quad (3.8)$$

має той же вигляд, що і рівняння стану ідеального газу. Знаючи питому газову сталу сухого повітря, можна знайти його молярну масу

$$M_c = \frac{R^*}{R_c} = \frac{8,31441 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})}{287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})} = 28,9645 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}} .$$

Як відомо, питомий об'єм пов'язаний з густиною співвідношенням

$$V = \frac{1}{\rho}. \quad (3.9)$$

За рахунок цього, *рівняння стану сухого повітря* набуває вигляду

$$p = R_c \rho T. \quad (3.10)$$

Рівняння стану можна записати і в іншій формі. Дійсно, оскільки

$$R_c = \frac{R^*}{M_c},$$

то з рівняння стану (3.8) виходить

$$pVM_c = R^*T. \quad (3.11)$$

Легко побачити, записавши розмірність величини  $VM_c$ , що вона має сенс об'єму, який займає 1 моль повітря. Позначимо цей об'єм через  $V^*$  і, поділивши обидві частини рівняння (3.11) на число Авогадро  $N = 6,022 \cdot 10^{26}$  кмоль<sup>-1</sup>, будемо мати

$$p = \frac{V^*}{N} = \frac{R^*}{N}T. \quad (3.12)$$

Величина

$$k = \frac{R^*}{N} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$$

називається сталою Больцмана. Таким чином, рівняння стану сухого повітря можна записати у вигляді

$$pV^* = kNT. \quad (3.13)$$

Така форма рівняння стану широко використовується при вивченні верхніх шарів атмосфери.

## 3.2 Рівняння стану вологого повітря

Вологе повітря – це механічна суміш сухого повітря й водяної пари. Як визначалося вище, критична температура водяної пари більша, ніж температури, що спостерігається в реальній атмосфері. Тому вона може при відповідних умовах перейти в рідкий або твердий стан. Теорія фазових пе-



реходів водяної пари буде розглянута пізніше.

Водяна пара, взагалі кажучи, може відрізнятися від ідеального газу. Але, як показали експериментальні дослідження, до температури 40°C фізичні властивості водяної пари мало відрізняються від властивостей ідеального газу. Тому для неї можна записати рівняння стану

$$eV_n = R_n T, \quad (3.14)$$

де

$$V_n = \frac{V}{s} \quad (3.15)$$

– питомий об'єм водяної пари,

$s$  – маса водяної пари в одиниці маси вологого повітря (масова частка водяної пари);

$R_n$  – питома газова стала водяної пари.

Рівняння стану сухої частини, як вже було показано, має вигляд

$$(p - e)V_c = R_c T, \quad (3.16)$$

де

$$V_c = \frac{V}{1 - s} \quad (3.17)$$

питомий об'єм сухої частини повітря.

Очевидно,

$$R_n = \frac{R^*}{M_n}, \quad (3.18)$$

де  $M_n = 18,015 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}.$

Тоді  $\frac{R_n}{R_c} = \frac{R^*}{M_n} \cdot \frac{M_c}{R^*} = \frac{M_c}{M_n} = \frac{28,9645}{18,015} = 1,608$

і

$$R_n = 1,608 R_c \quad (3.19)$$

Неважко побачити, що  $R_n = 461,5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$

Враховуючи рівність (3.19), а також (3.15), рівняння стану водяної пари можна переписати так:

$$eV = 1,608 s R_c T. \quad (3.20)$$

Аналогічно, рівняння (3.16) за рахунок рівності (3.17) набуває вигляду

$$(p - e)V = R_c(1 - s)T \quad (3.21)$$

Складаючи рівняння (3.20) й (3.21), прийдемо до *рівняння стану вологого повітря*

$$pV = R_c T(1 + 0,608s). \quad (3.22)$$

Величину

$$T(1 + 0,608s) = T_V \quad (3.23)$$

називають *віртуальною температурою*. Тоді рівняння стану вологого повітря можна записати у формі

$$pV = R_c T_V \quad (3.24)$$

або, оскільки

$$V = \frac{1}{\rho_{\text{вол}}}, \quad (3.25)$$

у вигляді

$$p = R_c \rho_{\text{вол}} T_V. \quad (3.26)$$

Розглянемо сухе й вологе повітря при однаковому тиску. На основі формул (3.10) і (3.26) маємо

$$\rho T = \rho_{\text{вол}} T_V. \quad (3.27)$$

Звідси впливає сенс віртуальної температури: це температура сухого повітря, яке при однаковому тиску має густину, що дорівнює густині вологого повітря. Оскільки, як було показано, водяна пара легше за сухе повітря ( $M_n < M_c$ ), то густина вологого повітря менша, ніж густина сухого повітря. Отже, віртуальна температура завжди більша ніж молекулярна температура вологого повітря.

Віртуальну температуру можна записати і в формі

$$T_V = T + \Delta T_V, \quad (3.28)$$

де

$$\Delta T_V = 0,608sT. \quad (3.29)$$

Величина  $\Delta T_V$  називається *віртуальною добавкою*. Якщо замість масової частки водяної пари підставити відому її залежність від парціального тиску водяної пари й атмосферного тиску, то віртуальна добавка набере вигляду

$$\Delta T_v = 0,378 \cdot T \frac{e}{p}. \quad (3.30)$$

Найбільше значення вона має при даному атмосферному тиску  $p$  і температурі  $T$

$$\Delta T_{v_{\max}} = 0,378 \cdot T \frac{E(T)}{p}, \quad (3.31)$$

коли водяна пара знаходиться у стані насичення  $e = E(T)$ .

Рівняння стану вологого повітря можна записати і в іншій формі, якщо в формулі (3.22) позначати

$$(1 + 0,608s)R_c = R. \quad (3.32)$$

Величину  $R$  називають *питомою сталою вологого повітря*. Але в дійсності вона не є сталою, а як видно з формули (3.32), залежить від масової частки водяної пари. Таким чином, рівняння стану вологого повітря з урахуванням формули (3.32) можна записати так:

$$pV = RT \quad (3.33)$$

або

$$p = \rho RT, \quad (3.34)$$

де  $\rho$  – густина вологого повітря.

### Контрольні запитання

1. Якими основними параметрами характеризується стан кожного газу?
2. Який газ називають ідеальним?
3. У чому полягає закон Дальтона?
4. Що таке питомий об'єм газу, як він пов'язаний з густиною повітря?
5. Яке повітря називають сухим?
6. Чому дорівнює питома газова стала сухого повітря  $R_c$ ?
7. Які характеристики і яким чином пов'язуються за допомогою рівняння стану характеристики сухого повітря?
8. Який вигляд має рівняння стану водяної пари?
9. Що таке віртуальна температура повітря?
10. Який вигляд має рівняння стану вологого повітря?

## IV СТАТИКА АТМОСФЕРИ

### 4.1 Основне рівняння статички атмосфери

Будемо вважати, що атмосфера перебуває у статичному стані, тобто у стані спокою відносно поверхні Землі. Для того, щоб частинки повітря знаходилися у стані спокою, необхідно щоб сила тяжіння урівноважувалася вертикальною складовою сили баричного градієнта. Оскільки, у цьому випадку тиск повітря  $p$  залежить тільки від однієї змінної  $z$ , ця умова визначається так

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g, \quad (4.1)$$

де  $\rho$  – густина повітря,

$g$  – прискорення сили тяжіння.

Формулу (4.1) можна записати і в такій формі

$$-dp = \rho g dz. \quad (4.2)$$

Рівняння (4.1) і (4.2) є різними формами запису основного *рівняння статички атмосфери*. Ліва частина рівняння (4.1) – це вертикальний градієнт тиску. Отже, з фізичної точки зору основне рівняння статички атмосфери характеризує рівновагу двох сил, діючих на частинку у стані спокою: сили тяжіння та сили вертикального градієнта тиску.

Основне рівняння статички атмосфери дозволяє зробити деякі висновки.

1. Нехай висота збільшується, тобто  $dz > 0$ . Оскільки права частина рівняння (4.1) додатна, то воно має сенс тільки тоді, коли  $dp < 0$ . Отже, збільшення висоти ( $dz > 0$ ) завжди відповідає зменшенню атмосферного тиску ( $dp < 0$ ). Це означає, що атмосферний тиск зменшується з висотою. Запроваджена закономірність з великою точністю здійснюється також у випадку руху атмосфери.

2. Виділимо в атмосфері вертикальний стовп повітря з перерізом  $1 \text{ м}^2$ , що простягається від висоти  $z$  до верхньої межі атмосфери  $z_a$ . Вага елементарного об'єму повітря висотою  $dz$  дорівнює

$$dQ = g \rho dz. \quad (4.3)$$

Для того, щоб отримати вагу всього стовпа повітря  $Q$ , треба, очевидно, проінтегрувати рівняння (4.3) по змінній  $z$  від даного рівня  $z$  до верх-

верхньої межі атмосфери  $z_a$ .

$$Q = \int_z^{z_a} \rho g dz. \quad (4.4)$$

На рівні  $z$  атмосферний тиск дорівнює  $p$ , а на верхній межі  $z = z_a$  атмосферний тиск  $p = 0$ . Виконаємо інтегрування основного рівняння статки у зазначених границях

$$\int_p^0 -dp = \int_z^{z_a} \rho g dz. \quad (4.5)$$

Будемо мати

$$p = \int_z^{z_a} \rho g dz. \quad (4.6)$$

Порівнювання формул (4.4) і (4.6) дає можливість сформулювати ще одне визначення атмосферного тиску. Атмосферний тиск на кожному рівні дорівнює вазі стовпа повітря одиничного поперечного перерізу і висотою від цього рівня до верхньої межі атмосфери.

3. Густина атмосфери також залежить від висоти. Із основного рівняння статки атмосфери видно, що при одному і тому ж значенні  $dz$  атмосферний тиск зменшується тим більше, чим більше густина атмосфери. При збільшенні висоти густина повітря, як правило, зменшується. Тому, чим вище розташовується рівень, тим повільніше зменшується тиск при підйомі на одну й ту ж висоту  $dz$ .

4. Запровадимо у правій частині рівняння (4.1) рівняння стану атмосфери. Будемо мати

$$\frac{dp}{dz} = \frac{-g\rho}{R_c T}. \quad (4.7)$$

Візьмемо дві точки  $A$  і  $B$  на одній ізобаричній поверхні ( $p_A = p_B$ ). Нехай  $T_A > T_B$ . Тоді

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_A < \left( \frac{dp}{dz} \right)_B,$$

тобто в точці  $A$  атмосферний тиск зменшується з висотою повільніше, ніж в точці  $B$ . Отже, приходимо до висновку: при збільшенні висоти на одне й те ж значення відносно деякої ізобаричної поверхні в холодній повітряній масі атмосферний тиск зменшується на більшу величину, ніж у теплій. Ізобаричною поверхнею називають поверхню, у кожній точці якої  $p = \text{const}$ .

Швидкість падіння тиску повітря з висотою можна характеризувати баричним ступенем  $h$ . *Баричний ступінь* – це висота, на яку потрібно піднятися з вихідного рівня, щоб тиск зменшився на 1 гПа. Розмірність баричного ступеня м/гПа. За означенням

$$h = -\frac{dz}{dp}, \quad (4.8)$$

враховуючи основне рівняння статички, маємо

$$h = \frac{1}{g\rho}. \quad (4.9)$$

Таким чином, якщо вважати прискорення вільного падіння незмінним, баричний ступінь залежить тільки від густини повітря. Чим менша густина, тим більший баричний ступінь, і навпаки. Від густини повітря за допомогою рівняння стану можна перейти до залежності баричного ступеня від температури. Вона має вигляд

$$h = \frac{R_c T}{p g}, \quad (4.10)$$

$$h = \frac{H_0}{p} (1 + \alpha t), \quad (4.11)$$

де  $t$  – температура повітря за шкалою Цельсія, а

$$H_0 = \frac{273 R_c}{g} \approx 8000 \text{ м}.$$

Фізичний смисл цього параметра буде розглядатися пізніше. Формула (4.11) свідчить про те, що при незмінному  $p$  в теплій повітряній масі баричний ступінь більший, ніж у холодній.

Основне рівняння статички атмосфери є основою для побудови моделей розподілу тиску повітря в атмосфері, які використовуються у тих чи інших задачах фізики атмосфери. Ці моделі називаються барометричними формулами або інтегралом основного рівняння статички атмосфери. В залежності від умов, які накладаються на температуру або густину повітря, отримують ті чи інші особливості розподілу атмосферного тиску з висотою. Основне рівняння статички дає можливість виявити також закономірності розподілу в атмосфері густини повітря.

## 4.2 Змінювання густини повітря з висотою

Розглянемо рівняння стану атмосфери. Прологарифмуємо й продиференціюємо його по висоті. Будемо мати

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}. \quad (4.12)$$

Замість  $-\frac{dT}{dz} = \gamma$  підставимо його значення з основного рівняння статки (4.1), а замість  $p$  – його значення з рівняння стану. Після простих перетворень прийдемо до рівняння

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{T} \left( -\frac{dT}{dz} - \frac{g}{R_c} \right). \quad (4.13)$$

У рівнянні (4.13)  $-\frac{dT}{dz} = \gamma$  – вертикальний градієнт температури повітря, який характеризує швидкість падіння температури з висотою. Відношення  $g/R_c$  має розмірність К/м, тобто таку ж, як і розмірність вертикального градієнта температури. Цю величину позначають через

$$\gamma_A = \frac{g}{R_c} = 3,42 \text{ K/100м}$$

і називають *градієнтом автоконвекції*.

Отже,

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{T} (\gamma - \gamma_A). \quad (4.14)$$

Формула (4.14) має сенс при будь-якому розподілі температури з висотою, у більшості випадків в атмосфері температура повітря з висотою зменшується, тобто  $\gamma > 0$ . На основі цієї формули можна прийти до висновків відносно змінювання густини повітря в атмосфері.

1. В атмосфері найбільш часто  $\gamma < \gamma_A$ . Тому, як свідчить формула (4.14), абсолютно переважають випадки, коли густина повітря зменшується з висотою.

2. Якщо  $\gamma = \gamma_A$ , то очевидно,

$$\frac{d\rho}{dz} = 0, \quad \rho = \rho_0 = \text{const}. \quad (4.15)$$

Атмосфера, у якій густина повітря не змінюється з висотою, називається *однорідною атмосферою*.

3. Влітку у денний час у приземному шарі атмосфери спостерігаються випадки, коли виникають дуже великі вертикальні градієнти температури, такі, що навіть  $\gamma > \gamma_A$ . Тоді, як показує формула (4.14),  $\frac{d\rho}{dz} > 0$ , тобто густина повітря збільшується з висотою.

## 4.3 Барометричні формули

### 4.3.1 Барометрична формула однорідної атмосфери

Для однорідної атмосфери, як було показано вище,  $\rho = \rho_0 = const$ . Проінтегруємо при цих умовах основне рівняння статки (4.1) по висоті від 0 до  $z$  і по тиску від  $p_0$  до  $p$ , де  $p_0$  – атмосферний тиск на рівні  $z = 0$ . Будемо мати *барометричну формулу однорідної атмосфери*

$$p = p_0 - \rho_0 g z. \quad (4.16)$$

Формула (4.16) свідчить про те, що в однорідній атмосфері тиск повітря зменшується з висотою за лінійним законом.

Знайдемо висоту верхньої межі однорідної атмосфери, очевидно, це та висота  $H$ , на якій атмосферний тиск дорівнює нулю ( $p = 0$ ). За цих умов формула (4.16) дає:

$$H = \frac{p_0}{g \rho_0}. \quad (4.17)$$

Якщо до формули (4.17) застосувати рівняння стану атмосфери у формі

$$p_0 = \rho_0 R_c T_0, \quad (4.18)$$

то прийдемо до рівності

$$H = \frac{R_c T_0}{g} = \frac{273 R_c}{g} (1 + \alpha t_0). \quad (4.19)$$

Знайдемо висоту однорідної атмосфери при  $t_0 = 0^\circ \text{C}$ . Очевидно,

$$H_0 = \frac{287 \cdot 273}{9,81} = 7990 \text{ м} \approx 8000 \text{ м}.$$



Розглянемо питання про те, як змінюється з висотою температура в однорідній атмосфері. Як вже зазначалося, в однорідній атмосфері вертикальний градієнт температури дорівнює

$$\gamma_A = 3,42 \frac{\text{К}}{100 \text{ м}}. \quad (4.20)$$

Тобто,

$$-\frac{dT}{dz} = \gamma_A.$$

Проінтегруємо рівняння (4.20) по змінній  $T$  від  $T_0$  до  $T$ , а по змінній  $z$  від 0 до  $z$ . Будемо мати

$$T = T_0 - \gamma_A \cdot z. \quad (4.21)$$

Таким чином, в однорідній атмосфері температура повітря повинна змінюватись з висотою за лінійним законом. Зменшення температури відбувається на 3,42 °С на кожні 100 м висоти.

#### 4.3.2 Барометрична формула ізотермічної атмосфери

Ізотермічною називається атмосфера, у якій температура з висотою не змінюється ( $T = T_0 = \text{const}$ ). За такої умови основне рівняння статки можна записати:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{gp}{R_c T_0}. \quad (4.22)$$

Розділимо змінні у рівнянні (4.22) і проінтегруємо його по змінній  $z$  від 0 до  $z$ , а по змінній  $p$  від  $p_0$  до  $p$

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = - \int_0^z \frac{g}{R_c T_0} dz.$$

Результат інтегрування має вигляд

$$\ln p - \ln p_0 = - \frac{g}{R_c T_0} z \quad (4.23)$$

або

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{g}{R_c T_0} z}. \quad (4.24)$$

Отже, формула (4.24) і є *барометричною формулою ізотермічної атмосфери*. Вона показує, що в такій атмосфері тиск повітря зменшується з висотою за експонентою. Швидкість падіння тиску залежить від температури: вона збільшується при зменшенні температури повітря і навпаки.

Як свідчить формула (4.24) висота ізотермічної атмосфери дорівнює нескінченності, тобто  $p \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow \infty$ .

Розглянемо тепер, як змінюється з висотою густина повітря. Для цього в рівнянні (4.24) застосуємо рівняння стану атмосфери. Після нескладних перетворень отримаємо

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{-\frac{gz}{R_c T_0}}. \quad (4.25)$$

Отже, в ізотермічній атмосфері густина атмосфери, як і атмосферний тиск, змінюється з висотою теж за експоненціальним законом.

### 3.3 Барометрична формула політропної атмосфери

*Політропною* називають атмосферу, яка характеризується лінійним законом зміни температури з висотою

$$T = T_0 - \gamma z, \quad (4.26)$$

(вертикальний градієнт температури  $\gamma = \text{const}$ ). Підставимо рівність (4.26) до основного рівняння статки атмосфери і виконаємо інтегрування від  $p_0$  до  $p$  по змінній  $p$  і від 0 до  $z$  по змінній  $z$ . Будемо мати

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{g}{R_c} \int_0^z \frac{dz}{T_0 - \gamma z}. \quad (4.27)$$

Помножимо і розділимо праву частину рівності (4.27) на  $\gamma$ . Тоді прийдемо до табличного інтеграла в правій частині (4.27), тобто

$$\ln p - \ln p_0 = \frac{g}{R_c \gamma} \int_0^z \frac{d(T_0 - \gamma z)}{T_0 - \gamma z}. \quad (4.28)$$

Після взяття інтеграла і потенціювання отриманої рівності прийдемо до закону зміни тиску повітря у політропній атмосфері в формі

$$p = p_0 \left( \frac{T_0 - \gamma z}{T_0} \right)^{\frac{g}{R_c \gamma}}. \quad (4.29)$$

Як видно, швидкість зменшення тиску з висотою залежить від вертикального градієнта температури  $\gamma$ . Тиск при більших значеннях модуля  $\gamma$  зменшується з висотою з більшою швидкістю, ніж при його менших значеннях. Залежність тиску від  $\gamma$  у політропній атмосфері ( $\gamma_1 > \gamma_2$ ) зображена на рис. 4.1. На ньому також показана зміна тиску з висотою в однорідній та ізотермічній атмосферах.

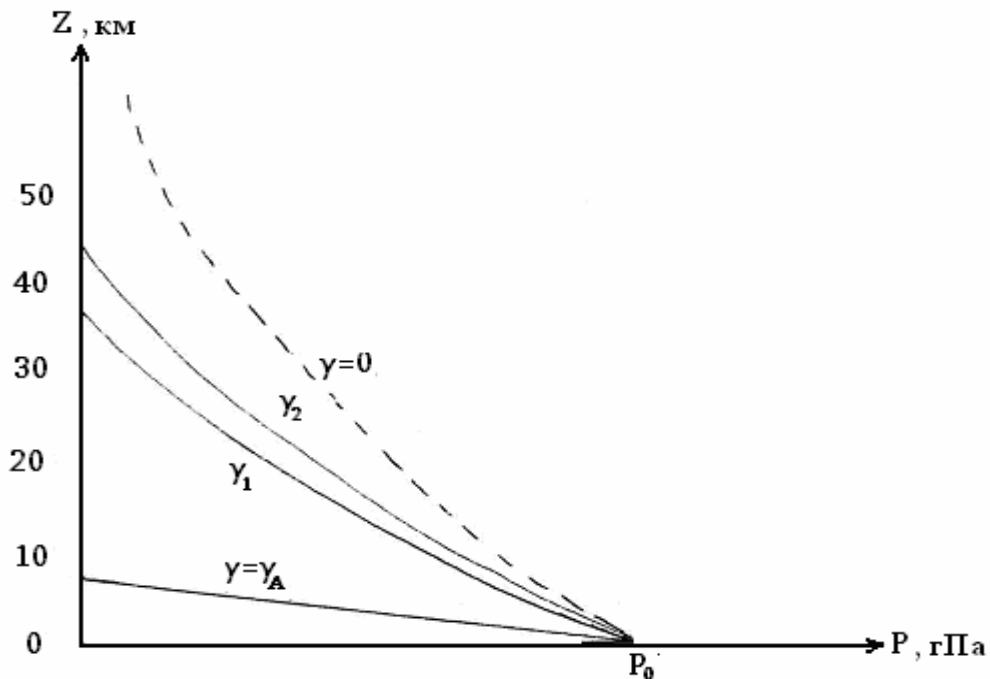


Рисунок 4.1 – Розподіл тиску повітря по висоті в однорідній ( $\gamma = \gamma_A$ ), політропній ( $\gamma_1, \gamma_2$ ) та ізотермічній ( $\gamma = 0$ ) атмосфері

Формула (4.29) дає змогу знайти висоту політропної атмосфери  $H_\gamma$ . Очевидно, це та висота, де атмосферний тиск дорівнює нулю. При цій умові

$$H_\gamma = \frac{T_0}{\gamma}. \quad (4.30)$$

Висота політропної атмосфери залежить від  $T_0$  і  $\gamma$ . Наприклад, при  $T_0 = 273 \text{ К}$  і  $\gamma = 0,007 \text{ Км}^{-1}$  вона дорівнює 43 км. Якщо до формули (4.29) застосувати рівняння статки атмосфери, то отримаємо закон зміни густини

ни повітря у політропній атмосфері

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{T_0 - \gamma z}{T_0} \right)^{\frac{g}{R_c \gamma} - 1}. \quad (4.31)$$

#### 4.3.4 Барометричні формули реальної атмосфери

Розглянуті моделі розподілу тиску повітря в атмосфері по вертикалі характеризують умовні атмосфери, яких у природі не існує. Умови, що були покладені в основу моделей, зустрічаються тільки в деяких випадках в обмежених шарах атмосфери. Так, умови однорідної атмосфери ( $\rho = const$ ) можуть зустрічатися влітку в денний час в деякій частині приземного шару атмосфери. Шари ізотермії можна зустріти в атмосфері на різних висотах. Реальну атмосферу можна розглядати як атмосферу, що складається з шарів політропних атмосфер. Однак отримані вище закономірності використовуються при розв'язанні важливих задач фізики атмосфери.

Розглянемо тепер реальну атмосферу, тобто атмосферу, температура якої довільно змінюється з висотою. Така атмосфера утримує й водяну пару ( $T = T_v$ ). Будемо також мати на увазі, що прискорення вільного падіння залежить від широти і висоти місця. Проінтегруємо основне рівняння статки в межах по змінній  $p$  від  $p_i$  до  $p_j$ , які спостерігаються на висотах  $z_i$  й  $z_j$ , відповідно. Будемо мати

$$\ln \frac{p_j}{p_i} = - \frac{1}{R_c} \int_{z_i}^{z_j} \frac{g(\varphi, z)}{T_v(z)} dz. \quad (4.32)$$

Якщо необхідно розрахувати змінювання атмосферного тиску у деякому шарі атмосфери від  $z_i$  до  $z_j$ , то виконуються деякі спрощення. Вони полягають у тому, що атмосфера вважається сухою, тобто температура  $T$  дорівнює віртуальній температурі  $T_v$ , а прискорення сили тяжіння  $g$  – постійною величиною. Тоді із рівняння (4.32) маємо:

$$\ln \frac{p_j}{p_i} = - \frac{g}{R_c} \int_{z_i}^{z_j} \frac{dz}{T(z)}. \quad (4.33)$$

Після застосування теореми про середнє приходимо до барометричної формули реальної атмосфери у вигляді

$$p_j = p_i e^{-\frac{g(z_j - z_i)}{R_c \bar{T}}}, \quad (4.34)$$

де  $\bar{T}$  – середня температура повітря у шарі  $z_j - z_i$ .

Якщо треба врахувати вплив вологості повітря, то замість середньої температури необхідно в формулі (4.34) використати середню віртуальну температуру  $T_v$ . Барометрична формула (4.34) знаходить застосування в задачах інтерполяції та екстраполяції тиску повітря у шарі кінцевої товщини  $z_j - z_i$  при відомому вертикальному профілі температури повітря.

### 3.5 Барометрична формула геопотенціалу

*Геопотенціалом*  $\Phi^*$  деякого рівня називається робота, необхідна для того, щоб підняти у полі сили тяжіння одиницю маси від вихідного до певного рівня. За вихідний рівень часто беруть рівень моря. Позначимо через  $d\Phi^*$  приріст роботи при підніманні одиничної маси ( $m = 1 \text{ кг}$ ) на висоту  $dz$  від деякого рівня. Очевидно,

$$d\Phi^* = g \cdot dz. \quad (4.35)$$

Будемо вважати, що вихідний рівень – це рівень моря. Тоді

$$\Phi^* = \int_0^z g dz. \quad (4.36)$$

Геопотенціал має розмірність ( $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ ).

В практиці синоптичного аналізу атмосферних процесів використовуються карти баричної топографії – карти геопотенціальних висот стандартних ізобаричних поверхонь. *Геопотенціальною висотою* називають відношення геопотенціалу  $\Phi^*$  до стандартного прискорення вільного падіння  $g_0$

$$\Phi = \frac{\Phi^*}{g_0} = \frac{1}{g_0} \int_0^z g dz. \quad (4.37)$$

Очевидно,

$$d\Phi = \frac{g}{g_0} dz. \quad (4.38)$$

Геопотенціальна висота має розмірність довжини, її одиницею є геопотенціальний метр (гп.м). Оскільки  $g$  і  $g_0$  мають близькі значення, геопотенціальні висоти незначно відрізняються від звичайних висот.

Із основного рівняння статички атмосфери знайдемо  $dz$ , підставимо до рівняння (4.38) і проінтегруємо його по змінній  $p$  від  $p_0$  до  $p$  й по змінній  $\Phi$  від 0 до  $\Phi$ . Отримаємо барометричну формулу геопотенціалу у вигляді

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{g_0 \Phi}{R_c \bar{T}_v}}. \quad (4.39)$$

Як видно, до формули (4.39) не входить змінне по висоті прискорення вільного падіння  $g$ . Тому не треба робити відносно нього будь-яких припущень.

Існують поняття абсолютної й відносної висоти ізобаричних поверхонь. По суті формула (4.39) утримує абсолютну висоту  $\Phi_p$  ізобаричної поверхні  $p$  відносно рівня моря ( $\Phi = 0$ ), на якому атмосферний тиск дорівнює  $p_0$ . З формули (4.39) виходить,

$$\Phi_p = \frac{R_c}{g_0} \bar{T}_v \ln \frac{p_0}{p} \quad (4.40)$$

або

$$\Phi_p = 67,4 \cdot \bar{T}_v \ln \frac{p_0}{p}. \quad (4.41)$$

Отже, абсолютна висота ізобаричної поверхні  $p$  залежить від атмосферного тиску  $p_0$  на рівні моря і середньої віртуальної температури шару атмосфери від нульового рівня до ізобаричної поверхні.

Можна розрахувати абсолютні висоти ізобаричної поверхні для всіх пунктів деякої території, в яких проводиться аерологічне зондування атмосфери, і побудувати відповідну географічну карту, де містилися б значення цих висот. На карті через 40 гп.м проводять лінії рівних висот ізобаричної поверхні  $p$ , які називаються ізогіпсами. Такі карти носять назву карт абсолютної топографії (АТ). Для того, щоб отримати відносну висоту ізобаричної поверхні, тобто висоту поверхні  $p_j$  відносно іншої ізобаричної поверхні  $p_i$ , треба виконати інтегрування основного рівняння статички атмосфери для геопотенціалу

$$dp = \rho g d\Phi \quad (4.42)$$

в межах від  $p_i$  до  $p_j$  по змінній  $p$  і від  $\Phi_i$  до  $\Phi_j$  по змінній  $\Phi$ . Позначивши  $\Phi_i - \Phi_j = \Phi_{p_i}^{p_j}$ , будемо мати

$$\Phi_{p_i}^{p_j} = 67,4 \cdot \bar{T}_v \lg \frac{p_i}{p_j}. \quad (4.43)$$

Ліва частина рівняння (4.43) має сенс висоти ізобаричної поверхні  $p_j$  над ізобаричною поверхнею  $p_i$ . Оскільки  $p_i$  та  $p_j$  – величини відомі, відносна висота ізобаричної поверхні залежить тільки від середньої температури шару повітря між позначеними ізобаричними поверхнями. З цієї точки зору, карти відносної топографії (ВТ) еквівалентні картам середньої температури шару, а ізогіпси, що проводяться на таких картах, мають смисл ізотерм. Знайдемо, наприклад,  $\Phi_{1000}^{500}$ , тобто висоту ізобаричної поверхні  $p_j = 500$  гПа відносно ізобаричної поверхні  $p_i = 1000$  гПа. Такі карти широко використовуються у практиці аналізу і прогнозу погоди. Оскільки

$$\lg \frac{1000}{500} = \lg 2 = 0,3010,$$

$$\Phi_{1000}^{500} \approx 20 \cdot \bar{T}_v.$$

Як і на картах абсолютних геопотенціальних висот, на картах відносної топографії ізогіпси проводять через 40 гп.м. Отже ізогіпси такої карти відносної топографії можна розглядати як ізотерми середньої температури, проведені через 2 градуси.

### Контрольні запитання

1. Рівновагу яких двох сил, діючих на частинку повітря, характеризує основне рівняння статички атмосфери?
2. Який основний висновок про змінення атмосферного тиску з висотою можна зробити на основі цього рівняння?
3. Сформулювати визначення атмосферного тиску, яке випливає з основного рівняння статички.
4. В якій атмосфері швидше зменшується тиск на одиницю висоти: в більш густій чи у менш густій?
5. Дати визначення баричного ступеня.
6. Де баричний ступень більший – в теплій чи в холодній повітряній масі, якщо тиск на вихідному рівні однаковий?
7. Що таке вертикальний градієнт температури?
8. Що таке градієнт автоконвекції і чому він дорівнює?
9. За яким законом змінюється з висотою густина атмосфери?
10. Яку атмосферу називають однорідною?
11. За яким законом змінюється атмосферний тиск в однорідній атмосфері?
12. Яку атмосферу називають ізотермічною?
13. За яким законом змінюється атмосферний тиск в ізотермічній атмосфері?
14. Яку атмосферу називають політропною?
15. За яким законом змінюється атмосферний тиск в політропній атмосфері?
16. Що називають геопотенціалом?
17. Що таке абсолютна і відносна геопотенціальні висоти ізобаричних поверхонь?



## V ПЕРЕНОС РАДІАЦІЇ В АТМОСФЕРІ

### 5.1 Кількісні характеристики та закони випромінювання

#### 5.1.1 Кількісні характеристики випромінювання

Усі тіла, які мають внутрішню енергію, випромінюють її. При випромінюванні запас внутрішньої енергії тіла зменшується, наслідком чого є зменшення температури тіла. Навпаки, внутрішня енергія тіла збільшується при поглиненні ним променистої енергії.

Зміна теплового стану тіла при наявності тільки променистого теплообміну визначається різницею між кількостями випромінюваної та поглинутої енергії. Найпростіші властивості має рівноважне теплове випромінювання. Якщо тіло знаходиться у цьому стані, то воно випромінює таку ж кількість енергії, яку поглинає, й температура його не змінюється. В реальних умовах випромінювання має нерівноважний характер. Проте, якщо температура тіла змінюється дуже повільно, закони випромінювання будуть близькими до законів рівноважного випромінювання. Одиницею променистої енергії в системі СІ є джоуль (Дж).

Однією з основних характеристик випромінювання є *потік променистої енергії* або *променистий потік*. Променистим потоком називається кількість променистої енергії  $d\Phi$ , яка випромінюється тілом за одиницю часу крізь одиничну поверхню  $dS$  на всі напрямки у межах півкулі. Ця характеристика має ще й такі назви: потік радіації, поверхнева густина променистого потоку, енергетична світність або енергетична освітленість (коли енергія надходить від іншого тіла).

Будемо визначати потік через  $F$ . Тоді за визначенням променистий потік дорівнює

$$F = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (5.1)$$

Одиницею потоку радіації є Дж/(м<sup>2</sup>·с) або Вт/м<sup>2</sup>.

Електромагнітні хвилі характеризуються довжиною хвилі  $\lambda$  в мікрометрах (мкм). Крім того, в деяких випадках використовуються частоти  $\tilde{\nu}$ , пов'язані з довжинами хвиль співвідношенням

$$\tilde{\nu} = \frac{c}{\lambda},$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Використовується ще й хвильове число  $\nu$ , яке дорівнює

$$\nu = 1/\lambda,$$

а іноді й хвильове число  $k$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Наприклад, довжина хвилі 10 мкм відповідає хвильовому числу  $\nu = 1000 \text{ см}^{-1}$  або  $k = 6280 \text{ см}^{-1}$ .

Як буде показано далі, промениста енергія розподіляється відповідним чином по довжинах хвиль. Виділимо у загальному потоці енергії елементарну ділянку від  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ . Кількість енергії  $d\Phi_\lambda$ , яка відноситься до цієї ділянки та випромінюється з поверхні  $dS$ , пропорційна  $dS$  і  $d\lambda$ .

$$d\Phi_\lambda = F_\lambda dS d\lambda. \quad (5.2)$$

Величина  $F_\lambda$ , яка визначається співвідношенням

$$F_\lambda = \frac{d\Phi_\lambda}{dS d\lambda}, \quad (5.3)$$

характеризує щільність розподілення променистої енергії по довжинах хвиль біля довжини хвилі  $\lambda$  й має назву спектральної щільності потоку радіації або випромінювальної здатності тіла. Її одиниця – Вт / (м<sup>2</sup> · мкм).

Величину  $F_\lambda$  називають часто монохроматичним потоком.

Щоб одержати потік радіації для усього інтервалу довжини хвиль, треба знайти інтеграл

$$F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda. \quad (5.4)$$

Окрім означених вище потоків, для характеристики випромінювання використовується енергетична яскравість або інтенсивність випромінювання. Із променів, що надходять на одиничну поверхню з усіх напрямків, розглянемо тільки ті, які надходять до неї з напрямку, означеного радіусом-вектором  $R$  та групуються біля нього у границях об'ємного кута. Будемо вважати, що  $R$  складає з нормаллю до площадки  $ds$  кут  $\vartheta$  (рис. 5.1). Тоді кількість променистої енергії  $d\Phi_\lambda^{(R)}$  в інтервалі довжин хвиль  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ , яка проходить крізь одиничну площадку  $ds_n$  за одиницю часу в напрямку  $R$ , визначається формулою

$$d\Phi_\lambda^{(R)} = I_\lambda ds_n d\omega d\lambda. \quad (5.5)$$

Величина  $I_\lambda$  в правій частині рівняння (5.5), яка залежить у загальному випадку від напрямку поширювання променів ( $R$ ), називається енергетичною яскравістю або спектральною інтенсивністю радіації. Таким чином, інтенсивність радіації – це кількість променистої енергії, яка проходить за одиницю часу крізь одиничну площадку  $ds_n$ , перпендикулярну до променів, і замкнута в одиничному інтервалі довжин хвиль та одиничному об'ємному куті конуса. Одиницею інтенсивності є Вт/(м<sup>2</sup>·мкм·ср.).

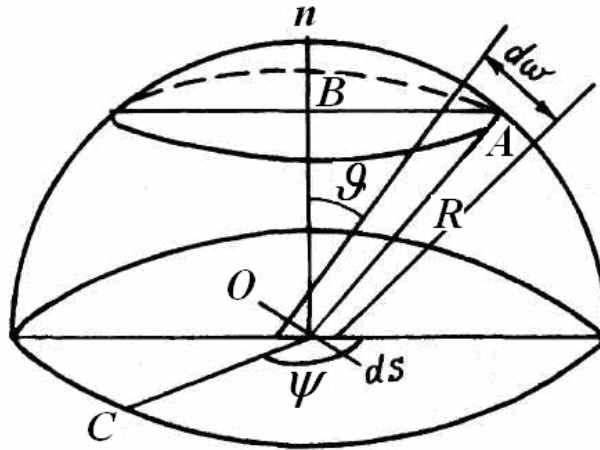


Рисунок 5.1 – До впровадження поняття енергетичної яскравості

У сферичній системі координат

$$d\omega = \sin \theta d\theta d\psi, \quad (5.6)$$

де  $\theta$  – зенітний кут (зенітна відстань),  
 $\psi$  – азимут.

Тому, якщо враховувати очевидне співвідношення  $ds_n = ds \cos \theta$ ,  
 де  $ds$  – горизонтальна площадка, то

$$d\Phi_\lambda^{(R)} = I_\lambda \cos \theta \sin \theta d\psi ds d\lambda. \quad (5.7)$$

Знайдемо тепер потік променистої енергії крізь площадку  $ds$ . Для цього треба виконати інтегрування по зенітній відстані та азимуту. Якщо мати на увазі співвідношення (5.3), то прийдемо до рівняння

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\theta, \psi) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (5.8)$$

Можна припустити, що інтенсивність радіації не залежить від азимута. Тоді маємо

$$F_{\lambda} = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_{\lambda}(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (5.9)$$

Поле випромінювання називається ізотропним, коли  $I_{\lambda}$  не залежить від напрямку. Для ізотропного поля, враховуючи, що

$$\int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta d(\sin \vartheta) = \left. \frac{\sin^2 \vartheta}{2} \right|_0^{\pi/2} = \frac{1}{2},$$

отримуємо таке співвідношення між спектральним потоком та спектральною інтенсивністю радіації

$$F_{\lambda} = \pi I_{\lambda}. \quad (5.10)$$

Нехай на деяке тіло падає монохроматичний потік  $F_{\lambda}$ . Частина його  $F'_{\lambda}$  поглинається тілом, частина  $F''_{\lambda}$  – відбивається, частина  $F'''_{\lambda}$  – пропускається тілом. Очевидно, що

$$F_{\lambda} = F'_{\lambda} + F''_{\lambda} + F'''_{\lambda}. \quad (5.11)$$

Поділимо обидві частини рівності (5.11) на  $F_{\lambda}$ .

Одержимо

$$\frac{F'_{\lambda}}{F_{\lambda}} + \frac{F''_{\lambda}}{F_{\lambda}} + \frac{F'''_{\lambda}}{F_{\lambda}} = 1. \quad (5.12)$$

Введемо деякі визначення. Так, величину

$$a_{\lambda} = \frac{F'_{\lambda}}{F_{\lambda}} \quad (5.13)$$

називають *відносним коефіцієнтом поглинення або поглинальною здатністю тіла*;

величину

$$r_{\lambda} = \frac{F''_{\lambda}}{F_{\lambda}} \quad (5.14)$$

– *відносним коефіцієнтом відбиття або відбивною здатністю (альбедо)*;  
величину

$$d_{\lambda} = \frac{F'''}{F_{\lambda}} \quad (5.15)$$

– відносним коефіцієнтом пропускання. Отже,

$$a_{\lambda} + r_{\lambda} + d_{\lambda} = 1. \quad (5.16)$$

Перераховані коефіцієнти залежать у загальному випадку від довжини хвилі, а також від фізичної природи тіла. Наприклад, віконне скло пропускає тільки видиму частину спектра сонячної радіації, а ультрафіолетові й інфрачервоні промені поглинає. Властивість тіл поглинати у різній мірі променисту енергію різних довжин хвиль називається селективністю поглинення (пропускання, відбиття).

Нехай тіло таке, що для нього на всіх довжинах хвиль  $r_{\lambda} = d_{\lambda} = 0$ . Тоді  $a_{\lambda} = 1$ . Це означає, що тіло поглинає всю променисту енергію, яка до нього знаходить. Таке тіло називається абсолютно чорним. Нехай  $r_{\lambda} = 1$ , а  $a_{\lambda} = d_{\lambda} = 0$ . Тоді вся промениста енергія, яка надходить до тіла, відбивається. Якщо при цьому відбиття підлягає законам геометричної оптики, то такі тіла називаються дзеркальними. При дифузному відбитті падаючих на тіло променів воно називається абсолютно білим.

Більшість твердих тіл для радіації непрозора. У такому разі  $d_{\lambda} = 0$  і

$$a_{\lambda} + r_{\lambda} = 1 \quad (5.17)$$

Це означає, що частина променистої енергії

$$F'_{\lambda} = a_{\lambda} F_{\lambda} \quad (5.18)$$

поглинається, а частина

$$F''_{\lambda} = r_{\lambda} F_{\lambda} = (1 - a_{\lambda}) F_{\lambda} \quad (5.19)$$

відбивається.

Розглянуті коефіцієнти  $a_{\lambda}$ ,  $r_{\lambda}$  і  $d_{\lambda}$  характеризують загальні властивості поглинення, відбиття та пропускання радіації тілом. У деяких задачах, однак, треба ураховувати властивості поглинення, відбиття й пропускання у шарі кінцевої товщини. Тоді треба використовувати не коефіцієнти, а функції поглинення (ослаблення) й функції пропускання.

Нехай у шар поглинаючої речовини, який має масу  $m$ , входить монохроматичний потік  $F_{\lambda}(0)$ . Означимо потік, який виходить з шару, через  $F_{\lambda}(m)$ . Тоді функція поглинення визначається таким чином:

$$A_{\lambda}(m) = \frac{F_{\lambda}(0) - F_{\lambda}(m)}{F_{\lambda}(0)} = 1 - \frac{F_{\lambda}(m)}{F_{\lambda}(0)}. \quad (5.20)$$

Функція

$$P_{\lambda}(m) = \frac{F_{\lambda}(m)}{F_{\lambda}(0)}, \quad (5.21)$$

очевидно, характеризує відносну кількість променистої енергії, яка пропускається шаром речовини й має назву *функції пропускання*. Рівності (5.20) і (5.21) свідчать про те, що

$$A_{\lambda}(m) + P_{\lambda}(m) = 1. \quad (5.22)$$

Поряд з коефіцієнтами й функціями поглинення (ослаблення) променистої енергії широке використання знаходять показники поглинення (ослаблення).

Нехай у шарі товщиною  $dl$  відбувається поглинення монохроматичного потоку радіації  $F_{\lambda}$  на величину  $dF_{\lambda}$ . Якщо густина речовини, яка поглинає радіацію, дорівнює  $\rho$ , то, очевидно,  $dF_{\lambda}$  пропорційно  $\rho$ ,  $F_{\lambda}$  і  $dl$ , тобто

$$dF_{\lambda} = -\alpha_{\lambda} \rho F_{\lambda} dl. \quad (5.23)$$

Коефіцієнт пропорційності  $\alpha_{\lambda}$  залежить від фізичних властивостей тіла й має назву *масового показника поглинення*. Установимо його розмірність. Оскільки  $[dF_{\lambda}] = [F_{\lambda}]$ ,

$$[\alpha_{\lambda} \rho dl] = 1.$$

Відомо, що  $[\rho] = \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$ ;  $[dl] = \text{м}$ . Тому  $[\alpha_{\lambda}] = \frac{1}{[\rho dl]}$ .

Припустимо тепер, що промениста енергія проходить крізь стовп речовини з поперечним перерізом  $1 \text{ м}^2$ . Тоді об'єм речовини дорівнює  $dV = dl \cdot 1 \text{ м}^2$ , а маса  $dm = \rho dV = \rho dl$ . Якщо  $dm = 1 \text{ кг}$ , то, як видно з формули (5.23),

$$\alpha_{\lambda} = -\frac{dF_{\lambda}}{F_{\lambda}}. \quad (5.24)$$

Рівняння (5.24) установлює фізичний сенс масового показника поглинення, тобто він означає відносне поглинення (ослаблення) променистої енергії в стовпі речовини одиничної маси.

Розглянемо

$$k_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \rho. \quad (5.25)$$

Тоді рівняння (5.23) набере такого вигляду

$$dF_{\lambda} = -k_{\lambda} F_{\lambda} dl. \quad (5.26)$$

Припустимо тепер, що  $dl = 1\text{ м}$ . Тоді стовп речовини з поперечним перерізом  $1\text{ м}^2$  має об'єм  $1\text{ м}^3$ , і співвідношення (5.26), яке при таких умовах можна записати у вигляді

$$k_{\lambda} = -\frac{dF_{\lambda}}{F_{\lambda}}, \quad (5.27)$$

пояснює фізичний сенс величини  $k_{\lambda}$ . Отже  $k_{\lambda}$  характеризує відносне поглинення (ослаблення) монохроматичного потоку одиничним об'ємом (або на одиничній відстані) речовини. Тому він називається об'ємним (лінійним) показником поглинення (ослаблення). Нескладно показати, що об'ємний показник поглинення має розмірність  $[k_{\lambda}] = \text{м}^{-1}$ .

### 5.1.2 Закони випромінювання

Між випромінювальною  $F_{\lambda}$  і поглинальною здатностями тіла існує певний зв'язок. Він полягає у тому, що відношення випромінювальної здатності до поглинальної в умовах термодинамічної рівноваги не залежить від природи тіла. Воно є тільки функцією  $B_{\lambda}(T)$  температури тіла  $T$  на довжині хвилі  $\lambda$ , тобто

$$\frac{F_{\lambda}}{a_{\lambda}} = B_{\lambda}(T). \quad (5.28)$$

Ця властивість тіл називається *законом Кірхгофа*. Для абсолютно чорного тіла  $a_{\lambda} = 1$  і

$$B_{\lambda}(T) = F_{\lambda}. \quad (5.29)$$

Отже, функція  $B_{\lambda}(T)$  має сенс випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла. У дійсності абсолютно чорних тіл не існує. Реальні тіла мають поглинальну здатність  $a_{\lambda} < 1$ . Тому вони при тій же температурі випромінюють менше енергії, ніж абсолютно чорне тіло.

Як відзначалось, більшість тіл має селективний характер поглинення. Згідно із законом Кірхгофа вони й випромінюють енергію лише відповідних довжин хвиль. Енергія тих довжин хвиль, які не поглинаються тілами,

не випромінюється. Функція  $B_\lambda(T)$  називається *функцією Планка*. Ця функція має такий вигляд

$$B_\lambda(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/\lambda T} - 1}, \quad (5.30)$$

де  $c_1 = 3,7418 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$ ;

$c_2 = 1,438786 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$ .

Інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла залежить від його температури й довжини хвилі й не залежить від природи тіла. Вона має розмірність  $[B_\lambda(T)] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мкм} \cdot \text{ср}}$ .

На рис. 5.2 показана залежність  $B_\lambda(T)$  від довжини хвилі при різних температурах. Як видно, збільшення температури приводить до збільшення інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла, а довжина хвилі максимуму інтенсивності зменшується.

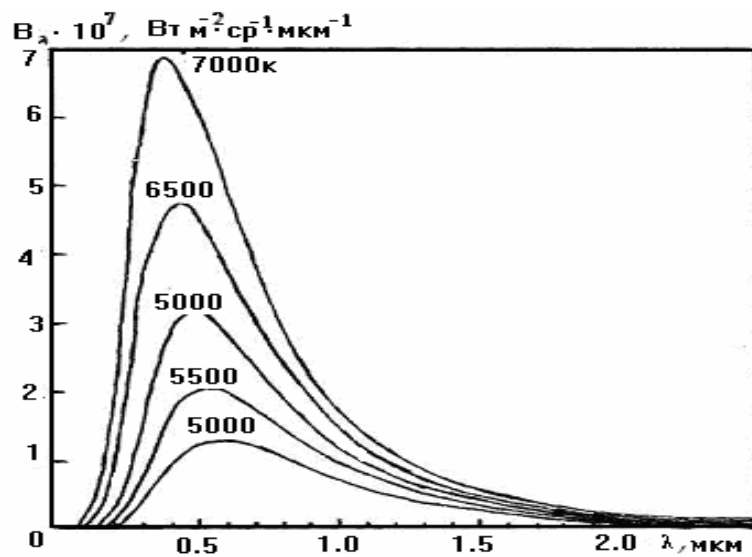


Рисунок 5.2 – Залежність функції Планка від довжини хвилі при різних температурах

На основі функції Планка можна знайти залежність довжини хвилі  $\lambda_m$ , на яку припадає максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, від температури. Ця залежність має такий вигляд

$$\lambda_m = \frac{c_3}{T}. \quad (5.31)$$



де  $c_3 = 0,28976 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$ .

Рівняння (5.31) носить назву *першого закону Віна*. Він свідчить про те, що довжина хвилі, на яку припадає максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна його абсолютній температурі.

Існує ще й *другий закон Віна*. Він має вигляд

$$B(\lambda_{m_1} T) = c_4 T^5, \quad (5.32)$$

де  $c_4 = 1,301 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{К}^{-5}$ ,

і свідчить про те, що максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла пропорційний п'ятому степеню його абсолютної температури.

Функція Планка характеризує спектральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла. Для одержання інтегральної випромінювальної здатності  $B(T)$  треба виконати інтегрування функції Планка по усьому спектру довжин хвиль. Це приводить до такого співвідношення:

$$B(T) = \sigma T^4, \quad (5.33)$$

де  $\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$  – стала величина.

Співвідношення (5.33) називається *законом Стефана-Больцмана*.

Оскільки випромінювання абсолютно чорного тіла ізотропне, то, як було показано вище, інтегральний потік випромінювання пов'язується з інтенсивністю випромінювання співвідношенням

$$F(T) = \pi B(T). \quad (5.34)$$

Згідно з рівнянням (5.33) повна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла прямо пропорційна четвертому степеню абсолютної температури тіла.

## 5.2 Сонячна радіація на верхній межі атмосфери Землі

### 5.2.1 Випромінювання Сонця та сонячна стала

Головним джерелом енергії майже для всіх процесів, які розвиваються в атмосфері, є Сонце. Воно безперервно випромінює в міжпланетний простір величезну кількість енергії головним чином в формі променевої енергії.

Порівняно з сонячною енергією внесок інших джерел енергії для Землі нехтовно малий. Наприклад, тепло, яке земна поверхня отримує із внутрішніх частин Землі, у 5000 разів менше ніж тепло від Сонця.

Сонце складається із внутрішньої частини і атмосфери. В свою чергу сонячна атмосфера складається із декількох шарів. Самий внутрішній та тонкий – *фотосфера*. Фотосфера має товщину 100 - 300 км, температуру 5000 - 6000 K і тиск на верхній межі близько 100 гПа. Фотосфера випромінює практично всю енергію, що надходить на Землю.

Фотосфера має характерну структуру у формі гранул. Гранули являють собою окремі елементи конвекції самого верхнього ярусу внутрішньої частини Сонця – конвективної зони. Менш яскраві проміжки поміж гранулами – потоки більш холодних газів, що опускаються.

Від рухів гранул у сонячній атмосфері утворюються ударні хвилі. У верхній частині сонячної атмосфери вони поглинаються, а їхня енергія переходить у тепло. Тому в сонячній атмосфері над фотосферою температура починає підвищуватись і чим далі від фотосфери, тим більше. У дальшому за фотосферою шарі сонячної атмосфери – *хромосфері*, яка має товщину 10 - 15 тис. км, температура піднімається до декількох десятків тисяч градусів Кельвіна. У самому зовнішньому шарі Сонця – *короні* – температура перевищує  $10^6$  K. У хромосфері завдяки високій температурі легкі гази (водень і гелій) позбавляються своїх електронів, тобто йонізуються. У короні газ стає повністю йонізованим. Її плазма дуже сильно розріджена. Якщо в нижній частині корони біля хромосфери в  $1\text{см}^3$  знаходиться  $3 \times 10^7$  частинок, то в верхній її частині – близько двох сотень. Сонячна корона простягається до орбіт Марса та Землі.

На таких великих відстанях Сонце вже не утримує своїм притягненням частинки дуже розрідженого гарячого газу. Більша їх частина постійно звільнюється у міжпланетний простір. Виникає постійний потік від Сонця йонізованих атомів та вільних електронів – сонячний вітер.

Час від часу у сонячній атмосфері з'являються активні області, число яких регулярно змінюється за циклом у середньому близько 11 років. Про виникнення активної області свідчать сонячні плями, що спостерігаються в фотосфері. До виникнення плям на невеликій ділянці фотосфери з'являються яскраві області – *факели*. Вони на декілька сотень градусів Кельвіна гарячіше за фотосферу. Плями мають сильне магнітне поле, що зупиняє будь-які рухи йонізованого газу. Тому в області плями під фотосферою припиняється звичайна конвекція й тим самим припиняється додатковий перенос енергії із більш глибоких шарів внутрішньої частини Сонця. Температура плями стає на 1000 K нижче, ніж в областях оточуючої фотосфери, на фоні якої вона має вигляд більш темного утворення.

Розміри й саме місцезоположення активної області плям і факелів тісно пов'язані з конвективною зоною: тінь окремої плями покриває одну або

декілька комірок проміжного ярусу конвективної зони, які розташовані у вузлах найглибшого ярусу. Як правило, плями виникають цілими групами, з котрих виділяються дві найбільш великі плями – одна на східному, друга на західному краю групи. Вони мають протилежну полярність магнітного поля. Такі групи плям називають біполярними.

У хромосфері й короні над активною областю спостерігаються хромосферні спалахи і протуберанці.

*Спалахи* – це один із найшвидкіших процесів на Сонці. Вони починаються з того, що за декілька хвилин яскравість у певній точці активної області, особливо в променях, емітованих атомами водню та йонами кальцію, дуже зростає. У деяких випадках яскравість спалаху може перевищувати яскравість фотосфери. Спалахи виникають як реакція на деякі зміни магнітних полів, що призводять до раптового стиску речовини хромосфери. Виникає направлений потік дуже швидких заряджених частинок та космічних променів. Цей потік, проходячи крізь корону, захоплює частинки плазми. Останні приходять у коливальний стан і висилають радіохвилі. Порівняно невелика область, зайнята спалахом (всього декілька тисяч квадратних кілометрів), створює дуже потужне випромінювання. Воно складається з рентгенівських, ультрафіолетових та видимих променів, швидких частинок (корпускул), що рухаються із швидкостями в тисячі кілометрів за секунду, та космічних променів.

Інтенсивність рентгенівських променів суттєво збільшується у час сонячних спалахів порівняно з станом спокійного Сонця. За даними супутників „Солрад” й OSO-7 під час дуже сильних спалахів 1 – 11 серпня 1972 р. потік рентгенівських променів збільшився більше ніж у 100 разів. Як правило, пов’язані зі сонячними спалахами посилення затухають через декілька годин у залежності від їхньої інтенсивності. Посилення інтенсивності випромінювання в ультрафіолетовій області найбільш виразно проявляються у діапазоні 0,027 - 0,131 мкм.

Одночасно з сильними сплесками ультрафіолету й рентгенівських променів під час великих сонячних спалахів із великих активних груп плям викидається значна кількість високоенергетичних (10 – 200 MeV) релятивістських електронів та протонів. Ці частинки рухаються дещо повільніше, ніж електромагнітне випромінювання (рентгенівські та ультрафіолетові промені), й приходять до Землі через 1 – 2 години після спалаху. Протони, які випромінюються Сонцем, називаються сонячними космічними променями. Вони створюють головний компонент сонячних корпускулярних потоків, що спорадично викидаються із зони спалахової активності. Енергія сонячних протонів дозволяє їм проникати в атмосферу Землі до висоти 30 км і менше.

У короні над активною областю теж відбуваються цікаві явища. Інколи речовина корони починає яскраво світитися й можна бачити, як її пото-

ки направляються у хромосферу. Ці гігантські утворення розжарених газів на протязі десятків тисяч кілометрів називаються протуберанцями.

Весь комплекс нестаціонарних явищ у сонячній атмосфері, що, як було зазначено, пов'язаний із сонячними плямами, називається сонячною активністю. Існує декілька показників сонячної активності. Найчастіше серед них використовується показник, який має назву *числа Вольфа*

$$W = k(10g + f),$$

де  $f$  – повне число плям на диску Сонця незалежно від їхніх розмірів,

$g$  – число груп плям,

$k$  – множник, що нормує відліки різних обсерваторій.

Числа Вольфа показують, що сонячна активність має період коливань у середньому 11 років. Середні річні числа Вольфа в 11-річних циклах змінюються від 0 до 13 у роки мінімумів і від 46 до 190 у роки максимумів (середні добові значення змінюються від 0 до 355 і більше). Крім того, сонячна активність має й інші періоди коливань: 27 діб, 22 роки, 80 ÷ 90 років. Перший з них пов'язаний з періодом обертання Сонця навколо своєї осі.

Вище вже йшлося про деякі частини спектра сонячного випромінювання, що відносяться до електромагнітного випромінювання. Увесь спектр останнього розділяється на ряд інтервалів довжин хвиль  $\lambda$  (граничні значення  $\lambda$  позначені в дужках):

- а) гамма – промені ( $\lambda < 10^{-5}$  мкм);
- б) рентгенівське випромінювання ( $10^{-5} < \lambda < 10^{-2}$  мкм);
- в) ультрафіолетова радіація ( $0,01 < \lambda < 0,39$  мкм);
- г) видима радіація ( $0,39 < \lambda < 0,76$  мкм).

Остання в свою чергу розподіляється на сім інтервалів, кожен з яких відповідає відомому кольору.

Довжина хвиль, мкм	Колір	Довжина хвиль, мкм	Колір
0,390-0,455	фіолетовий	0,575-0,585	жовтий
0,455-0,485	синій	0,585-0,620	оранжевий
0,485-0,505	голубий	0,620-0,760	червоний
0,505-0,575	зелений		

д) інфрачервона радіація ( $0,76 < \lambda < 3000$  мкм)

е) радіохвилі ( $\lambda > 0,3$  см).

Виділяють також близький (до видимої частини сонячного спектра) ультрафіолет ( $0,29 \div 0,39$  мкм) та близьку інфрачервону частину спектра ( $0,76 \div 2,4$  мкм).

Хоча спектр електромагнітного випромінювання Сонця простягається від гамма-променів до радіохвиль, 99% всієї енергії випромінюється у діапазоні  $0,276 \div 4,960$  мкм і 99,9% у діапазоні  $0,217 \div 10,940$  мкм. Іншими словами, вся енергія, за винятком 0,1%, знаходиться у видимій, ультрафіолетовій та інфрачервоній областях сонячного спектра.

Атмосфера Землі найбільш прозора для сонячного випромінювання в області  $0,29 \div 2,4$  мкм, яка складається із ближнього ультрафіолету, видимого світла й ближньої інфрачервоної частини спектра. На цей діапазон довжин хвиль припадає понад 95% випромінювання Сонця, а атмосфера пропускає близько 80% енергії, яка відноситься до нього.

Випромінювальна здатність Сонця близька до випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла з температурою близько 5800K. Але треба врахувати, що випромінювання Сонця близьке до випромінювання абсолютно чорного тіла тільки у близькій інфрачервоній, видимій та близькій ультрафіолетовій частинах сонячного спектра. У діапазоні  $0,29 \div 0,21$  мкм випромінювання Сонця зменшується з довжиною хвилі швидше, ніж у абсолютно чорного тіла. Однак далі сонячне випромінювання з довжиною хвилі зменшується вже повільніше і вже біля  $\lambda \approx 0,1$  мкм Сонце випромінює у 2-3 рази більше енергії, ніж абсолютно чорне тіло.

У періоди сонячної активності інтенсивність сонячної радіації може на дуже коротких довжинах хвиль різко змінюватись. Вище наводився приклад збільшення інтенсивності рентгенівського випромінювання при сонячному спалаху. Вимірювання за допомогою штучних супутників показали, що і в дальній ультрафіолетовій області випромінювання може посилюватись у 4 рази. Проте внесок цих коливань в інтегральний потік невеликий. Тому інтегральний потік сонячної радіації характеризується постійністю за часом.

Вважаючи, що Сонце за випромінювальною здатністю близьке до абсолютно чорного тіла, знаючи довжину хвилі, на яку припадає максимум випромінювання, можна за допомогою першого закону Віна знайти температуру випромінюючої поверхні Сонця. Вимірювання показали, що ця довжина хвилі дорівнює  $\lambda_m = 0,4738$  мкм і припадає на синю частину видимого спектра.

Відповідна температура випромінюючої поверхні дорівнює 6116 K.

Інтенсивність сонячної радіації на верхній межі земної атмосфери заведено характеризувати сонячною сталою. Сонячна стала – це кількість сонячної радіації, яка надходить на верхню межу атмосфери за одиницю часу до одиничної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, при середній відстані між Сонцем і Землею. Ця середня відстань дорівнює

149,5 млн. км в той час, коли найбільша відстань (Земля в афелії своєї орбіти) – 152 млн. км, а найменша (перигелій орбіти Землі) – 147 млн. км.

Вимірювання сонячної сталої були проведені за допомогою штучних супутників Землі. За даними найбільш імовірні значення сонячної сталої знаходяться в інтервалі  $1,368 \div 1,377 \text{ кВт/м}^2$ , а максимальний розкид – у інтервалі  $1,322 \div 1,428 \text{ кВт/м}^2$ . При цьому будь-які регулярності змін за часом значень сонячної сталої відсутні.

За рекомендацією міжнародної комісії з радіації стандартним значенням *сонячної сталої* визнано

$$I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2.$$

Цю величину також називають *астрономічною сонячною сталою*. Крім цього, існує ще поняття *метеорологічної сонячної сталої*. Різниця між ними полягає у тому, що астрономічна сонячна стала включає всі довжини хвиль сонячного випромінювання, а метеорологічна сонячна стала – тільки інтервал довжин хвиль від 0,346 мкм до 2,4 мкм. Виключаються ті довжини хвиль ультрафіолетової та інфрачервоної частин спектра сонячної радіації, які поглинаються в атмосфері й до земної поверхні не доходять. Метеорологічна сонячна стала дорівнює  $1,26 \text{ кВт/м}^2$ .

Існують погляди, що сонячна стала зазнає коливань під впливом сонячної активності. Це означає, що вона повинна бути пов'язана з числами Вольфа. За дослідженнями К.Я. Кондратьєва та Г.А. Нікольського, найбільше значення сонячної сталої спостерігається при числах Вольфа в інтервалі від 80 до 100. При інших значеннях числа Вольфа сонячна стала зменшується. Найбільші відхилення сонячної сталої дорівнюють 2%.

Енергія, яка випромінюється Сонцем, розподіляється таким чином: на інфрачервону радіацію припадає 44% всієї електромагнітної енергії Сонця, на видиму частину – 47%, на ультрафіолетову частину – близько 9%.

### 5.2.2 Розподіл сонячної енергії на верхній межі атмосфери

Розглянемо кількість сонячної радіації, що надходить на сферу, радіус  $r_0$  якої відповідає середній відстані від Сонця до Землі. Очевидно вона дорівнює  $4\pi r_0^2 I_0^*$ , де  $I_0^*$  – сонячна стала. Якщо позначити через  $I_0$  кількість сонячної радіації, що надходить до одиничної площадки, перпендикулярної до сонячних променів і розташованої на відстані  $r$  від Сонця, то можна записати

$$4\pi r_0^2 I_0^* = 4\pi r^2 I_0, \quad (5.35)$$

звідки

$$I_0 = \frac{I_0^*}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (5.36)$$

або, якщо ввести ознаку  $R = \frac{r}{r_0}$ ,

$$I_0 = \frac{I_0^*}{R^2}. \quad (5.37)$$

Інтенсивність сонячної радіації, що надходить до горизонтальної площадки, називається *інсоляцією*. Позначимо її через  $I$ .

Очевидно, на площадки  $PS$  і  $OS$  надходить однакова кількість радіації, тобто

$$I_0 \cdot PS = I \cdot OS. \quad (5.38)$$

Оскільки (рис. 5.3)

$$PS = OS \sinh \check{y}, \quad (5.39)$$

рівняння (5.38) дає

$$I = I_0 \sinh \check{y}, \quad (5.40)$$

а з урахуванням (5.37)

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} \sinh \check{y} \quad (5.41)$$

Таким чином, інсоляція є функцією кутової висоти Сонця  $h_{\odot}$  та відстані від Землі до Сонця.

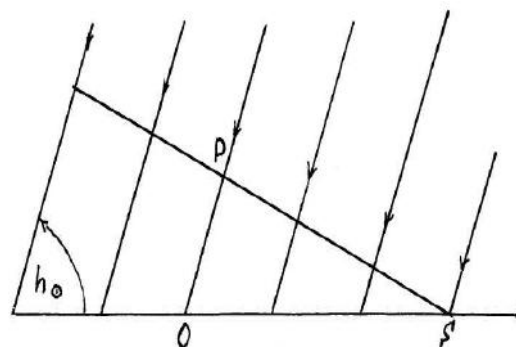


Рисунок 5.3 – До впровадження поняття інсоляції

У свою чергу кутова висота Сонця залежить від географічної широти  $\varphi$ , пори року, яка виражається через *схилення Сонця*  $\delta$ , і часу доби. Ма-

ється на увазі період, на протязі якого Сонце знаходиться над горизонтом. Його визначають через часовий кут  $\psi$ . Означена залежність має такий вигляд

$$\sin h_{\gamma} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi. \quad (5.42)$$

Як відомо, схилення  $\delta$  – це кут між площиною екватора й напрямком на Сонце. Схилення змінюється від  $\delta = 23,5^0$  в день літнього сонцестояння (22 червня для північної півкулі) до  $\delta = -23,5^0$  в день зимового сонцестояння (22 грудня).

*Часовий кут* – це кут, який відраховується на захід від площини меридіана до площини, що проходить через Сонце та полюси світу. Часовий кут пов'язується з часом  $t$  формулою

$$\psi = \frac{2\pi}{\Pi} t, \quad (5.43)$$

де  $\Pi = 86400$  с – тривалість сонячної доби.

Якщо підставити рівняння (5.42) до формули (5.41), то прийдемо до такого рівняння, яке характеризує залежність інсоляції від широти, пори року та доби

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi). \quad (5.44)$$

У практичних розрахунках найбільш часто використовуються добові кількості інсоляції. Їх можна отримати, проінтегрувавши рівняння (5.44) по змінній  $t$  в межах від часу сходу Сонця  $-t_0$  до часу заходу  $t_0$  (за початок координат береться час істинного полудня). Величину  $t_0$  можна знайти, виходячи з того, що в цей час кутова висота Сонця дорівнює нулю. Таким чином,

$$\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi_0 = 0. \quad (5.45)$$

З нього, враховуючи рівність (5.43), маємо

$$-\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta = \cos \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \quad (5.46)$$

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \arccos[-\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta]. \quad (5.47)$$



За відомими властивостями цієї оберненої тригонометричної функції рівність (5.47) може бути записана так:

$$t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} [\pi - \arccos(\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta)]. \quad (5.48)$$

Знайдемо, наприклад, час сходу та заходу Сонця на екваторі. При  $\varphi = 0$  маємо  $\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta = 0$ ;  $\arccos 0 = \frac{\pi}{2}$ ;  $t_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \left( \pi - \frac{\pi}{2} \right) = \frac{\Pi}{4} = 6$  година.

Таким чином, на екваторі Сонце сходить о шостій годині ранку, а заходить о вісімнадцятій годині. Позначивши добову кількість інсоляції через  $Q$ , після інтегрування рівняння (5.44) у межах від  $-t_0$  до  $t_0$  отримаємо

$$Q = \frac{2I_0^*}{R^2} \left( t_0 \sin \delta \sin \varphi + \frac{\Pi}{2\pi} \cos \delta \cos \varphi \sin \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \right) \quad (5.49)$$

На рис. 5.4 показана ця залежність добової інсоляції від схилення та широти.

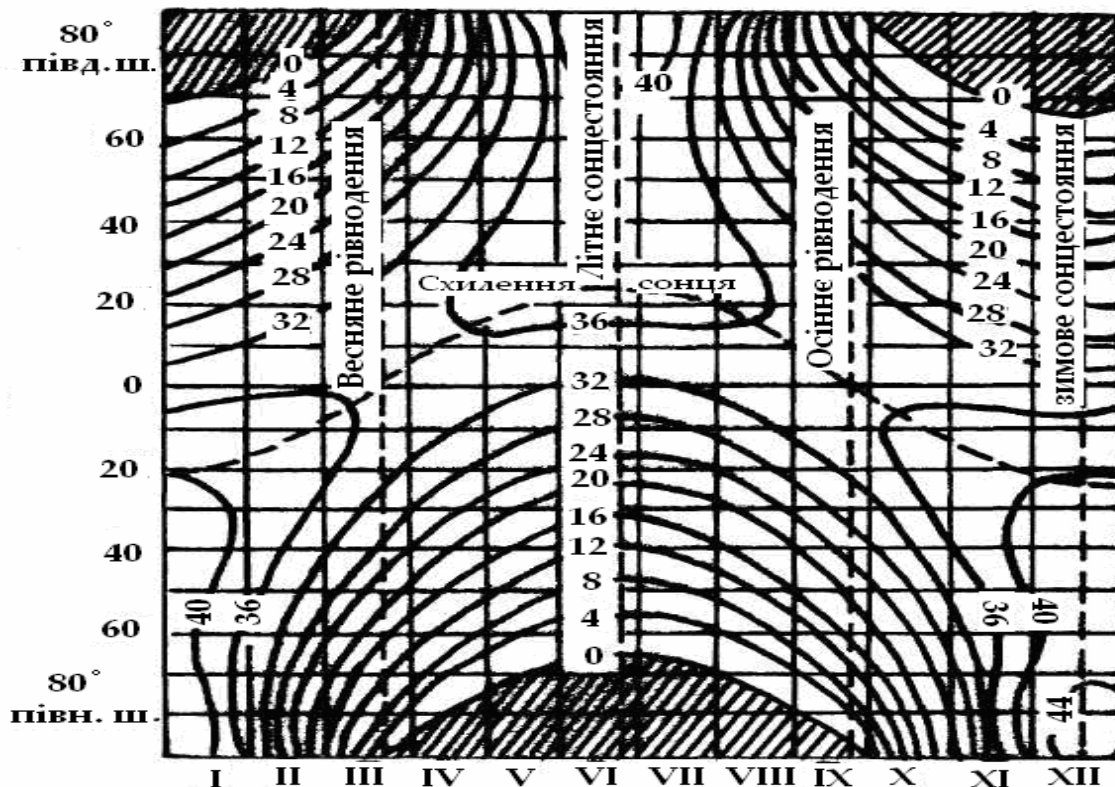


Рисунок 5.4 – Добова інсоляція на верхній межі атмосфери (мДж/м<sup>2</sup>) при  $I_0^* = 1,37$  кВт/м<sup>2</sup>, як функція широти і пори року

У зимовій півкулі в полярних областях Сонце не показується над горизонтом, тому інсоляція дорівнює нулю. У період зимового сонцестояння в північній півкулі вона дорівнює нулю, вже починаючи з широти  $66,5^{\circ}$ , на екваторі інсоляція дорівнює  $36 \text{ МДж/м}^2$ .

Влітку у відповідній півкулі зональність добової інсоляції суттєво зменшується порівняно з зимовими місяцями. У період літнього сонцестояння (для північної півкулі) добова інсоляція на полюсі досягає максимуму, що дорівнює  $46 \text{ МДж/м}^2$ .

Найбільше значення добової інсоляції на екваторі спостерігається у дні весняного та осіннього рівнодення. У ці часи вона досягає  $37,7 \text{ МДж/м}^2$ . Збільшення добової інсоляції від екватора до полюса влітку відбувається нерівномірно. У північній півкулі спостерігаються два вторинних максимуми: один – між  $40^{\circ}$  та  $45^{\circ}$  північної широти (він має величину  $42 \text{ МДж/м}^2$ ), другий – між  $60^{\circ}$  та  $65^{\circ}$  північної широти (близько  $41 \text{ МДж/м}^2$ ).

Якщо зробити широтний переріз добових інсоляцій, то можна побачити, що добові інсоляції змінюються протягом року на різних широтах по-різному. На рис. 5.5 відображається річний хід добової інсоляції на північних широтах  $85^{\circ}$ ,  $60^{\circ}$ ,  $30^{\circ}$  та  $0^{\circ}$ .

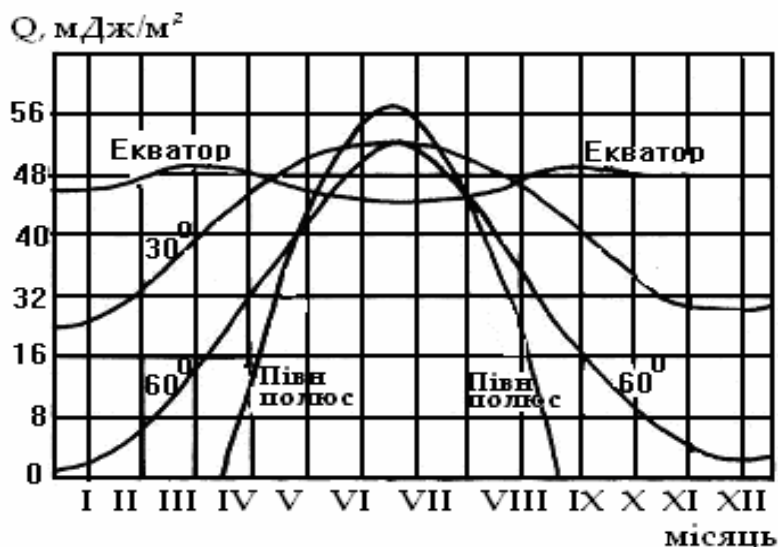


Рисунок 5.5 – Річний хід добової інсоляції на різних широтах північної півкулі

Видно, що з 23 вересня до 21 березня в полярні широти сонячна радіація зовсім не надходить, і річна амплітуда коливання добової інсоляції дорівнює літньому максимуму. Зі зменшенням широти амплітуда річних коливань добової інсоляції зменшується й найменших значень вона досягає на екваторі.

Залежність інсоляції від пори року виражається через схилення  $\delta$  та через відносну відстань від Землі до Сонця  $R$ . Щоб отримати інсоляцію за літнє й зимове півріччя, треба проінтегрувати рівняння (5.49) по  $\delta$ . У результаті інтегрування його від точки весняного рівнодення, коли довгота Сонця на екліптиці дорівнює нулю (21 березня), до точки осіннього рівнодення, коли довгота Сонця дорівнює  $\pi$  (23 вересня), маємо таку формулу для літньої інсоляції:

$$Q_s = \frac{Q_0}{2} + \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi\sqrt{1-e^2}} \sin \varepsilon \sin \varphi. \quad (5.50)$$

Відповідна формула для зимової інсоляції  $Q_w$  має вигляд

$$Q_w = \frac{Q_0}{2} - \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi\sqrt{1-e^2}} \sin \varepsilon \sin \varphi. \quad (5.51)$$

У формулах (5.50) і (5.51)  $Q_0$  – кількість інсоляції за рік,  $\Pi_0 = 365,2422$  сонячних діб (тривалість року),  $\varepsilon$  – кут між площиною земного екватора та площиною екліптики (він дорівнює  $23,4457$ ),  $e = 0,0167$  – ексцентриситет земної орбіти. Значення інсоляції за літнє й зимове півріччя наводяться в табл. 5.1

Таблиця 5.1 – Інсоляція за літнє, зимове півріччя та за рік ( $10^3$  мДж/м)

$\varphi, ^\circ$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$Q_s$	6,72	7,12	7,31	7,33	7,12	6,74	6,24	5,80	5,63	5,57
$Q_w$	6,72	6,15	5,40	4,52	3,52	2,47	1,40	0,56	0,13	0
$Q_0$	13,44	13,27	12,71	11,85	10,64	9,21	7,64	6,36	5,76	5,57

З таблиці виходить, що інсоляція за рік на екваторі у 2,5 рази більша, ніж на полюсі.

Піврічні значення інсоляції в північній та південній півкулях, як свідчать формули (5.50) - (5.51), однакові. Але тривалість астрономічних півріч різна. Якщо використати рівняння кеплерового руху для еліптичної орбіти, то отримаємо такі формули для тривалості літнього  $\Pi_s$  й зимового  $\Pi_w$  півріч у північній півкулі

$$\Pi_s = \frac{\Pi_0}{2} \left( 1 + \frac{4}{\pi} e \sin \lambda_n \right), \quad (5.52)$$

$$\Pi_w = \frac{\Pi_0}{2} \left( 1 - \frac{4}{\pi} e \sin \lambda_n \right), \quad (5.53)$$

де  $\lambda_n$  – довгота перигелію земної орбіти (сучасне значення  $e \sin \lambda_n = 0,016454$ ).

Відношення  $Q_s/\Pi_s$  і  $Q_w/\Pi_w$  мають сенс середнього значення добової інсоляції в північній півкулі, а відношення  $Q_s/\Pi_w$  і  $Q_w/\Pi_s$  – в південній півкулі. Ясно, що середні добові інсоляції літом і зимою в північній півкулі відрізняються від їхнього значення в південній півкулі. У табл. 5.2 наводяться середні значення добової інсоляції в північній та південній півкулях. Розрахунки виконувались при  $I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2$ .

Як видно, в північній півкулі на верхню межу атмосфери надходить сонячної радіації менше, ніж у південній півкулі. Взимку, навпаки, в північній півкулі середня добова інсоляція перевищує її значення в південній півкулі. Таким чином, річна амплітуда добової інсоляції в північній півкулі менша, ніж в південній.

Таблиця 5.2 – Середні значення добової інсоляції  $Q$  (мДж/м<sup>2</sup>)

Півкуля	$\varphi, ^\circ$								
	10	20	30	40	50	60	70	80	90
літнє півріччя									
Північна	37,5	38,5	38,6	37,5	35,6	32,9	30,6	29,7	29,3
Південна	39,7	40,2	40,3	39,1	37,1	34,1	31,9	30,9	30,6
зимове півріччя									
Північна	33,8	29,7	24,8	19,3	13,6	7,7	3,1	0,7	0,0
Південна	32,4	28,5	23,8	18,5	13,0	7,4	3,0	0,7	0,0

Сонячна радіація з верхньої межі проходить крізь атмосферу до земної поверхні. Особливості проходження її крізь атмосферу називають процесом перенесення сонячної радіації в атмосфері. Розглянемо цей процес.

## 5.3 Перенос сонячної радіації в атмосфері

### 5.3.1 Рівняння переносу радіації. Закон Буге - Ламберта - Бера

Вузький світловий пучок, що поширюється в середовищі, при взаємодії з речовиною середовища послаблюється. Якщо при проходженні тов-

щини  $dl$  речовини в напрямку поширення, інтенсивність випромінювання зменшується від  $I_\lambda$  до  $I_\lambda + dI'_\lambda$ , то

$$dI'_\lambda = -\alpha_\lambda \rho I_\lambda dl, \quad (5.54)$$

де  $\rho$  – густина речовини.

У загальному випадку масовий показник послаблення  $\alpha_\lambda$  складається з масового показника поглинення й масового показника розсіювання. Отже, зменшення інтенсивності радіації відбувається за рахунок поглинення та розсіювання її в середовищі.

З іншого боку, радіація може посилюватись, якщо середовище само випромінює, або коли відбувається багаторазове розсіювання з усіх інших напрямків на тій же довжині хвилі  $\lambda$  у напрямку світлового пучка. Коефіцієнт функції джерела  $j_\lambda$  цієї частини радіації визначають так, щоб повне збільшення інтенсивності було пропорційне густині речовини та елементарному шляху  $dl$

$$dI''_\lambda = j_\lambda \rho dl. \quad (5.55)$$

Коефіцієнт функції джерела має такий же фізичний сенс, як і масовий показник послаблення. Загальне змінення інтенсивності дорівнює

$$dI_\lambda = dI'_\lambda + dI''_\lambda \quad (5.56)$$

або за рахунок рівностей (5.54) та (5.55)

$$dI_\lambda = -\alpha_\lambda \rho I_\lambda dl + j_\lambda \rho dl. \quad (5.57)$$

Замість коефіцієнта функції джерела можна використовувати функцію джерела  $J_\lambda$ , яка виражається через коефіцієнт функції джерела так:

$$J_\lambda = \frac{j_\lambda}{\alpha_\lambda} \quad (5.58)$$

Отже, загальна форма рівняння переносу радіації має такий вигляд

$$\frac{dI_\lambda}{\alpha_\lambda \rho dl} = -I_\lambda + J_\lambda. \quad (5.59)$$

Для довжин хвиль, що відносяться до короткохвильової сонячної радіації, власним випромінюванням шару атмосфери з геометричною характе-

ристикою  $dl$  можна знехтувати. Тому рівняння переносу сонячної радіації набуває вигляду

$$\frac{1}{\alpha_{\lambda} \rho} \frac{dI_{\lambda}}{dl} = -I_{\lambda}. \quad (5.60)$$

Якщо при  $l=0$   $I_{\lambda} = I_{\lambda_0}$ , а при  $l=l_1$  вона дорівнює  $I_{\lambda}$ , то інтеграл цього диференціального рівняння має форму

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \exp \left( - \int_0^{l_1} \alpha_{\lambda} \rho dl \right). \quad (5.61)$$

Оскільки  $\alpha_{\lambda}$  характеризує послаблення сонячної радіації у стовпі повітря одиничної маси, масовий показник послаблення не може дуже змінюватися при змінюванні відстані від  $l=0$  до  $l=l_1$ . Тому рівняння (5.61) можна переписати у такій формі, якщо врахувати відому теорему про середнє,

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \exp \left( - \alpha_{\lambda} \int_0^{l_1} \rho dl \right). \quad (5.62)$$

Інтеграл

$$M = \int_0^{l_1} \rho dl \quad (5.63)$$

дорівнює масі нахиленого стовпа повітря одиничної площі перерізу, який має довжину  $l_1$ . За рахунок цього маємо

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_{\lambda} M}. \quad (5.64)$$

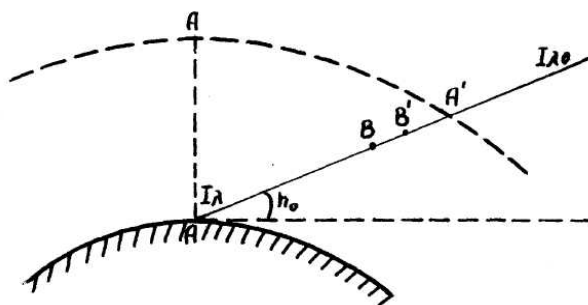


Рисунок 5.6 – До формули для інтенсивності сонячної радіації

Рівняння (5.64) називається *законом Буге - Ламберта - Бера*. Із нього виходить, що ослаблення інтенсивності випромінювання, яке проходить крізь однорідне поглинаюче середовище, експоненціально зменшується зі збільшенням маси стовпа поглинаючої речовини.

Нехай маса вертикального стовпа повітря (рис.5.6) дорівнює  $M_0$ . Тоді відношення

$$m = \frac{M}{M_0} \quad (5.65)$$

має назву *оптичної маси*. Із геометричних співвідношень на рис. 5.6. видно, що

$$\frac{AA_1}{AA_2} = \operatorname{cosec} h_{\text{ж}}, \quad (5.66)$$

з іншого боку

$$\frac{AA_1}{AA_2} = \frac{M}{M_0} = m. \quad (5.67)$$

Отже,

$$m = \operatorname{cosec} h_{\text{ж}} \quad (5.68)$$

Цю формулу можна використовувати при  $h_{\text{ж}} \geq 30^\circ$ . При  $h_{\text{ж}} < 30^\circ$  треба враховувати рефракцію сонячних променів та кривину земної поверхні. Формула (5.68) дає такі результати:

$h_{\text{ж}}$	90	80	70	60	50	40	30	20	10
$m$	1	1,02	1,06	1,16	1,30	1,55	2,00	2,90	5,60

Коли Сонце знаходиться біля горизонту,  $m = 35,4$ . Наведені значення оптичної маси свідчать про те, що вона змінюється дуже повільно при великих кутових висотах Сонця  $h_{\text{ж}}$  і дуже швидко при малих.

За рахунок рівності (5.65) закон Буге – Ламберта – Бера набуває вигляду

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_{\lambda} m M_0} \quad (5.69)$$

або

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} e^{-\tau_{\lambda} m}, \quad (5.70)$$

якщо позначити  $\alpha_{\lambda} M_0 = \tau_{\lambda}$ . Безрозмірну величину  $\tau_{\lambda}$  можна записати як

$$\tau_{\lambda} = \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} \rho dz, \quad (5.71)$$

оскільки

$$M_0 = \int_0^{\infty} \rho dz. \quad (5.72)$$

Вона характеризує ослаблення сонячної радіації для всього вертикального стовпа повітря й називається *оптичною товщиною атмосфери*. Оптична товщина шару атмосфери скінченної протяжності (від  $z$  до верхньої межі атмосфери) визначається формулою

$$\tau_{\lambda}(z) = \int_z^{\infty} \alpha_{\lambda} \rho dz. \quad (5.73)$$

Оскільки оптична маса атмосфери, як визначалося вище, швидко зменшується зі збільшенням кутової висоти Сонця при малих значеннях останньої й повільно – при великих, таким же чином, як виходить із формули (5.69), змінюється й інтенсивність випромінювання: вона швидко збільшується після сходу Сонця й швидко зменшується у вечірній час та повільно змінюється в години, близькі до полудня.

Із рівності (5.61) виходить, що

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \exp \left( - \int_0^{l_1} k_{\lambda} dl \right), \quad (5.74)$$

де  $k_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \rho$  – об’ємний (або лінійний) показник ослаблення.

Якщо можна припустити, що густина повітря не змінюється з відстанню (наприклад, коли Сонце розташовано біля горизонту), то

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} e^{-k_{\lambda} l_1}. \quad (5.75)$$

Формули (5.64) та (5.75) дають можливість розтлумачити фізичний сенс масового та об’ємного показників ослаблення. Із формули (5.64) виходить, що масовий показник ослаблення обернено пропорційний такій масі стовпа повітря, в якому сонячна радіація зменшується у  $e$  разів. Із формули (5.75) видно, що лінійний (об’ємний) показник ослаблення обернено пропорційний такій відстані, на протязі якої інтенсивність радіації зменшується в  $e$  разів. Також із формули (5.70) виходить, що оптичну товщину атмосфери можна трактувати як величину, обернено пропорційну



такій масі атмосфери, яка зменшує інтенсивність сонячної радіації в  $e$  разів.

### 5.3.2 Коефіцієнт прозорості та фактор мутності атмосфери

Закон Буге-Ламберта-Бера (5.70) дає змогу при розгляданні процесу ослаблення сонячної радіації в атмосфері перейти від оптичної товщини атмосфери до іншої величини, яку зручно використовувати на практиці.

Позначимо

$$e^{-\tau_\lambda} = p_\lambda. \quad (5.76)$$

Тоді рівняння (5.70) набирає форми

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} p_\lambda^m. \quad (5.77)$$

Величина  $p_\lambda$  називається *коефіцієнтом прозорості атмосфери*. Припустимо, що  $m = 1$ , тобто, що Сонце знаходиться в зеніті  $h_\gamma = \pi/2$ .

Тоді

$$I_\lambda(\pi/2) = I_{\lambda_0} p_\lambda, \quad (5.78)$$

звідки

$$p_\lambda = \frac{I_\lambda(\pi/2)}{I_{\lambda_0}}. \quad (5.79)$$

Отже, *фізичний сенс коефіцієнта прозорості атмосфери* полягає у тому, що він є відносною частиною сонячної радіації, яка досягає земної поверхні, коли Сонце розташовується в зеніті. Оскільки  $I_\lambda(\pi/2) < I_{\lambda_0}$ , коефіцієнт прозорості завжди менше від одиниці.

Як і оптична товщина атмосфери  $\tau_\lambda$ , коефіцієнт прозорості  $p_\lambda$ , пов'язаний з нею формулою (5.76), характеризує фізичні властивості повітря з точки зору впливу його на ослаблення сонячної радіації над пунктом спостереження. Чим більша у вертикальному стовпі атмосфери концентрація оптично активних домішок та аерозольних частинок, тим більша оптична товщина й тим менший коефіцієнт прозорості атмосфери.

Коефіцієнт прозорості залежить від довжини хвилі. Для ідеальної атмосфери (ідеальною називають атмосферу, у якій немає водяної пари та аерозолі) залежність коефіцієнта прозорості від довжини хвилі така:

$\lambda_{\text{МКМ}}$	0,35	0,39	0,45	0,50	0,60	0,70	0,80	1,00	2,00
$p_{\lambda}$	0,551	0,685	0,812	0,874	0,938	0,966	0,980	0,992	0,999

Видно, що атмосфера більш прозора для ближньої інфрачервоної частини спектра й менш прозора для ближнього ультрафіолету.

Коефіцієнт прозорості атмосфери використовують і при розрахунках ослаблення інтегральної інтенсивності сонячної радіації. Але в цьому разі він має сенс деякого середнього коефіцієнта прозорості для всіх довжин хвиль. Тоді

$$I = I_0 p^m. \quad (5.80)$$

І в цьому випадку коефіцієнт прозорості характеризує відносну частину інтегральної інтенсивності сонячної радіації, яка доходить до земної поверхні при положенні Сонця в зеніті. Але тепер він вже залежить від маси атмосфери  $m$ . Зі збільшенням оптичної маси коефіцієнт прозорості  $p$  збільшується. Його збільшення відбувається тому, що при проходженні сонячної радіації крізь атмосферу не тільки зменшується інтенсивність, але й змінюється її спектральний склад. Якщо Сонце знаходиться в зеніті, то на ультрафіолетову радіацію припадає 4%, видиму – 46%, інфрачервону – 50%. Коли Сонце розташовується біля горизонту, ультрафіолетова радіація зовсім відсутня, на видиму припадає 28%, а на інфрачервону – 72%.

До речі, за рахунок цього ефекту колір Сонця змінюється на червоний при малих кутових його висотах.

Оскільки при проходженні крізь все більшу товщину атмосфери сонячна радіація все більшою мірою збагачується довгохвильовою частиною спектра, а спектральний коефіцієнт прозорості зі збільшенням довжини хвилі збільшується, інтегральний коефіцієнт прозорості зростає при зростанні оптичної маси атмосфери. Змінення інтегрального коефіцієнта прозорості для ідеальної атмосфери відбувається таким чином:

$m$	1	2	3	4	5	8	10
$p$	0,906	0,916	0,922	0,927	0,935	0,941	0,946

Залежність коефіцієнта прозорості  $p$  від оптичної маси є причиною того, що його значення при різних умовах спостережень, тобто при різних значеннях маси, приводять до визначеної оптичної маси ( $m = 1$  або  $m = 2$ ).

Формулу для інтегральної інтенсивності сонячної радіації можна записати й через певну середню оптичну товщину атмосфери  $\tau$ .

$$I = I_0 e^{-\tau m}. \quad (5.81)$$

Останню можна розділити на три складові

$$\tau = \tau_i + \tau_n + \tau_a, \quad (5.82)$$

де  $\tau_i$  – оптична товщина для ідеальної атмосфери,

$\tau_n$  і  $\tau_a$  – оптичні товщини, що характеризують ослаблення радіації поглиненням оптично активними домішками атмосфери (головним чином водяною парою та вуглекислим газом) й ослабленням її атмосферним аерозолем.

Фактором мутності  $T$  називається відношення

$$T = \frac{\tau}{\tau_i}. \quad (5.83)$$

За рахунок цього формулу (5.81) можна записати так:

$$I = I_0 e^{-\tau_i T \cdot m}. \quad (5.84)$$

Позначимо

$$p_i = e^{-\tau_i}. \quad (5.85)$$

Зрозуміло, що формула (5.85) має сенс коефіцієнта прозорості ідеальної атмосфери для інтегральної інтенсивності сонячної радіації.

Тоді

$$I = I_0 p_i^{T \cdot m}. \quad (5.86)$$

Порівнюючи формули (5.86) і (5.80), можна прийти до висновку, що фактор мутності показує, скільки ідеальної атмосфери було потрібно, щоб ослаблення сонячної радіації було таким, яке дає одна реальна атмосфера. Із формул (5.86) та (5.80) виходить, що

$$T = \frac{\lg p}{\lg p_i}. \quad (5.87)$$

Фактор мутності змінюється в широких межах. При  $m = 2$  середнє його значення дорівнює 5,20 при дуже низькій прозорості, 2,92 – при нормальній та 1,91 – при високій.

Як вже відзначалось, ослаблення сонячної радіації в атмосфері відбувається за рахунок двох ефектів – поглинення й розсіювання. Тому загальний масовий показник ослаблення можна представити як суму масового показника поглинення  $\alpha'_\lambda$  й масового показника розсіювання  $\alpha''_\lambda$  сонячної радіації.

### 5.3.3 Пряма сонячна радіація

Радіацію, що надходить як пучок паралельних променів від Сонця до місця спостереження, після проходження її крізь атмосферу, називають прямою сонячною радіацією. Розглянуті вище положення дають можливість визначити, що інтенсивність прямої сонячної радіації залежить від сонячної сталої, кутової висоти Сонця й фізичного стану атмосфери, тобто від концентрації поглинаючих газів і твердих аерозольних частинок, а також від наявності хмар і туманів. Висота Сонця чинить великий вплив на інтенсивність прямої сонячної радіації безпосередньо, а також через оптичну масу атмосфери. Проте не меншу роль відіграє й мутність атмосфери, збільшення якої приводить до збільшення оптичної товщини атмосфери й, як показано вище, до зменшення коефіцієнта прозорості. Окрім формул (5.76) і (5.77), що характеризують цю залежність, може бути застосована формула В.Г. Кастрова

$$I = \frac{I_0}{1 + ct}, \quad (5.88)$$

де  $c$  – величина, яка характеризує прозорість атмосфери,  
 $t$  – оптична маса.

Коефіцієнт  $c$  меншою мірою залежить від оптичної маси, ніж коефіцієнт прозорості  $p$ .

У табл. 5.3 і 5.4 містяться середні значення інтенсивності прямої сонячної радіації, що надходить на перпендикулярну ( $I$ ) та горизонтальну ( $I'$ ) поверхні, які були одержані Н.Н. Калитіним за даними вимірювань на семи станціях.

Таблиця 5.3 – *Інтенсивність прямої сонячної радіації (кВт/м<sup>2</sup>) на перпендикулярну площадку*

Прозорість	$c$	$h_{\gamma}$					
		6,8	11,3	14,3	19,3	30,3	41,8
Дуже низька	0,91	0,110	0,208	0,272	0,366	0,487	0,595
Низька	0,67	0,170	0,292	0,364	0,456	0,588	0,699
Знижена	0,54	0,237	0,372	0,452	0,541	0,670	0,768
Нормальна	0,43	0,476	0,552	0,636	0,644	0,769	0,852
Підвищена	0,34	0,419	0,568	0,644	0,735	0,852	0,926
Висока	0,27	0,522	0,667	0,745	0,828	0,942	1,000
Ідеальна атмосфера	0,13	0,837	0,949	0,998	1,053	1,131	1,173

В табл. 5.3  $c$  – коефіцієнт формули (5.88). Як видно, пряма сонячна радіація при дуже низькій прозорості атмосфери порівняно з ідеальною атмосферою зменшується майже у два рази при великій і майже у вісім разів – при малій кутовій висоті Сонця.

Якісна характеристика прозорості атмосфери у табл. 5.4 може бути визначена через значення коефіцієнта  $c$  і табл. 5.3. Дані табл. 5.4 показують, що прозорість атмосфери впливає на інтенсивність прямої сонячної радіації на горизонтальну площадку приблизно в такий же мірі, як і на вертикальну. Дещо більший вплив виявляється при положенні Сонця біля горизонту.

Таблиця 5.4 – Інтенсивність прямої сонячної радіації (кВт/м<sup>2</sup>)  
на горизонтальну площадку

$c$	$h_{\gamma}$					
	7	10	15	20	30	40
0,91	0,01	0,04	0,07	0,13	0,24	0,37
0,67	0,02	0,05	0,10	0,16	0,29	0,44
0,54	0,03	0,06	0,12	0,19	0,34	0,48
0,43	0,04	0,08	0,15	0,22	0,38	0,54
0,34	0,05	0,09	0,17	0,25	0,43	0,59
0,27	0,06	0,11	0,20	0,29	0,48	0,64
0,13	0,11	0,16	0,26	0,36	0,56	0,75

На кількість прямої сонячної радіації дуже впливає хмарність. При малих кутових висотах Сонця (до 15-20°) навіть такі хмари, як перисті або перисто-шаруваті, що відносяться до верхнього ярусу, повністю відбивають та розсіюють сонячну радіацію. При висококупчастих хмарах інтенсивність прямої сонячної радіації на горизонтальну площадку відрізняється від нуля тільки при кутових висотах Сонця більших від 30°. Пряма сонячна радіація при повній хмарності нижнього ярусу (при таких хмарах як шаруваті, шарувато-купчасті та шарувато-дощові) повністю відсутня, так що до земної поверхні доходить тільки розсіяна радіація. Отже, енергія прямої сонячної радіації – це енергія радіації, яка залишається після процесів поглинення та розсіювання її в атмосфері на шляху від верхньої межі до земної поверхні. Розглянемо фізичну суть цих процесів.

## 5.4 Ослаблення сонячної радіації в атмосфері

### 5.4.1 Особливості поглинення сонячної радіації в атмосфері

Перш за все, розглянемо рис. 5.7, на якому відображається ослаблення сонячної радіації в атмосфері. Крива 1 характеризує спектральний потік радіації Сонця на верхній межі атмосфери. Спектральний потік радіації, яка дійшла б до земної поверхні при відсутності процесу поглинення її в атмосфері, характеризується кривою 2. Область графіка між кривими 1 і 2 відображає кількість сонячної радіації, яка розсіюється чистою атмосферою. Заштриховані області характеризують інтенсивність поглинення сонячної радіації в різних частинах спектра. Із рис.5.7 виходить, що ультрафіолетова радіація довжин хвиль 0,01 - 0,29 мкм до земної поверхні взагалі не доходить. Спостерігаються смуги поглинення у видимій частині спектра. Дуже інтенсивно сонячна радіація поглинається в ближньому інфрачервоному діапазоні.

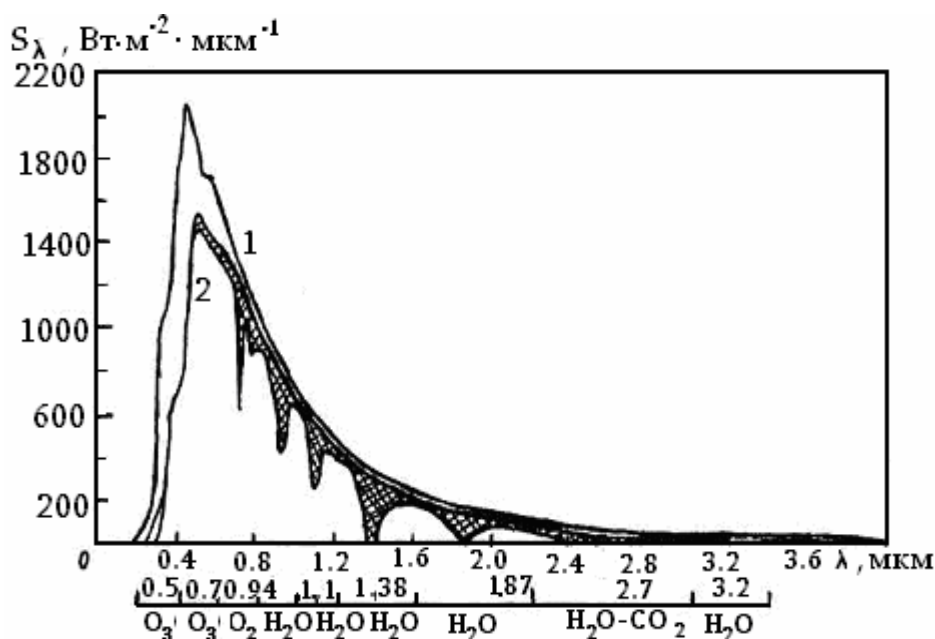


Рисунок 5.7 – Розподіл спектральної щільності потоку сонячної радіації

Якщо коефіцієнт прозорості атмосфери відносно тільки механізму поглинення позначити

$$p_{\lambda} = e^{-\alpha'_{\lambda}}, \quad (5.89)$$

то інтенсивність поглинення можна характеризувати *коефіцієнтом поглинення*

$$a_{\lambda} = 1 - e^{-\alpha'_{\lambda}} \quad (5.90)$$

До того, як перейти до обговорення поглинення в ультрафіолетовому, видимому та інфрачервоному діапазонах сонячного спектра, розглянемо різноманітні шляхи накопичування енергії молекулою. Всілякі частинки, які рухаються у просторі, мають кінетичну енергію, котра називається енергією поступального руху. Осереднену енергію поступального руху окремої молекули можна визначити як  $\frac{kT}{2}$ , де  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – абсолютна температура. Молекула, що складається із атомів, може обертатися навколо осі, яка проходить через центр ваги. Енергія такого руху молекули називається обертальною енергією. В молекулах атоми пов'язані певними силами й можуть коливатися відносно інших біля деякого положення рівноваги. Енергія коливальних рухів атомів молекули називається коливальною енергією. Окрім обертальної й коливальної частин внутрішньої енергії молекул, існує ще одна її частина, яка має назву електронної енергії. Вона обумовлена переходами електронів атомів з одного енергетичного рівня на інші. Всі ці типи внутрішньої енергії молекули квантовані, тобто можуть набувати тільки визначених дискретних значень. Поглинення та випромінювання радіації має місце при переході атомів і молекул з одного енергетичного стану в інший. Атоми можуть мати лінійчаті спектри, обумовлені змінами енергії електронів. Молекули можуть мати й два інших типа енергій, виявлення яких приводить до виникнення дуже складних систем смуг у спектрі. Обертальні та коливальні ефекти характерні для складних молекул, які мають три й більше атомів. До таких молекул атмосферних газів відносяться такі оптично активні домішки як  $O_3$ ,  $CO_2$  і  $H_2O$ . Обидва останні гази мають велике значення при поглиненні теплової інфрачервоної радіації. Озон також має інтенсивну смугу в спектрі теплової інфрачервоної радіації.

Сонячне випромінювання в атмосфері поглинається, головним чином, газами  $O_2$ ,  $O_3$ ,  $O$ ,  $N_2$  й  $N$ . Деяку роль відіграють і  $H_2O$  та  $CO_2$ . Поглинається сонячна радіація й газами, які надходять в атмосферу, головним чином, завдяки антропогенній діяльності. Це –  $NO$ ,  $N_2O$ ,  $CO$ ,  $CH_4$ . Проте кількість їх в атмосфері дуже мала, й тому вони відіграють деяку роль в поглиненні сонячної радіації атмосферним повітрям лише у великих промислових центрах.

Спектри поглинення молекулярного та атомарного кисню, азоту, а також озону пов'язані з електронними переходами й розташовуються в ультрафіолетовому діапазоні сонячного спектра.

Ультрафіолетовий спектр поглинення атомарного (O) та молекулярного (O<sub>2</sub>) кисню починається на довжині хвилі близько 0,26 мкм, простягається в області більш коротких хвиль й складається з декількох смуг:

а) *смуги Герцберга*. Вони розташовані між 0,26 й 0,20 мкм, дуже слабкі й дають незначний внесок в поглинення сонячної радіації. Вони перекриваються в цій області спектра значно сильнішими смугами озону. Але смуги Герцберга мають важливе значення при утворенні озону;

б) *смуги Шумана – Рунге* між 0,20 й 0,125 мкм. Вони дають дуже сильне поглинення;

в) декілька смуг існує між довжинами хвиль 0,125 і 0,100 мкм. Серед них особливе значення має *лінія Лайман – альфа* на довжині хвилі 0,1216 мкм, яка має дуже велику інтенсивність;

г) дуже сильні смуги поглинення молекулярного кисню (O<sub>2</sub>) розташовані в області спектра з довжинами хвиль менше 0,1 мкм. Вони називаються *смугами Хопфілда*;

д) континуальний спектр поглинення атомарного кисню в області 0,100 – 0,001 мкм.

Спектр поглинення молекулярного (N<sub>2</sub>) та атомарного (N) азоту починається на довжині хвилі 0,145 мкм і також складається із декількох ділянок.

а) Область 0,145 ÷ 0,100 мкм має назву *смуг Лаймана-Берджа-Хопфілда*. Вони складаються з вузьких ліній з різким обрисом.

б) Смуги поглинення між 0,100 й 0,08 мкм називаються *смугами Танакі-Уорлі*. Вони дуже складні, й показник поглинення у них різко змінюється з довжиною хвилі.

в) В області довжини хвиль, менших, ніж 0,08 мкм, спектр поглинення утворюється йонізаційним континуумом. *Йонізація* – це процес вилучення електрона з його орбіти. При цьому атом чи молекула можуть поглинати більше енергії, ніж необхідно для вилучення електрона. Ця додаткова енергія не квантована. Тому поглинення не вибіркове, а неперервне.

Поглинення сонячного ультрафіолетового випромінювання супроводжується фотохімічною дисоціацією частини молекул кисню та азоту. Відбувається також йонізація частини молекулярного та атомарного кисню й азоту. Формування йонізованих шарів в верхній атмосфері пов'язано, головним чином, із таким процесом.

Один з основних компонентів верхньої атмосфери – молекулярний кисень – слабо поглинає радіацію в діапазоні 0,2 ÷ 0,3 мкм. Випромінювання в цій області сонячного спектра поглинається в верхній стратосфері озоном. Озон також має декілька смуг поглинення.

а) Дуже сильні смуги поглинення в діапазоні 0,2 ÷ 0,3 мкм, які називаються *смугами Хартлі*.



б) Менш інтенсивні смуги озону в діапазоні  $0,3 \div 0,36$  мкм, які називаються *смугами Хйоггінса*.

в) Слабкі смуги поглинення у видимій та близькій інфрачервоній ділянках спектра в діапазоні  $0,44 - 1,18$  мкм, що мають назву *смуг Шаннюї*.

Молекулярний кисень, як було відзначено, поглинає ультрафіолетову радіацію. Окрім того, він має дві слабкі смуги у червоній області сонячного спектра.

Смуги поглинення в близькій інфрачервоній області сонячного спектра пов'язані в основному з коливальними та обертальними переходами. Найбільш важливим поглинаючим компонентом у близькому інфрачервоному діапазоні є водяна пара. Вона поглинає сонячне випромінювання у коливально-обертальних смугах, центри яких розташовані на довжинах хвиль  $0,94; 1,10; 1,38$  й  $1,87$  мкм. Окрім того, водяна пара має смугу поглинення з центром  $2,7$  мкм, яка відіграє основну роль в процесах поглинення, а також смугу з центром  $3,2$  мкм, дещо слабкішу, ніж попередня.

Вуглекислий газ має декілька смуг поглинення у сонячному спектрі. Смуги з центрами на довжинах хвиль  $2,0; 1,6; \text{ й } 1,4$  мкм дуже слабкі й ними нехтують при практичних розрахунках. Більш сильна смуга з центром  $2,7$  мкм перекривається  $2,7$  мкм смугою водяної пари.  $\text{CO}_2$  має також смугу з центром  $4,3$  мкм, яка відіграє більш значну роль при поглиненні теплової інфрачервоної радіації.

Перелічені смуги поглинення складаються з окремих ліній, інтенсивності яких дуже змінюються в залежності від хвильового числа. Тому в межах таких смуг, пропускання радіації не може характеризуватись законом Буге-Ламберта-Бера, який має вигляд експоненціальної залежності від оптичної маси. У зв'язку з невизначеністю теоретичних уявлень про інтенсивність та положення ліній характеристики поглинення цих смуг визначались за допомогою лабораторних вимірювань. На їхній основі була запропонована приблизна формула для середнього поглинення в смугах водяної пари й вуглекислого газу. Вона має форму:

$$a_{\nu}''' = \frac{1}{\Delta \nu} [c + D \lg(x + x_0)], \quad (5.91)$$

де  $a_{\nu}'''$  – коефіцієнт поглинення для хвильового числа  $\nu = \frac{1}{\lambda}$

$c, D$  – емпіричні коефіцієнти,

$x_0$  – параметр, пов'язаний з коефіцієнтами  $c$  і  $D$  формулою

$$x_0 = 10^{-\frac{c}{D}}, \quad (5.92)$$

$x$  – параметр, який має фіксоване значення для кожної смуги й визначається такою залежністю:

$$x = \frac{kp}{D}, \quad (5.93)$$

де  $\Delta\nu$  – зайнятий смугою інтервал, а  $k$  – також емпіричний коефіцієнт. В останній формулі  $m$  – оптична маса,  $p$  – парціальний тиск непоглинаючих газів (мм рт.ст.; 760 мм рт.ст. = 1013 гПа). Значення емпіричних коефіцієнтів знаходяться в таблиці 5.5.

Таблиця 5.5 – Емпіричні коефіцієнти для смуг поглинення  $H_2O$  та  $CO_2$

$\lambda$ , мкм	$c$	$D$	$k$	$\Delta\nu$ , $\text{см}^{-1}$	$x_0$ , $\text{см}^{-2}$
Смуги $H_2O$					
0,94	-135	230	125	200	3,86
1,1	-292	345	180	200	7,02
1,38	202	460	198	350	0,36
1,87	127	232	144	257	0,28
2,7	337	246	150	200	0,04
3,2	-144	295	151	500	3,25
Смуги $CO_2$					
1,4	-	-	-	600	
1,6	-	-	-	550	
2,0	-536	138	114	450	
2,7	-137	77	68	320	
4,3	27,5	34	31,5	340	

Як відзначалось вище, найбільш важливою смугою поглинення  $CO_2$  є смуга з центром 2,7 мкм, яка перекривається 2,7 – мкм смугою  $H_2O$ . Отже, нагрівання тропосфери сонячним випромінюванням пов'язано головним чином з поглиненням водяною парою. Значну роль в поглиненні сонячної радіації й нагріванні повітря у тропосфері відіграють і хмари.

#### 5.4.2 Нагрівання атмосфери за рахунок поглинення сонячної радіації

Фізична значущість процесу поглинення сонячної радіації оптично активними газами атмосфери полягає в тому, що, по-перше, завдяки цьому до земної поверхні не доходить частина сонячного випромінювання – особливо жорстка ультрафіолетова радіація, яка чинить негативний вплив на живі організми. По-друге, вона обумовлює нагрівання атмосфери.

Розглянемо шар атмосфери товщиною  $\Delta z$  (рис. 5.8). Позначимо спектральні потоки низхідного та висхідного випромінювання через  $F_\lambda^\downarrow$  і  $F_\lambda^\uparrow$ . Висхідний потік сонячної радіації може сформуватись за рахунок відбиття її від земної поверхні та верхньої межі хмар. Різниця потоків випромінювання на даній висоті дорівнює

$$F_\lambda(z) = F_\lambda^\downarrow(z) - F_\lambda^\uparrow(z) \quad (5.94)$$

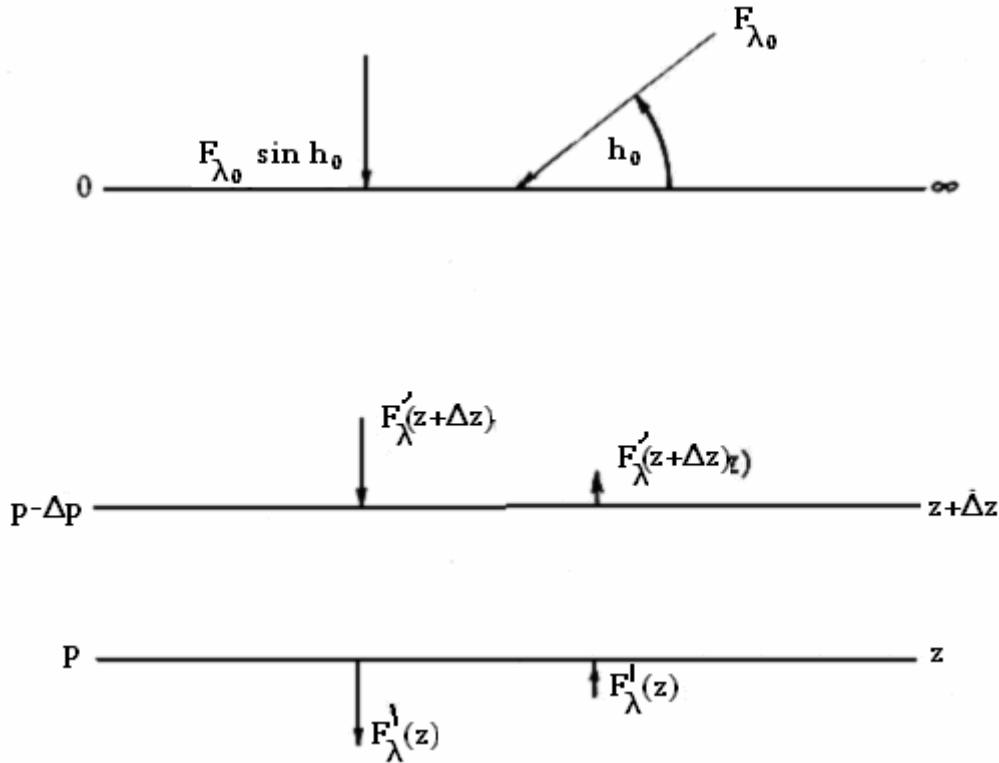


Рисунок 5.8 – Схема радіаційного припливу тепла

Очевидно, різниця спектральних потоків при проходженні радіацією шару  $\Delta z$  зменшується зі зменшенням висоти. Отже, кількість поглинутої шаром  $\Delta z$  радіації визначається співвідношенням

$$\Delta F_\lambda(z) = F_\lambda(z) - F_\lambda(z + \Delta z). \quad (5.95)$$

Згідно з принципом збереження енергії поглинута промениста енергія витрачається на змінення внутрішньої енергії, тобто на нагрівання повітря. Тому можна записати, що

$$\Delta F_\lambda(z) = -\rho c_p \Delta z \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (5.96)$$

де похідна має сенс швидкості нагрівання атмосфери. Отже, швидкість нагрівання шару  $\Delta z$  атмосфери визначається формулою

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\Delta F_\lambda(z)}{\Delta z}. \quad (5.97)$$

Кількість поглинутої сонячної радіації можна виразити через коефіцієнт поглинення  $a_\lambda(\Delta z)$ .

$$\Delta F_\lambda(z) = -F_\lambda'(z + \Delta z) a_\lambda(\Delta z). \quad (5.98)$$

За рахунок рівняння (5.98) формула (5.97) набуває вигляду

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p \rho} \frac{F_\lambda'(z + \Delta z) a_\lambda(\Delta z)}{\Delta z}. \quad (5.99)$$

Швидкість нагрівання можна виразити і в термінах атмосферного тиску. Для цього використаємо основне рівняння статки

$$dp = -\rho g dz. \quad (5.100)$$

Якщо перейти від диференціалів до кінцевих різниць, то рівняння (5.97) набере такої форми:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta F_\lambda(p)}{\Delta p}. \quad (5.101)$$

Можна отримати формулу для розрахунків швидкості нагрівання атмосфери також і через визначення оптичної маси. Розглянемо це питання на прикладі пари, густина якої  $\rho_n$ . Оптична маса поглинача в шарі  $\Delta z$  дорівнює

$$dm = \rho_n \cdot \Delta z. \quad (5.102)$$

Помножимо й розділимо праву частину рівняння (5.102) на густину повітря  $\rho$ .

$$dm = \frac{\rho_n}{\rho} \rho \cdot \Delta z \quad (5.103)$$

Очевидно, що

$$\frac{\rho_n}{\rho} = s, \quad (5.104)$$

де  $s$  – масова частинка водяної пари. Тоді

$$dm = s \rho dz \quad (5.105)$$

або, якщо використати рівняння (5.100),

$$dm = -\frac{s}{g} dp \quad (5.106)$$

Підставимо тепер  $\Delta p$  із (5.106) в формулу (5.101). Прийдемо до рівняння

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{s}{c_p} \frac{\Delta F_\lambda(m)}{\Delta m}. \quad (5.107)$$

Якщо розділити сонячний спектр на  $n$  спектральних діапазонів й розрахувати швидкість нагрівання для кожного з них, то загальне нагрівання за рахунок поглинання сонячної радіації визначається формулою

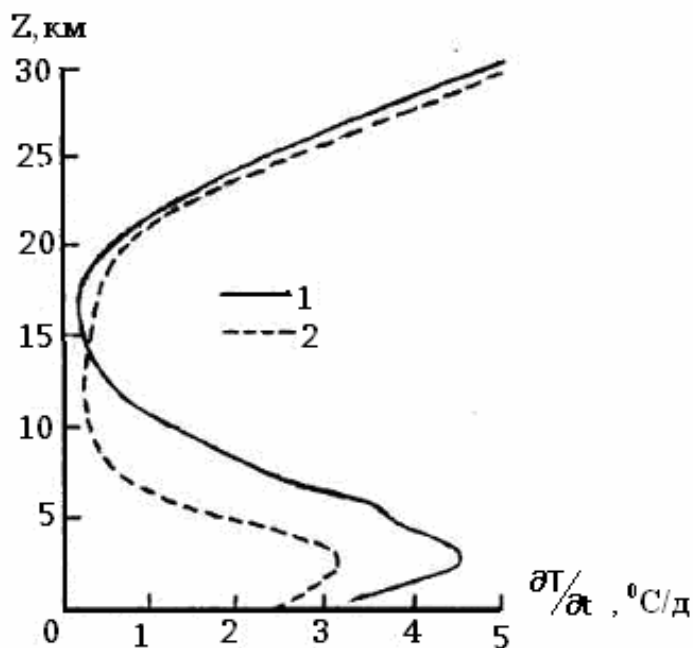
$$\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{заг}} = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_i. \quad (5.108)$$

Як відомо, атмосферний тиск швидко зменшується з висотою, а півширина смуги поглинення, як було показано вище, залежить від тиску. Тому від тиску залежить і контур смуги поглинення.

Для того, щоб урахувати цей ефект, замість змінного на шляху променя коефіцієнта поглинення беруть деякий постійний для всіх висот коефіцієнт, який дає такий же вплив на інтенсивність поглинення сонячної радіації, як і фактичний, змінний з висотою, коефіцієнт поглинення.

На рис. 5.9 міститься профіль швидкості радіаційного нагрівання безхмарної атмосфери за рахунок поглинення сонячного випромінювання до висоти 30 км. Був урахований внесок поглинення радіації  $O_2$ ,  $O_3$ ,  $H_2O$  й  $CO_2$  при умові, що відбувалось відбиття сонячної радіації від земної поверхні. Як виходить з рис. 5.9, у тропічній тропосфері нагрівання повітря виявляється більшим, ніж в тропосфері середніх широт. Пояснюється цей ефект більшою концентрацією водяної пари в тропічній тропосфері. Максимум швидкості нагрівання розташовується на висоті 3 км й перевищує  $4^\circ\text{C}$  за добу в тропіках і  $3^\circ\text{C}$  за добу в середніх широтах. Вище точки максимуму швидкість нагрівання атмосфери різко падає у відповідності до експоненціальної зміни з висотою концентрації водяної пари й досягає мінімуму на висоті близько 15 км в тропічній зоні й близько 10 км в середніх широтах, тобто на верхній межі тропосфери. Зростання швидкості радіаційного нагрівання атмосфери вище означених висот обумовлено погли-

ненням озоном, максимум концентрації якого, як відомо, розташовується на висоті близько 25 км



1 – тропіки, 2 – середні широти

Рисунок 5.9 – Залежність швидкості радіаційного нагрівання  $\frac{\partial T}{\partial t}$  атмосфери сонячним випромінюванням від висоти

Розрахунки проводились при умовах, що Сонце знаходиться в зеніті, а альbedo підстильної поверхні дорівнює 15%.

## 5.5 Розсіювання світла в атмосфері

### 5.5.1 Молекулярне розсіювання

Другий фізичний механізм ослаблення сонячної радіації – розсіювання. Атмосфера у відношенні до сонячної радіації – мутне середовище. Мутність її обумовлюється тим, що вона складається з молекул, комплексів молекул та завислих частинок (атмосферного аерозолі). Розсіювання на молекулярних комплексах – молекулярне розсіювання й аерозольне розсіювання характеризуються суттєво різними фізичними механізмами.

Розглянемо, перш за все, *молекулярне розсіювання*. Теорія цього фізичного явища була розроблена Релеєм. При цьому були зроблені такі припущення:

а) радіус сферичних діелектрично однорідних частинок значно менший від довжини хвилі ( $x \ll \lambda$ );

б) показник заломлення частинки мало відрізняється від показника заломлення середовища, причому  $n\mu < 1$ , де  $\mu = \frac{2\pi x}{\lambda}$ ;  $n$  – дійсна частина комплексного показника заломлення  $m = n - i\kappa$ , а  $\kappa$  – характеристика поглинення, яка пов'язана з об'ємним показником поглинення співвідношенням

$$\kappa = k'_\lambda \frac{\lambda}{4\pi}. \quad (5.109)$$

У нижній атмосфері головну роль відіграє розсіяння, тому порівняно з ним, поглиненням можна знехтувати, тобто вважати, що  $\kappa = 0$ ;

в) частинки розсіюють світло незалежно одна від одної. Це можливо, коли відстань між центрами частинок набагато більша від довжини хвилі ( $d \gg \lambda$ );

г) частинки, які розсіюють світло, знаходяться від спостерігача на далекій відстані в порівнянні з радіусом частинки ( $R \gg x$ ).

Як вже відзначалося, падаюче на однорідну ізотропну сферичну частинку випромінювання утворює однорідне електричне поле  $\vec{E}_0$ . Це поле називається прикладеним полем. Під впливом цього поля в частинці утворюється дипольний розподіл напруженості, тобто поле диполя. Останнє змінює прикладене поле всередині частинки й біля неї. Позначимо суперпозицію прикладеного поля й власного поля частинки через  $\vec{E}$ . Нехай  $\vec{p}_0$  – дипольний момент. Тоді

$$\vec{p}_0 = \alpha \vec{E}_0, \quad (5.110)$$

де  $\alpha$  – *поляризованість*.

Рівняння (5.110) характеризує поляризованість малої частинки.

Прикладене поле  $\vec{E}_0$  спричиняє коливання електричного диполя. Останній в свою чергу генерує розсіяну електромагнітну хвилю з плоскою поляризацією. Нагадаємо, що поляризованою називається хвиля, в котрій існує найкращий напрямок коливання. Природне світло не поляризоване, оскільки воно випромінюється атомами з довільною орієнтацією у просторі.

Інтенсивність розсіяного світла  $i_\lambda(\theta)$  визначається формулою

$$i_\lambda(\theta) = \frac{I_0 \lambda}{R^2} \alpha^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}, \quad (5.111)$$

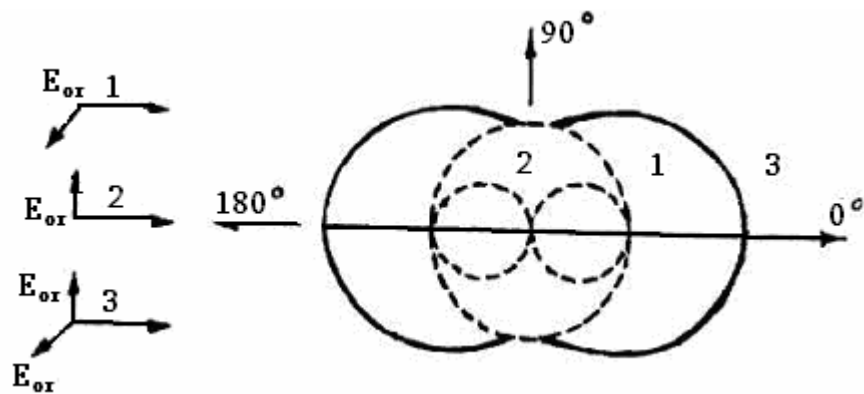
де  $I_{0\lambda}$  – інтенсивність падаючого на молекулу світла;

$R$  – відстань між частинкою, яка розсіює, та спостерігачем;

$\theta$  – кут між напрямком падаючого на частинку світла та напрямком на спостерігача.

Формула (5.111) називається формулою Релея, а розсіяння сонячного світла молекулами повітря – *релеївським розсіянням*. Згідно з цією формулою інтенсивність розсіяного світла прямо пропорційна інтенсивності падаючого світла, обернено пропорційна квадрату відстані до розсіюючої частинки, й четвертому степеню довжини хвилі. Крім того, вона залежить від поляризованості та кута розсіювання.

Як свідчить формула Релея, інтенсивність випромінювання, розсіяного із хвилі, що падає горизонтально, є функція від  $\cos^2 \theta$ . Кутовий розподіл інтенсивності неполяризованого світла зображено на рис. 5.10.



- 1 – поляризоване падаюче світло, електричний вектор перпендикулярний до площини рисунка;
- 2 – поляризоване падаюче світло, електричний вектор знаходиться у площині рисунка;
- 3 – неполяризоване падаюче світло

Рисунок 5.10 – Кутовий розподіл інтенсивності неполяризованого світла, розсіяного релеївськими молекулами

З нього виходить, що розсіяння неполяризованого сонячного світла молекулами досягає максимуму в напрямках вперед ( $\theta = 0^\circ$ ) і назад ( $\theta = 180^\circ$ ). У бокових напрямках ( $\theta = 90^\circ$  і  $\theta = 270^\circ$ ) розсіяння мінімальне. Легко бачити, що мінімальні значення відрізняються від максимальних у два рази.



Кутовий розподіл розсіяної електромагнітної енергії характеризується безрозмірним параметром, який називається індикатрисою розсіяння або фазовою функцією  $p(\theta)$ . Він відповідає умові

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{p(\theta)}{4\pi} \sin \theta d\theta d\varphi = 1, \quad (5.112)$$

тобто він нормований на одиницю. Параметр  $\varphi$ , що змінюється від 0 до  $2\pi$ , підкреслює той факт, що світло, розсіяне молекулами, не концентрується тільки в площині падіння, але розповсюджується в усіх напрямках, оскільки вважається, що молекули мають сферичну симетрію, кутовий розподіл розсіяного випромінювання однаковий в будь-яких площинах розсіяння, в тому числі і в площині падіння.

Легко можна показати, що рівність (5.112) виконується, якщо замість  $p(\theta)$  підставити величину

$$p(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta). \quad (5.113)$$

Отже, рівняння (5.113) і є *індикатрисою релеївського розсіяння* випромінювання. За рахунок рівняння (5.113) інтенсивність розсіяної радіації може бути визначена такою формулою:

$$i_\lambda(\theta) = \frac{I_{0\lambda}}{R^2} \alpha^2 \frac{32\pi^4}{3\lambda^4} p(\theta). \quad (5.114)$$

Введемо лінійний показник розсіювання випромінювання  $k_\lambda''$  як величину, що характеризує відносну частину розсіяної радіації при проходженні променем відстані 1м. Припустимо, що в рівнянні (5.114)  $R=1\text{м}$ . Тоді можна записати

$$k_\lambda'' = \frac{f_\lambda}{F_{0\lambda}} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\pi^3 (n^2 - 1)^2}{N\lambda^4}. \quad (5.115)$$

Показник заломлення  $n$  – залежить від числа частинок  $N$ , що розсіюють сонячну радіацію, тобто

$$n = 1 + B\rho, \quad (5.116)$$

де  $\rho = mN$  – густина повітря,

$m$  – маса частинки,

$B$  – стала.

Якщо  $\rho$  брати в  $\text{кг/м}^3$ , то  $B = 2,29 \cdot 10^{-4}$ . Показник заломлення  $n$  близький до одиниці. Тому  $n^2 - 1 = (n + 1)(n - 1) \approx 2(n - 1)$  і  $n^2 - 1 = 2vmN$ . Отже,

$$k''_{\lambda} = \frac{32\pi^3 v^2 m^2}{3\lambda^4} N, \quad (5.117)$$

$$k''_{\lambda} = \frac{32\pi^3 v^2 m^2}{3\lambda^4} \rho. \quad (5.118)$$

Із формул (5.117) й (5.118) виходить, що лінійний показник розсіювання сонячного випромінювання прямо пропорційний числу частинок, які розсіюють ( $N$ ), й густині атмосфери ( $\rho$ ).

### 5.5.2 Аерозольне розсіювання сонячної радіації

Окрім молекул і молекулярних комплексів атмосферних газів, атмосфера містить велику кількість аерозольних частинок, до яких відносяться тверді частинки різного походження, краплі сконденсованої вологи, льодяні кристалики. Як відзначалося у попередніх розділах, теорія Релея має сенс при умові, що розміри частинок, які розсіюють, набагато менші від довжини хвилі падаючого світла. Якщо розміри розсіюючих частинок близькі до довжини хвилі, то їх неможливо розглядати як випромінюючі диполі. Індивідуальні розсіюючі властивості таких частинок у меншій мірі залежать від довжини хвилі випромінювання й обумовлюються головним чином розмірами самих частинок.

Точний розв'язок задачі розсіяння світла на сферичній частинці довільного розміру був одержаний Мі в 1908 році на основі аналізу рівняння для електромагнітної хвилі, яке виводиться із фундаментальних рівнянь Максвела. Тому розсіяння на великих частинках на відміну від релеївського називається розсіянням Мі.

Згідно з теорією, якщо електромагнітна хвиля падає на частинку з розмірами порівнянними з  $\lambda$ , в різних точках якої фаза неоднакова, то, окрім дипольних коливань, в частинці виникають ще коливання другого, третього і інших порядків з тією ж частотою. Розсіяна хвиля при цьому складається із ряду накладених одне на одне коливань, амплітуда яких зменшується зі збільшенням їхнього номера, але змінюється тим повільніше, чим більша частинка. Розрахунки цих амплітуд показали, що індикатори розсіяння й загальна кількість розсіяного світла суттєво залежить від параметра  $\mu = \frac{2\pi x}{\lambda}$ . Із зростанням  $\mu$ , тобто при збільшенні відносного (в

порівнянні з довжиною хвилі) розміру частинки, яка розсіює, індикатриса все більше витягується у напрямку падаючого променя. Це означає, що розсіювання відбувається все під меншими кутами відносно напрямку падаючого променя.

Згідно з теорією, об'ємний (лінійний) показник розсіювання для великих частинок залежить від радіуса частинки  $x$ , кількості частинок у одиниці об'єму  $N$  і деякої функції  $F(\mu, m)$ . Ця залежність має вигляд

$$k''_{\lambda} = \pi x K(\mu, m) N. \quad (5.119)$$

В функції  $K(\mu, m)$ , яка називається фактором ефективності або перерізом розсіювання, параметр  $m$  має сенс комплексного показника заломлення  $m = n - i\kappa$ , де  $n$  й  $\kappa$  – дійсна та уявна його частини. Перша з них характеризує, як вже зазначалося, заломлювання, друга – поглинення.

Параметр  $\mu$  залежить не тільки від розмірів частинок, які розсіюють, але і від  $\lambda$ . Крім того, від  $\lambda$  залежить і  $\kappa$ . Якщо для короткохвильової радіації можна прийняти, що  $\kappa = 0$ , ( $\kappa$  має порядок  $10^{-9} - 10^{-8}$ ), а комплексний показник заломлювання дорівнює дійсній частині  $m = n$  (для води у цьому випадку можна прийняти  $n = 1,33$ ), то для інфрачервоної радіації з поглиненням треба вже рахуватися ( $\kappa$  має порядок  $10^{-2} - 10^{-1}$ ). Тому функція  $K(m, \mu)$  має для інфрачервоної радіації зовсім інший вигляд, ніж для короткохвильової.

При умові, коли  $\lambda$  фіксується, визначеного значення набуває  $x$ , а фактор ефективності розсіювання  $K(m, \mu)$  стає функцією лише розміру частинки  $K(x)$ . На рис. 5.11 представлені зазначені функції для  $\lambda = 0,63$  мкм і  $\lambda = 10,6$  мкм.

З рис. 5.11 виходить, що при  $\kappa = 0$ , функція  $K(x)$  має резонансну структуру, тобто перший значний максимум і мінімум й затухаючі коливання при подальшому зростанні  $x$ . Коливання відбуваються відносно рівня  $K(x) = 2$ . Це означає, що при збільшенні розмірів частинок, які розсіюють, функція  $K(x)$  (а з формули (5.119) виходить, що й об'ємний показник розсіювання) стає практично незалежною від розміру частинок, які розсіюють. Крім того, оскільки діапазон видимої радіації відносно невеликий, для великих частинок інтенсивність розсіювання цієї частини спектра електромагнітних хвиль мало залежить і від довжини хвилі.

Для інфрачервоної радіації спостерігається монотонне зростання функцій  $K(x)$ , причому при  $x > 15$  мкм вона асимптотично збігається зі значенням  $K(x) \approx 2,5$ .

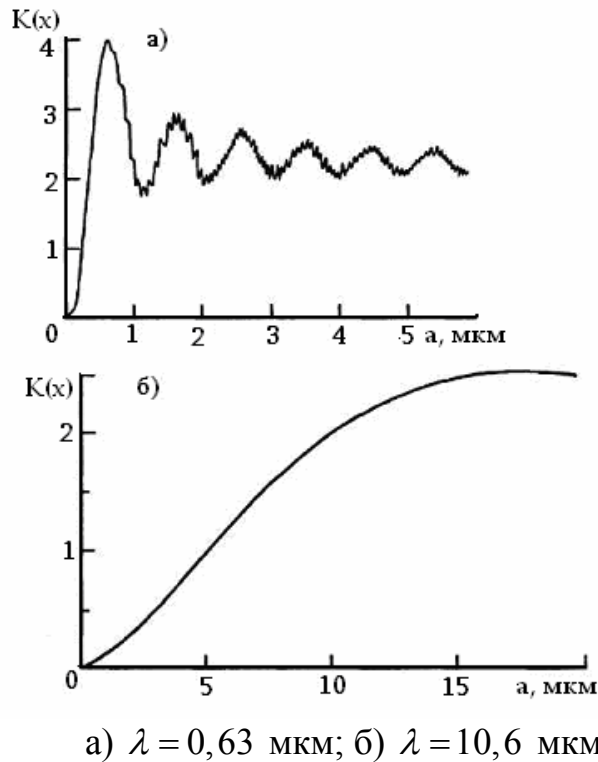


Рисунок 5.11 – Залежність фактора ефективності розсіювання  $K(x)$  від радіуса крапель  $x = a$

З розглянутих особливостей функції  $K(\mu, t)$  можна зробити висновок, що кількість енергії, яка виводиться великою частинкою з падаючого пучка світла, вдвічі більша ніж у світла, що перехоплюється поперечником частинки. Цей ефект пояснюється тим, що випромінювання, яке виводиться, включає дифракційну складову, що проходить повз частинки, а також світло, розсіяне за рахунок відбиття та рефракції всередині частинки.

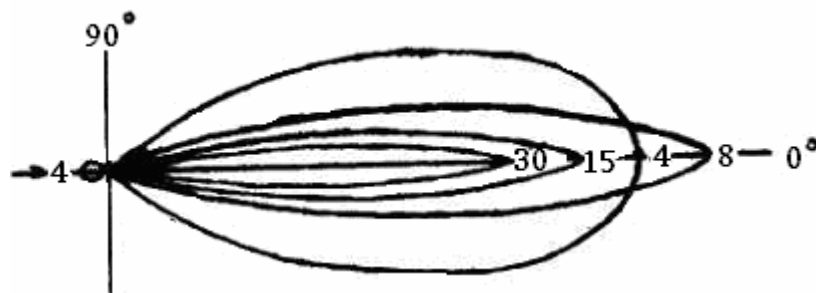


Рисунок 5.12 – Індикатриси розсіювання радіації краплями води (цифри на кривих характеризують значення параметра  $\mu = 2\pi x/\lambda$ )

На рис. 5.12 представлені індикатрисы розсіювання при різних розмірах частинок, що розсіюють. Зі збільшенням розмірів індикатриса витягується в напрямку падаючого променя. Відношення  $S$  кількості світла, розсіяного вперед й назад, при цьому стає все більше й більше.

Розсіяне великими частинками світло виявляється менш поляризованим, ніж при молекулярному розсіянні. При великих частинках на індикатрисі розсіювання з'являються іноді виступи, тобто виникають більш яскраві пучки світла під певними кутами. Вони відповідають, наприклад, тим променям, які у великих краплях води формують райдуги під кутами розсіювання  $137^0$  й  $230^0$ .

### 5.5.3 Потік розсіяної сонячної радіації

Потік розсіяної радіації  $f$  залежить від потоку променистої радіації Сонця  $F$ , яка надходить до шару атмосфери, де радіація розсіюється, а також від стану атмосфери. Тому він тим більший, чим більша кутова висота Сонця й чим менша прозорість атмосфери. У великій мірі потік розсіяної радіації залежить від хмарності. Причому, хмарність збільшує потік розсіяної радіації порівняно з випадком, коли хмарність відсутня. Але коли небо повністю покрито шаруватими або шарувато-купчастими хмарами, потік розсіяної радіації при малих висотах Сонця суттєво зменшується. Найбільших значень він досягає при хмарах середнього (висококупчастих) та верхнього (перисто-шаруватих) ярусів. В цих випадках він у 2-3 рази більший ніж при ясному небі. Залежність потоку розсіяної радіації від хмарності й кутові висоти Сонця представлені у табл. 5.6.

Таблиця 5.6 – Потік розсіяної радіації ( $\text{кВт/м}^2$ ) при безхмарному небі та при суцільній хмарності різних форм

Форма хмар	$h_y^0$							
	0	5	10	15	20	30	40	50
Безхмарно	0,00	0,02	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,08
Ci	0,01	0,04	0,06	0,09	0,11	0,15	0,18	0,20
Cs	0,01	0,04	0,08	0,10	0,13	0,19	0,24	0,28
Ac	0,01	0,04	0,06	0,11	0,15	0,22	0,27	0,31
As	0,01	0,04	0,06	0,09	0,12	0,17	0,21	0,24
Sc	0,00	0,01	0,03	0,06	0,09	0,14	0,19	0,23
St	0,00	0,04	0,03	0,04	0,06	0,09	0,11	0,13
Ns	-	0,01	0,02	0,04	0,04	0,06	0,08	0,10
Cb	-	-	0,04	0,05	0,07	0,10	0,12	0,14

Розсіювання сонячного світла в атмосфері відбувається під впливом молекул повітря та аерозольних частинок. Як було показано вище, фізичні механізми молекулярного та аерозольного розсіювань суттєво відрізняються. Це спричиняє значні труднощі при розрахунках повного потоку розсіяного світла. Тому на практиці використовуються більш прості емпіричні формули.

Якщо на верхній межі атмосфери на одиничну поверхню надходить потік сонячної радіації  $F_0$ , а до земної поверхні доходить потік  $F$ , то, якщо знехтувати поглиненням, в ідеальній атмосфері відбувається тільки молекулярне розсіювання з симетричною індикатрисою розсіювання. Отже можна вважати, що потік розсіяної радіації прямо пропорційний зменшенню потоку, тобто

$$f = \varphi(F_0 - F) \quad (5.120)$$

Використаємо формулу В.Г. Кастрова для прямої сонячної радіації. Очевидно, для прямої сонячної радіації інтенсивність і потік – рівнозначні поняття.

Тому маємо

$$f = \varphi \left[ F_0 - \frac{F_0}{1 + cm} \right]. \quad (5.121)$$

Прості перетворення приводять рівність (5.121) до такої форми:

$$f = \varphi cm F. \quad (5.122)$$

Оскільки

$$m = \frac{1}{\sinh \tilde{\gamma}},$$

то

$$f = \varphi c \frac{F}{\sinh \tilde{\gamma}}. \quad (5.123)$$

Із формули (5.123) виходить, що при заданій прозорості атмосфери ( $c = \text{const}$ ) потік  $f$  пропорційний  $F$ , тобто прямій сонячній радіації. Відношення  $f/F$  залежить від прозорості атмосфери через коефіцієнт  $c$  формули Кастрова і від кутової висоти Сонця. Чим менша прозорість атмосфери, тобто чим більше значення має коефіцієнт  $c$ , тим більшим виявляється означене відношення. Як показують результати вимірювання, при врахуванні поглинення сонячної радіації коефіцієнт  $\varphi = \frac{1}{3}$ . Зваживши на це, мо-

жна легко розрахувати, що при кутовій висоті Сонця  $30^\circ$  відношення  $\frac{f}{F}$  дорівнює 0,45 при зниженій прозорості ( $c = 0,67$ ) й 0,26 – при нормальній прозорості ( $c = 0,43$ ) атмосфери.

Розсіяна радіація має добовий хід. Він обумовлюється добовим ходом як прямої радіації безпосередньо, так і кутової висоти Сонця, від якої залежить оптична маса атмосфери. Максимум її спостерігається в момент найбільшої висоти Сонця, тобто в місцевий полудень. В цей час збільшення розсіяної радіації за рахунок збільшення потоку випромінювання виявляється більшим, ніж зменшення її під впливом зменшення оптичної маси атмосфери.

Як відзначалося вище, великий вплив на потік розсіяної радіації чинить хмарність. Але крім неї розсіяна радіація залежить і від кількості відбитої від земної поверхні радіації, яка також розсіюється в атмосфері. Інтенсивність розсіяної радіації за рахунок цього ефекту тим більша, чим більше відбивається прямої радіації. Тому потік розсіяної радіації суттєво збільшується, коли земна поверхня покрита свіжим снігом.

В найбільшій мірі розсіювання зазнає видима та ближня інфрачервона частини спектра сонячної радіації.

Потік розсіяної сонячної радіації зменшується зі збільшенням висоти над рівнем моря. Це обумовлено, по-перше, зміненням густини атмосфери і, як наслідок, числа молекул в одиниці об'єму. По-друге, при збільшенні висоти суттєво зменшується концентрація аерозольних частинок.

Як було зазначено, максимум енергії сонячного випромінювання припадає на  $\lambda = 0,4738$  мкм. В спектрі розсіяної радіації максимум енергії зсонується в бік коротших довжин хвиль і спостерігається у інтервалі  $0,425 \div 0,450$  мкм. З коливанням прозорості атмосфери відбувається й коливання спектрального складу розсіяної радіації.

## **5.6 Сумарна сонячна радіація. Відбиття сонячної радіації**

### **5.6.1 Потік сумарної радіації**

Як вже неодноразово відзначалося, на одиницю площі поверхні Землі надходить промениста енергія безпосередньо від Сонця та промениста енергія, що розсіюється атмосферою. Першу з них називають прямою сонячною радіацією, другу – розсіяною сонячною радіацією. Сума потоків прямої  $F'$  та розсіяної  $f$  сонячної радіації називають потоком сумарної радіації.

$$S_0 = F' + f, \quad (5.124)$$

де  $F' = F \sinh \gamma$  – потік прямої сонячної радіації на горизонтальну площадку. Потік сумарної радіації залежить від факторів, які обумовлюють значення  $F'$  та  $f$ . Це кутова висота Сонця, прозорість атмосфери тощо.

Розв'язання наближених рівнянь переносу радіації в умовах безхмарної атмосфери, зроблене К.Я. Кондратьєвим та іншими, дає таку формулу для сумарної сонячної радіації:

$$S_0 = \frac{F_0 \sinh \gamma}{1 + \varepsilon \tau \operatorname{cosech} \gamma} c, \quad (5.125)$$

де  $\varepsilon$  – множник, який слабо залежить від висоти Сонця,  
 $\tau$  – оптична товщина атмосфери для інтегрального потоку.

На відміну від прямої й розсіяної радіації сумарна радіація мало залежить від оптичної товщини атмосфери  $\tau$ . Вона повільно зменшується зі збільшенням  $\tau$ . У табл. 5.7 наводяться значення потоку сумарної радіації при різній прозорості атмосфери.

Як показують вимірювання, за рахунок поглинення та розсіювання сонячної радіації потік сонячної радіації при відсутності хмарності послаблюється на 20%. Хмарність послаблює його ще на 20-30%. Отже, земної поверхні досягає в середньому 50 – 60% сонячної радіації, яка надходить до верхньої межі атмосфери.

Таблиця 5.7 – Потік сумарної радіації (кВт/м<sup>2</sup>) при безхмарному небі

Прозорість	c	$h_{\gamma}^0$							
		7	10	20	30	40	50	60	90
Дуже мала	0,91	0,05	0,08	0,23	0,38	0,53	0,69	0,80	0,95
Мала	0,67	0,06	0,10	0,26	0,41	0,58	0,73	0,84	0,98
Знижена	0,54	0,07	0,12	0,28	0,44	0,60	0,75	0,87	1,03
Нормальна	0,43	0,08	0,13	0,30	0,48	0,65	0,79	0,91	1,07
Підвищена	0,34	0,08	0,14	0,31	0,50	0,68	0,82	0,96	1,11
Висока	0,27	0,10	0,15	0,34	0,54	0,70	0,86	0,98	1,14

Існують емпіричні формули, які дають змогу провести оцінку впливу хмарності на потік сумарної радіації. Одна з них має вигляд

$$S = S_{\gamma} (1 - d n), \quad (5.126)$$

де  $d$  – емпіричний коефіцієнт,  
 $n$  – кількість хмар у частках одиниці,  
 $S_{\gamma}$  – потік сумарної радіації при безхмарному небі.



Друга формула, яка також може бути використана, має вигляд квадратичної функції

$$S = S_y \left[ 1 - an - \nu n^2 \right]. \quad (5.127)$$

У ній коефіцієнт  $\nu = 0,38$ , а коефіцієнт  $a$ , як і коефіцієнт  $d$  формули (5.126), залежить від широти. Ці коефіцієнти одержані для суші й мають такі значення:

$\varphi^0$	0	10	20	30	40	50	60	70	75	80	85
$d$	0,65	0,66	0,67	0,68	0,67	0,64	0,60	0,50	0,45	-	-
$a$	0,38	0,40	0,37	0,36	0,38	0,40	0,36	0,18	0,16	0,15	0,14

Формула (5.127) дає більш точні результати. Відносна похибка розрахунку не перебільшує 8 – 10%.

Безперервні багаторічні вимірювання сумарної радіації проводились в Україні. Результати вимірювань дають можливість отримати характеристики розподілів сумарної радіації при різних формах і кількостях хмар. Вони наводяться у табл. 5.8 у відношеннях  $S^*$  потоку сумарної радіації  $S$  при наявності хмар до потоку  $S_0$  у безхмарній атмосфері.

Таблиця 5.8 – Оцінки параметрів розподілів потоку сумарної радіації

Форма хмар	Кількість в балах	$S^*_{\min}$	$S^*_{\max}$	Мода	Імовірність модального значення	Медіана
Ns	10	0,12	0,36	0,24	0,42	0,24
St	10	0,12-0,31	0,30-0,88	0,21-0,36	0,30-0,55	0,21-0,40
St fr	9	0,43-0,48	1,17-1,21	0,63	0,12-0,17	0,63-0,65
Sc	10	0,39-0,51	0,90	0,50-0,65	0,12-0,18	0,59-0,65
As	10	0,24-0,35	0,72-0,74	0,36-0,45	0,24-0,34	0,42-0,48
Ac	10	0,42	0,96	0,54	0,13	0,66
Ac	9	0,52	1,20	0,98	0,16	0,94
Cu	5	0,43	1,20	0,45-0,94	0,07	0,95
Cu	7	0,42	1,20	0,48-1,08	0,16	0,72
Cu	9	0,29	1,34	0,50-0,98	0,15	0,54
Туман		0,18-0,20	0,42-0,60	0,30-0,36	0,25	0,30-0,38

У більшості випадків при повній хмарності розподіли  $S^*$  одномодальні з близькими значеннями моди і медіани. При наявності купчастих хмар розподіли  $S^*$  мають дві моди. Перша з них відноситься до потоку розсіяної радіації при закритому хмарами Сонці, друга – до потоку сумар-

ної радіації, коли значну роль відіграє розсіювання прямої сонячної радіації боковими поверхнями хмар.

Цей ефект приводить до розширення інтервалу значень  $S^*$ , при цьому часто  $S^*$  перевищує одиницю, тобто потік сумарної радіації при хмарності стає більшим, ніж при безхмарному небі.

Сніговий покрив збільшує сумарну радіацію. Врахувати цей ефект можна за допомогою множника

$$\gamma = \frac{1}{1 - 0,2r}, \quad (5.128)$$

де  $r$  – відносний коефіцієнт відбиття (альbedo).

Прості розрахунки показують, що при наявності трав'яного покриву ( $r = 0,20$ )  $\gamma = 1,04$ , а коли земна поверхня покрита снігом ( $r = 0,80$ ),  $\gamma = 1,19$ . Отже, потік сумарної радіації над снігом збільшується в 1,14 разу порівняно з поверхнею трав'яного покриву.

### 5.6.2 Альbedo земної поверхні і хмар

Сумарна радіація, що знаходить до земної поверхні, не поглинається повністю, частина її відбивається. Частина відбитої сумарної радіації Сонця характеризує альbedo. Альbedo змінюється в широких межах. Теоретично значення альbedo можуть змінюватись від нуля для абсолютно чорного тіла до одиниці для поверхні, що повністю відбиває електромагнітні хвилі (таке тіло називають дзеркальним). Дані експериментів показують, що значення альbedo різних видів природної підстильної поверхні змінюється практично у цих межах в залежності від їхніх фізичних властивостей. В табл. 5.9 наводяться значення альbedo для деяких природних поверхонь.

Характер підстильної поверхні змінюється протягом року, особливо значно на континентах середніх широт. Тому альbedo земної поверхні має річний хід. Найменші його значення припадають на літні місяці, найбільші – взимку, якщо земна поверхня покривається снігом.

Як показали дослідження, альbedo суші може мати добовий хід. Він обумовлюється зміною відбивальної здатності шорстких підстильних поверхонь в залежності від зміни кута падіння сонячних променів. Чим менший кут падіння, тим сильніше відбивається сонячний промінь, і навпаки.

Альbedo поверхні води великою мірою залежить від кута падіння сонячних променів, оскільки чиста вода відбиває світло за законом Френеля.

$$r_n = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(Z_n - Z_0)}{\sin^2(Z_n + Z_0)} + \frac{\operatorname{tg}^2(Z_n - Z_0)}{\operatorname{tg}^2(Z_n + Z_0)} \right], \quad (5.129)$$

де  $Z_n$  – zenітний ку́т Сонця,  
 $Z_o$  – ку́т заломлення сонячних променів.

При положенні Сонця в zenіті альbedo поверхні спо́кійно́го моря до́рівнює 0,02. При зростанні zenітного ку́та Сонця  $Z_n$  альbedo збі́льшується й досягає 0,35 при  $Z_n = 85$ . Хвилювання моря приводить до зміни  $Z_n$  й суттєво зменшує діапазон значень альbedo, оскільки воно збі́льшується при великих  $Z_n$  завдяки збі́льшенню ймовірності попадання променів на похилу хвилю́ву поверхню.

Таблиця 5.9 – Альbedo природних поверхонь за М.І. Будиком

Вид поверхні	Альbedo	Вид поверхні	Альbedo
<i>Сніг і лід</i>		<i>Поля, луги, тундра</i>	
Свіжий сухий сніг	0,85-0,95	Поля жита й пшениці	0,10-0,25
Чистий вологий сніг	0,60-0,70	Картопляні поля	0,15-0,25
Забруднений сніг	0,40-0,50	Поля бавовни	0,20-0,25
Морський лід	0,30-0,40	Луги	0,15-0,25
		Сухі степи	0,20-0,30
		Тундра	0,15-0,20
<i>Оголений ґрунт</i>		<i>Лісова рослинність</i>	
Темні ґрунти	0,05-0,15	Хвойний ліс	0,10-0,15
Вологі сірі ґрунти	0,10-0,20	Листяний ліс	0,15-0,20
Сухі глинисті або сірі ґрунти	0,20-0,35	Ліс зі сніговим покривом нестійким стійким	0,25-0,30 0,40-0,45
Сухі світлі піщані ґрунти	0,35-0,40		

Хвилювання впливає на відбивальну здатність не тільки через нахил поверхні хвилі відносно сонячних променів, але й за рахунок утворення бульок повітря у воді. Ці бульки значною мірою розсіюють світло, збі́льшуючи розсіяну радіацію, що виходить з водної поверхні. Тому при великих хвилюваннях моря, коли виникає піна та баранці, альbedo під впливом обох факторів збі́льшується.

Розсіяна радіація надходить до поверхні води під різними кутами. Інтенсивність променів різних напрямків змінюється при змінюванні висоти Сонця, від якої залежить, як відомо, інтенсивність розсіювання сонячної радіації при безхмарному небі. Вона залежить також від розподілу хмар на

небі. Тому альbedo поверхні моря для розсіяної радіації не є постійним. Але межі його коливання більш вузькі – від 0,05 до 0,11. Отже, альbedo поверхні води для сумарної радіації змінюється в залежності від висоти Сонця, співвідношення між прямою та розсіяною радіаціями, хвилювання поверхні моря.

Треба мати на увазі, що північні частини океанів у великій мірі покриті морським льодом. У такому разі треба враховувати й альbedo льоду. Як відомо, значні простори земної поверхні, особливо у середніх та високих широтах, покриті хмарами, які дуже відбивають сонячну радіацію. Тому знання про альbedo хмарності викликають великий інтерес. Були проведені спеціальні вимірювання альbedo хмар за допомогою літаків та аеростатів. Вони показали, що альbedo хмар залежить від їхньої форми й товщини. Найбільші значення має альbedo висококупчастих та шарувато-купчастих хмар. Наприклад, при товщині 300 м альbedo  $A_c$  знаходиться в межах 71 – 73%,  $S_c$  – 56 - 64%, змішаних хмар  $Cu-S_c$  – майже 50%.

Найбільш повні дані про альbedo хмар одержані в Україні. Залежність альbedo  $r$  і функції пропускання  $p$  від товщини хмар  $\Delta h$ , що є результатом систематизації даних вимірювань, наводиться у табл. 5.10.

Таблиця 5.10 – *Альbedo та функція пропускання при різних товщинах хмар*

$\Delta h$ , м	100	145	225	325	425	650	850
$r$ %	31	44	59	71	76	81	82
$P$ %	63	50	32	23	18	14	12

Як видно, зростання товщини хмар приводить до збільшення альbedo і зменшення функції пропускання. Середнє значення альbedo для хмар  $St$  при середній товщині 430 м дорівнює 73%, для хмар  $S_c$  при середній товщині 350 м – 66%, а функції пропускання для означених хмар дорівнюють відповідно 21 й 26%.

Альbedo хмар залежить від альbedo земної поверхні  $r_3$ , над якою розташовується хмара. З фізичної точки зору зрозуміло, що чим більше  $r_3$ , тим більше потік відбитої радіації, що проходить вгору крізь верхню межу хмари. Оскільки альbedo – це відношення цього потоку до того, що надходить, то збільшення альbedo земної поверхні приводить до збільшення альbedo хмар. Дослідження властивостей хмар відбивати сонячну радіацію проводились за допомогою штучних супутників Землі шляхом вимірювання яскравості хмар. Середні значення альbedo хмар, отримані за цими даними, наводяться у табл. 5.11.

За цими даними альbedo хмар коливається від 29 до 86%. Звертає увагу той факт, що перисті хмари мають невелике альbedo порівняно з іншими

формами хмар (за винятком купчастих). Тільки перисто-шаруваті хмари, які мають велику товщину, в значній мірі відбивають сонячну радіацію ( $r = 74\%$ ).

Таблиця 5.11 – Середні значення альбедо хмар різних форм

Форми хмар	Альбедо, %
Купчасто-дощові	86
Купчасті хмари над сушею, більше 8 балів	29
Шарувато-купчасті над сушею, більш 8 балів	68
Шарувато-купчасті над океаном, 10 балів	60
Шаруваті хмари над океаном, прозорі	42
Перисто-шаруваті, щільні	74
Перисті хмари над сушею	36
Перисто-шаруваті над сушею	32

## 5.7 Теплова інфрачервона радіація в атмосфері

### 5.7.1 Спектр теплової інфрачервоної радіації та загальні характеристики спектрів поглинення атмосферних газів

Система Земля – атмосфера відбиває близько однієї третини сонячної радіації, яка надходить на верхню межу атмосфери. Решта радіації поглинається системою. Як вже відзначалося, частина сонячної радіації в атмосфері поглинається оптично активними газами, частина розсіюється. Значна частина сонячної радіації, що доходить до поверхні Землі у формі сумарної радіації, поглинається нею. Проте за кліматично значущі проміжки часу, наприклад, за один рік або більше, якої-небудь значної зміни глобальної температури Землі як планети не відбувається, тобто система Земля – атмосфера перебуває у стані енергетичної рівноваги. Це можливо тільки у тому випадку, коли поглинена системою Земля – атмосфера сонячна енергія перевипромінюється в космічний простір.

Як і будь-яке тіло, що має внутрішню енергію, Земля випромінює електромагнітну енергію, яка перекриває увесь діапазон частот. Але середня глобальна температура системи Земля-атмосфера дорівнює близько 250 К, тобто у 24 рази менша за температуру фотосфери Сонця. У зв'язку з цими обставинами, відповідно до законів Планка й Віна, інтенсивність випромінювання Землі значно менша ніж Сонця, а максимум енергії, що випромінюється, припадає на більші довжини хвиль. Електромагнітну енергію, яка випромінюється системою Земля-атмосфера, називають тепловою інфрачервоною радіацією. Спектральний розподіл інфрачервоного випроміню-

вання абсолютно чорного тіла при різних температурах, які можуть бути в системі Земля-атмосфера, а також спектр випромінювання Землі, виміряний за допомогою штучного супутника, представлені на рис. 5.13. Обвідна виміряного спектра відповідає спектру випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі 290 К, що близько до середньої температури земної поверхні.

У відповідних діапазонах інфрачервоне випромінювання перехоплюється оптично активними газами атмосфери.

Найбільш важливими із них виявляються водяна пара ( $\text{H}_2\text{O}$ ), вуглекислий газ ( $\text{CO}_2$ ) і озон ( $\text{O}_3$ ). Інфрачервона радіація поглинається й іншими газами, котрі надходять в атмосферу в наслідок антропогенної діяльності. Це такі гази як оксид вуглецю ( $\text{CO}$ ), окиси азоту ( $\text{N}_2\text{O}$ ), метан ( $\text{CH}_4$ ). Проте їхні концентрації в атмосфері незначні й вони не можуть значною мірою впливати на поглинення теплової інфрачервоної радіації.

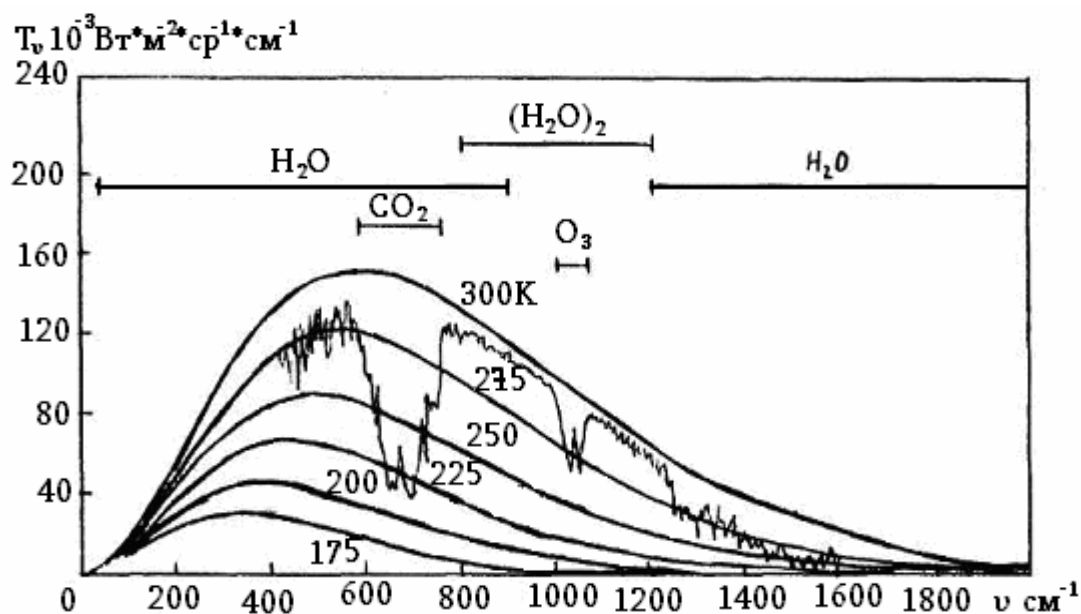


Рисунок 5.13 – Спектральний розподіл інфрачервоного випромінювання абсолютно чорного тіла при різних температурах і спектр випромінювання Землі, виміряний за допомогою штучного супутника

Вуглекислий газ інтенсивно поглинає інфрачервону радіацію у смузі від 12 до 16 мкм, центр якої розташовується поблизу довжини хвилі 15 мкм. Цей діапазон відповідає максимуму функції Планка для абсолютно чорного тіла при температурах, близьких до середньої температури земної поверхні. Дуже інтенсивну смугу поглинення, розташовану від 8 до 5 мкм з центром 6,3 мкм, має водяна пара. Водяній парі відповідає ще одна смуга поглинення, котра займає діапазон довжин хвиль більший за 11 мкм. Ця

смуга носить назву обертальної смуги. Озон має вузьку, порівняно слабку смугу поглинення з центром 9,6 мкм. За винятком цієї смуги інтервал довжин хвиль від 8 до 12 мкм виявляється відносно прозорим для інфрачервоної радіації. Цей діапазон називається атмосферним вікном або вікном прозорості атмосфери.

Окрім смуги з центром 15 мкм, вуглекислий газ має смугу поглинення в більш короткохвильовій області поблизу 4,3 мкм. Просторовий розподіл цього газу в атмосфері більш-менш рівномірний. Але експериментальні дані свідчать про те, що глобальна концентрація вуглекислого газу в атмосфері завдяки спалюванню мінерального пального безперервно збільшується. Це явище може призвести, як показують вчені, до змін глобального клімату Землі.

Водяна пара й озон, на відміну від вуглекислого газу, дуже мінливі як у просторі, так і за часом в залежності від географічного району. Така мінливість означених оптично активних атмосферних газів відіграє велику роль у формуванні радіаційного балансу, тобто приходної та витратної частин електромагнітної енергії системи Земля – атмосфера й, таким чином, погодних і кліматичних особливостей.

За відсутності хмар й аерозолів крізь прозору атмосферу проходить значна кількість сонячної енергії. Навпаки, значна частина електромагнітної енергії, що випромінюється земною поверхнею, поглинається в атмосфері водяною парою, вуглекислим газом та озоном. Процес затримки теплової інфрачервоної радіації атмосферними газами називають атмосферним або парниковим ефектом.

Як вже відзначалось, сонячна радіація називається короткохвильовою. Теплову інфрачервону радіацію називають *довгохвильовою радіацією*, оскільки максимум її енергії припадає на більші ніж у сонячної радіації довжини хвиль. Сонячні й інфрачервоні спектри умовно розділяються довжиною хвилі 4 мкм на два спектральних діапазони. Завдяки такому поділу, перенесення в атмосфері сонячної та інфрачервоної радіації можна розглядати окремо, що значно спрощує загальну задачу про ослаблення електромагнітного випромінювання в атмосфері.

## **5.7.2 Перенос теплової інфрачервоної радіації**

### **5.7.2.1 Рівняння переносу**

У рівнянні переносу короткохвильової радіації було знехтувано власним випромінюванням шару атмосфери на шляху  $dl$ . Але для теплової інфрачервоної радіації таке припущення не може прийматися, оскільки власне випромінювання шару атмосфери є значним. Тому рівняння переносу теплової інфрачервоної радіації треба розглянути у формі

$$\frac{dI_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}\rho dl} = -I_{\lambda} + J_{\lambda}, \quad (5.130)$$

де  $I_{\lambda}$  – власне випромінювання шару атмосфери на шляху  $dl$ .

Інтегрування рівняння переносу (5.130) зверху донизу і навпаки, а також по півсфері приводить до таких рівнянь відносно інтегральних потоків теплової інфрачервоної радіації:

$$F^{\uparrow}(m) = B(T_n)P(m) + \int_0^m B[\bar{T}(u)]dP(m-u) \quad (5.131)$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_0^m B[T(u)]dP(m-u), \quad (5.132)$$

де 
$$P(m) = \int_0^{\infty} \pi \frac{B_{\nu}[T_n]}{B[T_n]} P_{\nu}(m) d\nu \quad (5.133)$$

*інтегральна функція пропускання.*

Існує ряд апроксимацій функцій пропускання теплової інфрачервоної радіації. При обчислюванні її потоків у тропосфері при ясному небі найбільш часто застосовують таку апроксимацію функції пропускання для інтегральних потоків

$$P(m) = 0,539 \exp[-2,4s\sqrt{m}] + 0,46 \exp[-0,213\sqrt{m}], \quad (5.134)$$

де  $m$  – ефективна маса водяної пари ( $\text{кг/м}^2$ ), яка є найбільш активним поглиначем теплової інфрачервоної радіації. Поглинання вуглекислим газом ( $\text{CO}_2$ ) ураховується у коефіцієнтах експонент.

Як виходить із рівнянь (5.131) і (5.132), інтегральні потоки теплової інфрачервоної радіації складаються із інтегральних потоків випромінювання підстильної поверхні й атмосфери, які залежать тільки від температури, та інтегральних функцій пропускання, що залежать від ефективних мас поглиначів.

Висхідний і низхідний потоки теплової інфрачервоної радіації на визначеному рівні  $z$  атмосфери з ефективною масою поглиначів  $m(z)$  дають можливість обчислити функцію

$$\Phi(m) = F^{\uparrow}(m) - F^{\downarrow}(m), \quad (5.135)$$

яка називається *ефективним потоком*.



### 5.7.2.2 Швидкість інфрачервоного нагрівання атмосфери

Раніше вже визначалася швидкість нагрівання атмосфери за рахунок поглинення частини сонячного випромінювання. Було показано, що частинна похідна температури залежить від вертикального градієнта потоку випромінювання. Для теплової радіації необхідно брати до уваги низхідні та висхідні потоки. Це здійснюють введенням ефективного потоку, який визначається формулою (5.135). Висхідний та низхідний потоки розраховуються за допомогою відповідних рівнянь на основі даних радіозондування атмосфери. Їх можна буде одержати шляхом актинометричних вимірювань. Для цієї мети існують спеціальні *актинометричні радіозонди*. За період з 1963 по 1967 рр. у Центральній аерологічній обсерваторії була проведена серія таких вимірювань. Виявилось, що середні значення потоків на поверхні землі дорівнюють

$$F^{\uparrow} = 0,343 \text{ кВт/м}^2; \quad F^{\downarrow} = 0,327 \text{ кВт/м}^2 \quad \Phi = 0,016 \text{ кВт/м}^2.$$

Припустимо, що ми маємо значення ефективних потоків на верхній та нижній межах шару атмосфери товщиною  $\Delta z$ .

Тоді

$$\Phi(z + \Delta z) = F^{\uparrow}(z + \Delta z) - F^{\downarrow}(z + \Delta z); \quad \Phi(z) = F^{\uparrow}(z) - F^{\downarrow}(z).$$

Отже на основі закону зберігання енергії будемо мати

$$\frac{\Delta \Phi(z)}{\Delta z} = -c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (5.136)$$

де  $\Delta \Phi(z) = \Phi(z + \Delta z) - \Phi(z)$ ,

$c_p$  – питома теплоємність при постійному тиску.

Частинна похідна  $\frac{\partial T}{\partial t}$  означає зміну температури за 1 с за рахунок поглинення (випромінювання) теплової інфрачервоної радіації.

Таким чином, швидкість нагрівання (охолодження) шару визначається формулою

$$\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_v = -\frac{g}{c_p \rho} \frac{\Delta \Phi(z)}{\Delta z}. \quad (5.137)$$

Співвідношення (5.137) записано в термінах висоти  $z$ , де

$$\Delta \Phi(z) = F_v^{\uparrow}(z) - F_v^{\downarrow}(z). \quad (5.138)$$

У рівнянні  $F_V^\uparrow(z)$  – висхідний, а  $F_V^\downarrow(z)$  – низхідний спектральний потік радіації. Інтегральний ефект розраховується підсумовуванням спектральних ефектів

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \sum_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_v. \quad (5.139)$$

На рис. 5.14 показані розраховані за допомогою рівняння (5.138) значення інфрачервоного нагрівання (вихолоджування), обумовленого водяною парою, вуглекислим газом, озоном, та сумарне нагрівання (вихолоджування).

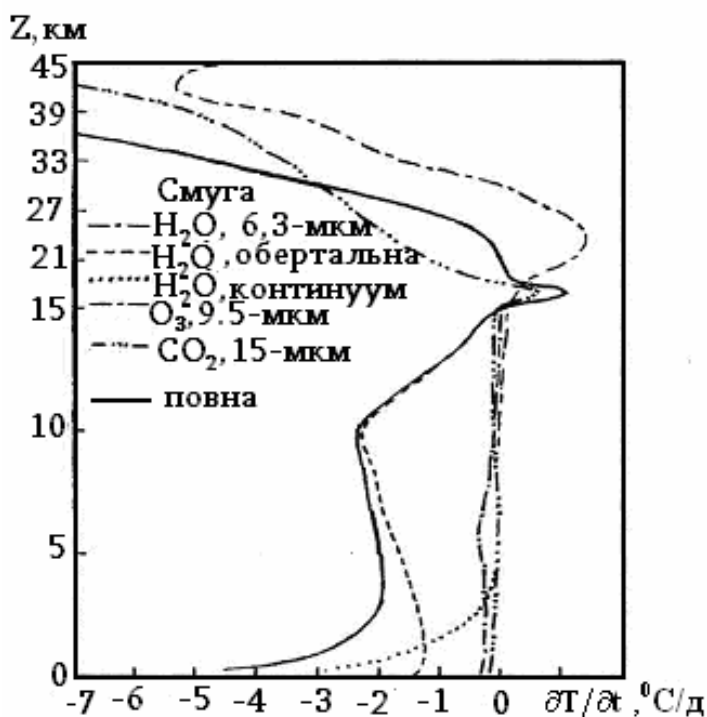


Рисунок 5.14 – Швидкість інфрачервоного нагрівання

У нижньому двокілометровому шарі атмосфери найбільше значення у процесах вихолоджування має *континуум водяної пари*. Це пов'язано з швидким ростом температури та парціального тиску водяної пари при наближенні до земної поверхні. Проте на висоті більше 5 км водяна пара вносить незначний вклад до загальної швидкості вихолоджування. У порівнянні з іншими смугами поглинення внесок обертально-коливальної 6,3 мкм смуги  $\text{H}_2\text{O}$  в загальне радіаційне вихолоджування незначний. Це пояснюється тим, що при характерних для земної атмосфери температурах випромінювання абсолютно чорного тіла має на цих довжинах хвиль лише незначну частину енергії в порівнянні з областями, які зайняті смугами, розташованими ближче до максимуму планківської кривої.

Якщо у нижній тропосфері у вихолоджуванні головну роль відіграє континуум водяної пари, то вихолоджування середньої та верхньої тропосфери обумовлено перш за все поглиненням у обертальній смузі водяної пари. Достатньо сильний ефект нагрівання за рахунок поглинення озonom на висотах 18 - 27 км виникає внаслідок різкого збільшення кількості озону та сильного нагрівання його висхідним випромінюванням. На висоті більше 30 км швидкість радіаційного вихолоджування в 15 мкм смузі CO<sub>2</sub> та 9,3 мкм смузі O<sub>3</sub> починає швидко збільшуватись і все більшу роль відіграє випромінювання у космічний простір.

### 5.7.3 Ефективне випромінювання

#### 5.7.3.1 Ефективне випромінювання земної поверхні

Як було показано, висхідний та низхідний інтегральні потоки теплової інфрачервоної радіації визначаються рівняннями:

$$F^{\uparrow}(m) = B[T_n]P(m) + \int_0^m B[T(u)]dP(m-u), \quad (5.140)$$

$$F^{\downarrow}(m) = \int_{m_0}^m B[T(u)]dP(m-u), \quad (5.141)$$

а ефективний потік – рівнянням (5.135). Знайдемо висхідний потік на земній поверхні ( $m = 0$ ). Він, очевидно, дорівнює

$$F^{\uparrow}(0) = B(T_n)P(0). \quad (5.142)$$

Якщо для функції пропускання прийняти апроксимацію (5.134), то на поверхні ( $m = 0$ ) вона дорівнює

$$P(0) = 0,539 + 0,461 = 1,00. \quad (5.143)$$

Таким чином, висхідний потік теплової інфрачервоної радіації на земній поверхні визначається рівнянням

$$F^{\uparrow}(0) = B[T_n] = B_0. \quad (5.144)$$

Низхідний потік, очевидно, дорівнює

$$F^{\downarrow}(0) = \int_0^{m_0} B[T(u)]dP(u) = B_a. \quad (5.145)$$

Він має назву противипромінювання або зустрічного випромінювання. Треба мати на увазі, що земна поверхня не абсолютно чорне, а сіре тіло. Тому вона поглинає не весь низхідний потік, а лише його частину, яка залежить від значення відносного коефіцієнта поглинення  $\delta$ . За рахунок цього ефективний потік теплової інфрачервоної радіації на земній поверхні, котрий називають ефективним випромінюванням земної поверхні  $B^*$ , визначається таким рівнянням:

$$\Phi(0) = F^{\uparrow}(0) - F^{\downarrow}(0) = B_0 - \delta B_a = B^*. \quad (5.146)$$

Найчастіше температура земної поверхні перевищує температуру атмосфери. Тому  $B_0 > \delta B_a$  та  $B^* > 0$ . Це означає, що, як правило, земна поверхня випромінює радіацію або втрачає внутрішню енергію. Але бувають випадки, коли в приземному шарі атмосфери утворюється інверсія температури. Тоді  $B_0 < \delta B_a$ ,  $B^* < 0$ . Тепло переноситься від атмосфери до земної поверхні. Цей ефект посилюється, якщо повітря над земною поверхнею утримує багато вологи. У цьому випадку збільшується  $B_a$  та зменшується  $B^*$ . В табл. 5.12 наводиться приклад залежності ефективного випромінювання земної поверхні від парціального тиску водяної пари.

Таблиця 5.12 – Ефективне випромінювання земної поверхні при різних значеннях парціального тиску водяної пари

$e$ , гПа	6,0	10,7	15,7
$B^*$ , кВт/м <sup>2</sup>	0,13	0,12	0,11

Розрахунки противипромінювання атмосфери, як свідчить формула (5.144), потребують інформації про розподіл по висотах температури та вологості повітря. Проте такі дані не завжди є у наявності. Крім того, числове інтегрування пов'язане з громіздкими розрахунками. Тому на практиці часто використовують емпіричні формули.

Припустимо, температура повітря на висоті  $z_1$  дорівнює  $T_1$ . Тоді на основі закону Стефана – Больцмана маємо

$$B_0 = \delta_a \sigma T_1^4. \quad (5.147)$$

Відносний коефіцієнт поглинення атмосфери  $\delta_a$  залежить від вологості повітря та хмарності. При збільшенні вологості та кількості хмар  $\delta_a$  збільшується. Цій коефіцієнт  $\delta_a$  можна апроксимувати експериментальною формулою

$$\delta_a = A_1 - D \cdot 10^{-C e_1}, \quad (5.148)$$

де  $e_1$  в показнику степеня є парціальний тиск водяної пари на висоті  $z_1$ , а  $A_1$ ,  $D$ ,  $C$  – емпіричні коефіцієнти. Тоді

$$1 - \delta_a = 1 - A_1 + D \cdot 10^{-C e_1} = A + D \cdot 10^{-C e_1}. \quad (5.149)$$

Якщо підставити формули (5.148) в (5.146), то будемо мати

$$B^* = \delta \sigma T_1^4 \left( A + D \cdot 10^{-C e_1} \right) + \delta \Delta B^*, \quad (5.150)$$

в якій

$$\Delta B^* = 4 \sigma T_1^3 \Delta T \quad (5.151)$$

поправка на різницю температур між атмосферою та земною поверхнею. Формула (5.150) називається *формулою Ангстрема*. (Вона одержана шведським вченим А.Ангстремом). За даними Больцмана та Фалькенберга безрозмірні коефіцієнти  $A$ ,  $C$ ,  $D$  мають такі значення:

$$A = 0,180; \quad D = 0,250; \quad C = 0,95 \text{ гПа}^{-1} \quad (\text{якщо } e_1 \text{ в гПа}).$$

Поряд з формулою Ангстрема значного поширення набула емпірична формула англійського вченого Д. Брента для противипромінювання атмосфери

$$B_a = \sigma T_1^4 \left( a_1 + e_1 \sqrt{e_1} \right), \quad (5.152)$$

в ній  $a = 0,526$ ,  $e_1 = 0,065 \text{ гПа}^{-\frac{1}{2}}$  (якщо  $e_1$  в гПа).

### 5.7.3.2 Вплив хмарності на зустрічне та ефективне випромінювання

Дуже великий вплив на зустрічне та ефективне випромінювання має хмарність. Збільшення кількості та вертикальної товщини хмар приводить до збільшення зустрічного випромінювання та зменшення ефективного випромінювання земної поверхні.

За даними спостережень у Одесі ефективне випромінювання залежить від форми хмар таким чином:

хмарність	ясно	Ci	Ac	хмари нижнього ярусу
$B^*$ , кВт/м <sup>2</sup>	0,103	0,086	0,030	0,029

Ефективне випромінювання суттєво залежить від кількості хмар  $n$ :

$n$ , бали	0	1	2-4	5-6	7	8	9	10
$B^*$ , кВт/м <sup>2</sup>	0,100	0,098	0,092	0,073	0,063	0,058	0,032	0,015

Теоретичне обчислювання впливу хмарності на ефективне випромінювання завдає великих труднощів. Використання навіть апроксимаційних формул для функції пропускання, наприклад, при обчислюванні низхідних потоків, потребує виконання числового інтегрування з урахуванням стратифікації температури та вологості повітря. Проте можна використовувати з цією метою приблизні співвідношення.

Хмару товщиною у декілька сотень метрів практично можна розглядати як абсолютно чорне тіло. Вона поглинає всю падаючу інфрачервону радіацію. Тільки біля нижньої та верхньої меж розташовуються шари, котрі за своїми властивостями випромінювання та поглинення відрізняються від абсолютно чорного тіла. Проте товщина цих шарів для хмар нижнього та середнього ярусів дорівнює декільком десяткам метрів.

Розглянемо, перш за все, випадок повного покриття неба хмарами (10 балів). Зустрічний потік інфрачервоної радіації  $B_k$  від хмари в напрямку до земної поверхні на рівні нижньої межі хмари, яка має температуру  $T_k$ , визначається таким чином:

$$B_k = \sigma T_k^4. \quad (5.153)$$

З цього потоку частина

$$B'_a = \delta_a \sigma T_k^4 \quad (5.154)$$

поглинається в шарі атмосфери між нижньою межею хмари та земною поверхнею. Цей шар в напрямку земної поверхні також випромінює кількість інфрачервоної радіації

$$B_a = \delta_a \sigma T_1^4. \quad (5.155)$$

Таким чином, ефективне випромінювання земної поверхні при 10-бальній хмарності можна записати у формі

$$\begin{aligned} B^* &= \delta \sigma T_0^4 - \delta \delta_a \sigma T_1^4 - \delta \left( \sigma T_k^4 - \delta_a \sigma T_k^4 \right) = \\ &= \delta \sigma T_0^4 - \delta \delta_a \sigma T_1^4 - \delta (1 - \delta_a) \sigma T_k^4. \end{aligned} \quad (5.156)$$

У формулі (5.156)  $(1-\delta)\sigma T_k^4$  – частина інфрачервоного випромінювання хмар, яка доходить до земної поверхні. Якщо припустити, що  $T_0 = T_1$ , то

$$\begin{aligned} B^* &= \delta\sigma T_1^4(1-\delta_a) + \delta\sigma T_k^4(1-\delta_a) = \\ &= \delta\sigma(1-\delta_a)T_1^4 \left[ 1 - \left( \frac{T_k}{T_1} \right)^4 \right] = B_0^* \left[ 1 - \left( \frac{T_k}{T_1} \right)^4 \right]. \end{aligned} \quad (5.157)$$

Припущення, що при 10-бальній хмарності  $\Delta T = T_0 - T = 0$ , не приводить до великих помилок, тому що поправка  $\Delta B^*$  нехтовно мала. Значно більшу похибку при розрахунках ефективного випромінювання за формулою (5.157) дає припущення щодо постійності відносного коефіцієнта поглинення між нижньою межею хмар та земною поверхнею  $\delta_a$ . Деяка підстава для цього, проте, існує. В разі хмар нижнього ярусу масова частка водяної пари практично не змінюється з висотою від земної поверхні до нижньої межі хмари. Але в загальному випадку, особливо коли спостерігаються хмари середнього та верхнього ярусів, масова частка водяної пари, а разом з цим й коефіцієнт поглинення, змінюється з висотою. При суцільній хмарності вертикальний градієнт температури  $\gamma$ , як показують спостереження, не змінюється з висотою у шарі від земної поверхні до нижньої межі хмар  $z_k$ . Таким чином, температуру нижньої межі хмар можна записати у вигляді

$$T_k = T_1 - \gamma z_k. \quad (5.158)$$

Тоді різниця температур земної поверхні та нижньої межі хмар дорівнює

$$\Delta T_k = T_1 - T_k = \gamma z_k. \quad (5.159)$$

Крім того, можна записати

$$T_k = T_1 - \Delta T_k. \quad (5.160)$$

Знайдемо величину

$$\left( \frac{T_k}{T_1} \right)^4 = \left( \frac{T_1 - \Delta T_k}{T_1} \right)^4 = \left( 1 - \frac{\Delta T_k}{T_1} \right)^4. \quad (5.161)$$

Другий член у дужках має порядок  $10^{-2}$ . Тому при розкладанні (5.161) за степенями можна обмежуватися лише першими двома членами. За цих умов рівняння (5.157) набуває вигляду

$$B^* = B_0^* \left[ 1 - \left( 1 - \frac{4\Delta T_k}{T_1} \right) \right] = B_0^* \frac{4\Delta T_k}{T_1} = \frac{4B_0^*}{T_1} \gamma z_k. \quad (5.162)$$

Оскільки

$$B_0^* = \left( A + D \cdot 10^{-ce_1} \right) \delta \sigma T_1^4, \quad (5.163)$$

маємо

$$B_0^* = 4\delta \sigma T_1^3 \left( A + D \cdot 10^{-ce_1} \right) \gamma z_k. \quad (5.164)$$

Таким чином, ефективне випромінювання тим більше, чим вище розташовується нижня межа хмар. Крім того, коли в підхмарному шарі спостерігається інверсія температури ( $\gamma > 0$ ), ефективне випромінювання має знак мінус. Це означає, що земна поверхня одержує тепло.

Формула (5.164) дає можливість розрахувати ефективне випромінювання при суцільній хмарності. Вплив кількості хмар  $n$  на ефективне випромінювання можна врахувати за допомогою множника  $(1 - \bar{c}n)$ , у якому  $\bar{c}$  – емпіричний коефіцієнт. Якщо треба врахувати вплив хмар різних ярусів, то використовують формулу

$$B^* = B_0^* \left[ 1 - (c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H) \right], \quad (5.165)$$

де  $n_L, n_M, n_H$  – кількість хмар (у частках одиниці) нижнього (St, Sc, Ns, Cu, Cb), середнього (As, As) та верхнього (Ci, Cs, Cc) ярусів;  $c_L, c_M, c_H$  – емпіричні коефіцієнти. Як показали виміри,  $c_H = 0,2 - 0,3$ ,  $c_M = 0,6 - 0,8$  й  $c_L = 0,8 - 1,0$ . Якщо обчислити  $\bar{c}$  як середнє зважене від коефіцієнтів  $c_L, c_M, c_H$

$$\bar{c} = \frac{c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H}{n}, \quad (5.166)$$

де  $n$  – загальна кількість хмар,  
то формулою

$$B^* = B_0^* (1 - \bar{c}n) \quad (5.167)$$

можна користуватися, коли відсутня інформація про кількість хмар усіх ярусів. Середні значення коефіцієнтів  $c_L, c_M, c_H$  й  $\bar{c}$  наводяться у таблиці 5.13.



Таблиця 5.13 – Середні значення емпіричних коефіцієнтів

Широта	Півріччя	Коефіцієнт			
		$c_L$	$c_M$	$c_H$	$\bar{c}$
>60	холодне	0,90	0,77	0,28	0,82
	тепле	0,86	0,72	0,27	0,80
60-50	холодне	0,86	0,74	0,27	0,77
	тепле	0,80	0,67	0,24	0,70
50-40	холодне	0,82	0,69	0,24	0,71
	тепле	0,78	0,65	0,19	0,69

К.С. Шифріним одержана формула, яка розраховує ефективне випромінювання земної поверхні при тумані. Вона має такий вигляд

$$B^* = B_0^* (1 - 6,4 \cdot 10^{-2} \theta_w h). \quad (5.168)$$

У формулі  $B_0^*$  – ефективне випромінювання при відсутності туману,  $\theta_w$  – водність туману ( $\text{г/м}^3$ ),  $h$  – товщина туману (м). Слід мати на увазі, що ефективне випромінювання є різниця відносно великих величин  $B_0$  й  $B_a$ . Випромінювання земної поверхні дорівнює, приблизно,  $0,3 \dots 0,4 \text{ кВт/м}^2$ , зустрічне випромінювання атмосфери  $0,2 \dots 0,3$ , а ефективне випромінювання  $0,06 \dots 0,14 \text{ кВт/м}^2$ .

Ефективне випромінювання та його складові мають достатньо добре визначений добовий та річний хід. Найбільше проявляється добовий хід випромінювання земної поверхні  $B_0$ . Потік  $B_0$  мало відрізняється від випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі земної поверхні. Тому при збільшенні температури (у добовому чи річному ході) збільшується й  $B_0$ , а разом з ним і потік ефективного випромінювання  $B^*$ , оскільки  $\delta B_a$  у формулі для  $B^*$  змінюється протягом доби чи року значно меншою мірою, ніж  $B_0$ .

Великий вплив на добовий та річний хід ефективного випромінювання має хмарність. У табл. 5.14 наводяться дані щодо річного ходу ефективного випромінювання для трьох пунктів при безхмарному й хмарному небі.

Найбільші значення ефективного випромінювання при безхмарному небі спостерігаються у літні місяці, коли температура земної поверхні досягає максимуму.

Таблиця 5.14 – Річний хід ефективного випромінювання (Вт/м<sup>2</sup>)

Пункт	Стан неба	Місяці				Рік
		I	IV	VIII	X	
Якутськ	хмарно	65,0	62,4	54,2	54,2	56,5
	ясно	86,7	86,4	91,4	92,9	80,9
	хмарно	31,0	60,8	65,0	37,2	46,9
Павлівськ	ясно	69,7	108,8	100,6	83,2	87,8
Ташкент	хмарно	49,5	72,0	102,4	83,6	77,4
	ясно	72,8	102,0	108,4	97,5	98,8

Проте простий річний хід ефективного випромінювання (з одним максимумом і одним мінімумом) не спостерігається, що пояснюється впливом розподілу температури та вологості повітря по висоті на випромінювання атмосфери. Ефективне випромінювання та амплітуда його добового та річного ходу при хмарності зменшується. Загальна тенденція до збільшення ефективного випромінювання у місяці літа в порівнянні з місяцями зими спостерігається і при хмарах, проте, річний хід ефективного випромінювання в присутності хмар значно складніший, ніж при їх відсутності.

## 5.8 Радіаційний баланс земної поверхні та атмосфери

### 5.8.1 Радіаційний баланс земної поверхні

Вище були проаналізовані всі можливі потоки променистої енергії: сонячна енергія або короткохвильова сонячна радіація, яка приходить на земну поверхню, ефективне випромінювання земної поверхні. Останнє відноситься до теплової інфрачервоної радіації.

Сонячна радіація надходить на земну поверхню у вигляді прямої та розсіяної радіації. Під *прямою радіацією*, як зазначалося вище, розуміють радіацію в формі пучка паралельних променів. Потік прямої радіації  $F'$  залежить від випромінювальної здатності Сонця  $I_0^*$ , відстані між Сонцем і Землею, висоти Сонця над горизонтом, стану атмосфери. Розсіяна радіація виникає за рахунок ефектів розсіювання сонячної енергії молекулами повітря та аерозолем. Кількість розсіяної сонячної радіації, яка надходить на одиницю горизонтальної поверхні за одиницю часу, називається *потокм розсіяної радіації* ( $f$ ). Він теж залежить від висоти Сонця, прозорості атмосфери, хмарності. Сума потоків прямої  $F'$  та розсіяної  $f$  радіації називається *сумарною радіацією*  $S$ , тобто  $S = F' + f$ .

Звичайно, не вся сумарна радіація, що надходить до земної поверхні, поглинається. Частина її відбивається. Кількість відбитої радіації залежить від відбивної здатності поверхні, яка носить назву *альbedo* ( $r$ ). Якщо відбивається  $r$ -та частина сонячної радіації, то поглинається  $(1-r)$  її частина. Отже земна поверхня поглинає  $(1-r) F'$  частину прямої та  $f(1-r)$  частину розсіяної радіації, інакше кажучи  $(1-r)S$  – сумарної радіації. Окрім того, земною поверхнею поглинається  $\delta B_a$  зустрічного випромінювання атмосфери й випромінюється теплова інфрачервона радіація  $B_0$ . Таким чином, баланс радіації  $R$  на земній поверхні дорівнює

$$R = F'(1-r) + f(1-r) + \delta B_a - B_0. \quad (5.169)$$

Останні два члени є ефективне випромінювання. Кількість хвильової енергії, яка поглинається земною поверхнею, називається радіаційним балансом.

$$R = S(1-r) - B^*. \quad (5.170)$$

Перший член рівняння (5.170) називають короткохвильовим балансом  $R_k$ , а другий, взятий з оберненим знаком, довгохвильовим балансом  $R_g = -B^*$ . Отже, формулу для радіаційного балансу можна переписати так:

$$R = R_k + R_g. \quad (5.171)$$

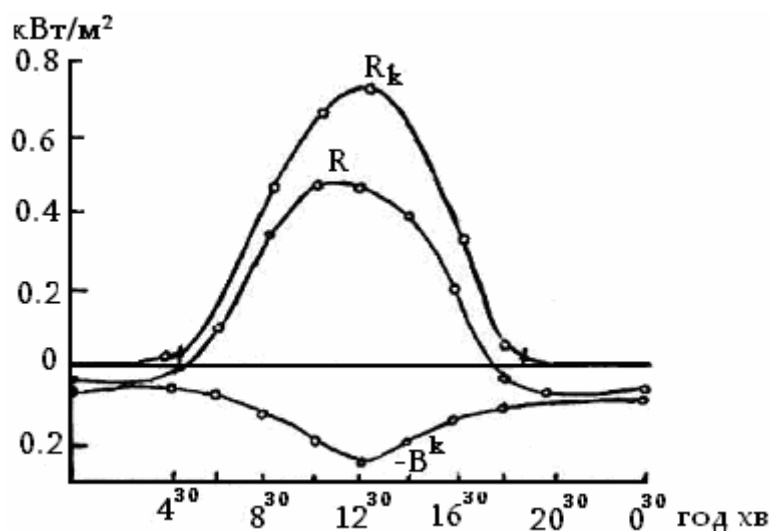


Рисунок 5.15 – Добовий хід радіаційного балансу  $R$  і його короткохвильової  $R_k$  та довгохвильової  $R_g$  складових. Південна частина Казахстану, липень 1952 р.

Добовий хід радіаційного балансу, його короткохвильової й довгохвильової складових за даними спостережень в напівпустельний місцевості представлені на рис. 5.15.

Як видно, радіаційний баланс літом вночі від'ємний, вдень додатний. Перехід радіаційного балансу через нуль від від'ємних значень до додатних та обертання його добового ходу відбувається при висоті Сонця  $10-15^{\circ}$ . Протягом ночі за відсутності хмар або при постійній їх кількості радіаційний баланс практично не змінюється. Треба мати на увазі, що з моментами переходу радіаційного балансу через нуль збігається час утворення (ввечері) та руйнування (вранці) приземних інверсій температури.

Річний хід радіаційного балансу для деяких пунктів, розташованих на різних широтах, наводиться у табл. 5.15.

Таблиця 5.15 – Річний хід радіаційного балансу  $R$  (Вт/м<sup>2</sup>)

Пункт	Місяць				Рік
	I	III	VII	X	
Тбілісі	1,6	100,2	156,4	156,4	74,6
Санкт-Петербург	-29,7	69,5	103,2	-1,6	31,4
Якутськ	-37,5	27,5	115,7	-15,6	22,3
о. Діксон	-37,5	-8,1	115,7	-28,2	8,4

Вона показує, що радіаційний баланс у низьких широтах додатний практично протягом усього року, в середніх широтах – протягом 6 - 8 місяців, в високих широтах протягом 4 - 5 місяців. Середні за рік значення радіаційного балансу додатні навіть у тих районах Арктики, де підстильна поверхня не покрита снігом або льодом протягом 2 – 3 місяців. Цей факт можна пояснити тим, що в Арктиці абсолютні значення радіаційного балансу влітку значно більші ніж зимою і мало відрізняються від тих, які спостерігаються в середніх широтах. Протягом полярної ночі радіаційний баланс дорівнює ефективному випромінюванню з оберненим знаком і мало змінюється.

Табл. 5.16 демонструє значення радіаційного балансу в різних широтних зонах над сушею та океанічною поверхнею (за М.І. Будиком). Вона показує, що на одній і тій же широті радіаційний баланс поверхні океану більший, ніж поверхні суші. Це пояснюється тим, що альbedo води у середньому менше ніж суші. Деяку роль відіграє той факт, що температура поверхні води в середньому нижче ніж поверхні суші. Тому поверхня води випромінює менше ніж поверхня суші.

Таблиця 5.16 – Середній за рік радіаційний баланс поверхні суші та океанів в різних широтах  $R$  (Вт/м<sup>2</sup>)

$\varphi^0$ півн.	Океан	Суша	Середній	$\varphi^0$ півд.	Океан	Суша	Середній
70-60	30	26	28	0-10	153	96	139
60-50	38	40	40	10-20	150	97	138
50-40	68	60	64	20-30	134	93	125
40-30	110	80	97	30-40	109	82	106
30-20	150	92	127	40-50	76	54	74
20-10	158	94	141	50-60	37	41	37
				Земля в цілому	109	65	96

Крім висоти Сонця та альбедо, на радіаційний баланс дуже впливають хмари. Вдень при додатному радіаційному балансі поява хмар приводить до зменшення сумарної радіації та ефективного випромінювання. Проте зменшення сумарної радіації відбувається значно більше ніж ефективного випромінювання.

Таким чином, при утворенні хмар радіаційний баланс зменшується. При від'ємному радіаційному балансі (вночі та взимку) утворення хмар супроводжується зменшенням ефективного випромінювання та разом з цим і абсолютної величини радіаційного балансу.

### 5.8.2 Радіаційний баланс атмосфери та системи земна поверхня – атмосфера

Для визначення радіаційного балансу атмосфери треба підрахувати ту радіацію, яку атмосфера поглинає, й ту, яку вона випромінює. До приходної частини радіаційного балансу атмосфери  $R_A$  входить поглинуте атмосферою випромінювання земної поверхні  $U_n$  та поглинута нею пряма і розсіяна сонячна радіація  $Q_n$ . Втрачає атмосфера тепло за рахунок випромінювання в напрямку до земної поверхні  $\delta B_a$  та у космічний простір  $B_\infty$ .

Таким чином,

$$R_A = U_n + Q_n - \delta B_a - B_\infty. \quad (5.172)$$

Якщо позначити функцію пропускання атмосфери для довгохвильової радіації через  $P$ , то

$$U_n = (1 - P) B_0, \quad (5.173)$$

де  $B_0$  – випромінювання земної поверхні. Якщо підставити (5.173) в рівняння (5.172), то будемо мати:

$$R_A = B_0 - PB_0 - \delta B_a + Q_n - B_\infty. \quad (5.174)$$

Проте  $B_0 - \delta B_a = B^*$  – ефективне випромінювання земної поверхні, а  $PB_0 + B_\infty = U_\infty$  – випромінювання, що йде у світовий простір (зникаюче випромінювання). Тоді для радіаційного балансу атмосфери маємо таку формулу:

$$R_A = B^* + Q_n - U_\infty. \quad (5.175)$$

Розрахунки за допомогою цієї формули показують, що радіаційний баланс на всіх широтах у середньому за рік від’ємний. Для північної півкулі змінювання радіаційного балансу атмосфери з широтою характеризується – такими даними:

$\varphi^0$	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70
$R_A, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	-101	-110	-109	-92	-80	-80	-93

Під радіаційним балансом системи земна поверхня – атмосфера розуміють баланс променистої енергії у вертикальному стовпі одиничного перерізу, що включає діяльний шар ґрунту (або води) та всю атмосферу. Приходна частина радіаційного балансу системи земля – атмосфера складається з поглиненої земною поверхнею та атмосферою прямої та розсіяної радіації, витратна частина – зі зникаючого випромінювання  $U_\infty$ . Таким чином,

$$R_s = (F' + f)(1 - r) + Q_n - U_\infty. \quad (5.176)$$

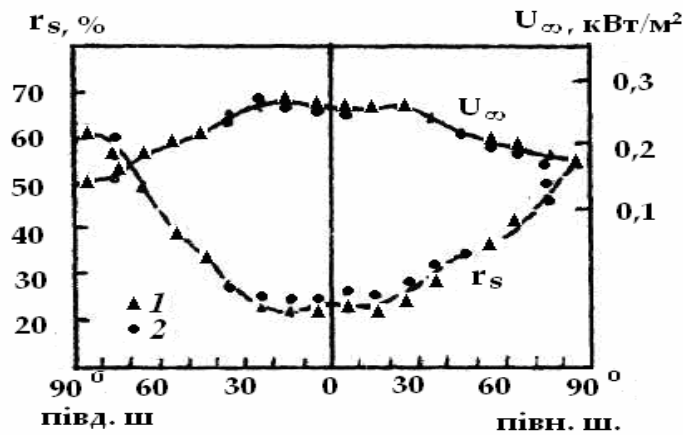
Формулу (5.176) можна записати ще й так:

$$R_s = F_0(1 - r_3) - U_\infty, \quad (5.177)$$

де  $F_0$  – потік прямої сонячної радіації (на горизонтальну поверхню) на верхній межі атмосфери,

$r_3$  – альбедо Землі як планети.

На рис. 5.16 показано середнє за рік зональне значення зникаючого випромінювання та альбедо Землі  $r_3$  за вимірюваннями з штучного супутника Землі у 1962 - 1970 роках.



1 – океани; 2 – материки

Рисунок 5.16 – Середні за рік зональні значення зникаючого випромінювання  $U_{\infty}$  і альbedo Землі  $r_s$  за вимірюваннями з ШСЗ у 1962 – 1970 рр.

Радіаційний баланс системи поверхня Землі - атмосфера може бути як додатний, так й від'ємний. В річному ході він у помірних широтах додатний протягом місяців літа та від'ємний в інші місяці року.

У зоні від 10 - 15° півн. ш до 10 - 15° півд. ш радіаційний баланс системи додатний протягом усього року. Він додатний у середньому за рік у поясі від екватора до 35° – 40° в обох півкулях і від'ємний у більш високих широтах. У табл. 5.17 наводяться дані про радіаційний баланс системи та його частини – поглинення та випромінювання, альbedo Землі як планети та зникаюче випромінювання, які вимірювалися на штучних супутниках Землі.

У середньому за рік радіаційний баланс  $R_s$  додатний у зоні від екватора до широти 35° у північній півкулі та біля 40° в південній півкулі. Всюди в цій зоні радіаційний баланс над поверхнею океану більший у порівнянні з радіаційним балансом над поверхнею суші. Це обумовлюється впливом альbedo, яке у тропічній зоні над океаном менше ніж над сушею (при великій висоті Сонця альbedo поверхні води мале). Зникаюче випромінювання відносно мало залежить від широти. Воно, крім того, практично однакове над океаном і сушею у всіх широтних зонах. Як вже відзначалося, поза тропічною та субтропічною зонами радіаційний баланс системи земна поверхня-атмосфера за рік від'ємний, при цьому у Арктиці абсолютне значення його на 10 - 15 Вт/м² більше ніж в Антарктиці.

Таблиця 5.17 – Осереднені за рік і по широтних зонах значення альбе-  
до ( $r_3$ ), радіаційного балансу ( $R_s$ ) системи земна по-  
верхня – атмосфера та його складові (Вт/м)

Широта $\varphi^0$	$r_3$ %	$F_0(1-r_3)$	$U_\infty$	$R_s$
1	2	3	4	5
90-80 півн.	58,9	71,5	174,7	-103,2
70-60	45,2	117,0	189,1	-72,1
50-40	35,7	197,4	218,3	-20,9
30-20	27,2	276,7	258,5	18,2
10-0	25,4	308,9	250,0	58,9
0-10 півд.	24,1	314,3	258,2	56,1
20-30	25,1	284,7	262,7	22,0
40-50	35,8	197,1	224,4	-27,3
60-70	51,3	104,0	189,6	-85,6
80-90	61,7	66,6	154,3	-87,7
Північна півкуля	28,7	240,8	242,2	-1,4
Південна півкуля	28,0	247,8	240,8	7,0
Земля у цілому	28,4	241,5	241,5	0,0

Радіаційний баланс  $R_s$ , як і його складові, у кожній широтній зоні мають добре визначений річний хід. Амплітуда річного ходу  $R_s$  різко збільшується при збільшенні широти. Влітку радіаційний баланс додатний практично на всіх широтах, восени він додатний тільки до широти  $23^0$ . Над рештою півкулі радіаційний баланс  $R_s$  менше від нуля. Взимку додатні значення  $R_s$  спостерігаються до широти близько  $15^0$ , в той час, коли весною зона з додатними значеннями його поширюється до широти  $55^0$ . Радіаційний баланс системи  $R_s$  на даній широті змінюється в широких межах на протязі року. Максимальна амплітуда річного ходу  $R_s$  спостерігається у субтропіках та помірних широтах. В північній півкулі, наприклад, на широті  $15 \div 25^0$  баланс  $R_s$  змінюється від  $75 \div 80^0$  Вт/м<sup>2</sup> у липні-серпні до  $-25 \div -50$  Вт/м<sup>2</sup> у січні; на широті  $55 \div 60^0$  – від  $50$  Вт/м<sup>2</sup> у липні до  $-125$  Вт/м<sup>2</sup> у січні; максимальне середнє за місяць значення  $R_s$  дорівнює  $81$  Вт/м (на широті  $15^0$  в червні), максимальне ( $-169$  Вт/м<sup>2</sup>) поблизу полюса в грудні-січні. У південній півкулі діапазон коливань середньомісячних значень  $R_s$



ще більший: від  $113 \text{ Вт/м}^2$  (на широті  $25^\circ$  у грудні-січні) до  $-185 \text{ Вт/м}^2$  (на широті  $65 - 70^\circ$  у червні). Значний вклад у збільшення амплітуди річних коливань  $R_s$  у південній півкулі в порівнянні з північною півкулею вносить ефект ексцентриситету орбіти Землі (під його впливом потік сонячної радіації на верхній межі атмосфери в грудні – січні на 7% більше ніж у червні – серпні).

Для Землі у цілому радіаційний баланс системи  $R_s$  досягає максимуму ( $16 \text{ Вт/м}^2$ ) в березні й мінімуму ( $-14 \text{ Вт/м}^2$ ) у червні.

### Контрольні запитання

1. Дайте визначення спектральному і інтегральному потоку радіації.
2. Яка різниця між потоком та інтенсивністю радіації?
3. Яке випромінювання називається ізотропним?
4. Дайте визначення відносних коефіцієнтів поглинання, пропускання та відбиття.
5. Яке тіло називають абсолютно чорним?
6. Що таке функція поглинання та пропускання?
7. Дайте визначення масового та лінійного показників поглинання; який фізичний сенс вони мають?
8. Сформулюйте закон Кірхгофа.
9. Сформулюйте закон Планка.
10. Сформулюйте закони Віна.
11. Сформулюйте закон Стефана-Больцмана.
12. Дайте визначення сонячної сталої. Чому вона дорівнює?
13. З яких діапазонів довжин хвиль складається короткохвильове сонячне випромінювання?
14. Що таке інсоляція, від чого вона залежить і як добова інсоляція розподіляється протягом року у залежності від широти?
15. За яким законом відбувається поглинання сонячної радіації в атмосфері?
16. Що таке оптична товщина та оптична маса атмосфери?
17. Що таке фактор мутності?

18. Яку радіацію називають прямою сонячною радіацією?
19. Які атмосферні гази у найбільшій мірі поглинають сонячну радіацію?
20. Яке розсіювання називають релєївським?
21. Як інтенсивність розсіяної радіації залежить від довжини хвилі?
22. Яке розсіювання називають аерозольним, якими основними властивостями воно характеризується?
23. Що таке сумарна сонячна радіація?
24. З яких діапазонів складаються смуги поглинання теплової інфрачервоної радіації?
25. Які атмосферні гази є основними поглиначами теплової інфрачервоної радіації?
26. Дайте визначення ефективного випромінювання.
27. Що таке радіаційний баланс підстильної поверхні?
28. З яких компонентів складається радіаційний баланс атмосфери і системи земна поверхня – атмосфера?

## VI ТЕРМОДИНАМІКА АТМОСФЕРИ

### 6.1 Термодинамічні процеси в сухій атмосфері

#### 6.1.1 Перший принцип термодинаміки

Зміни характеристик стану атмосфери у багатьох випадках обумовлені термодинамічними процесами, які відбуваються в атмосфері. Такі фізичні процеси в атмосфері, як нагрівання і охолодження повітря, поглинання сонячної енергії, конденсація водяної пари, випаровування неможливо з'ясувати без залучення понять термодинаміки. Тому в метеорології вже давно сформувався окремий науковий розділ – термодинаміка атмосфери.

Термодинаміка атмосфери найбільш широко використовує висновки, що впливають із першого принципу термодинаміки. Цей принцип відповідає закону збереження енергії: неможливо виникнення або знищення енергії, можливим є лише перехід одних видів енергії в інші.

Цей закон, якщо мати на увазі кількісне його формулювання, відображається рівнянням першого принципу термодинаміки або рівнянням припливу тепла.

Позначимо через  $p_i$ ,  $T_i$ ,  $\rho_i$  характеристики стану частинки повітря (тиск, абсолютна температура та густина, відповідно), а через  $p_e$ ,  $T_e$ ,  $\rho_e$  – характеристики стану повітря, що оточує частинку. Як ми пам'ятаємо, густина повітря пов'язана з питомим об'ємом співвідношенням  $\rho = \frac{1}{V}$ . Будемо вважати, що в атмосфері здійснюється квазістатична умова:  $p_i = p_e = p$ . Вона означає, що тиск усередині частинки дорівнює тиску в оточуючому повітрі.

Позначимо кількість тепла, яке надається частинці, через  $dq$ , а збільшення внутрішньої енергії частинки, що відбувається при цьому, через  $du_i$ . Внаслідок збільшення внутрішньої енергії частинка виконує роботу проти сил тиску, збільшуючи свій об'єм. Позначимо цю роботу через  $dw_i$ . Тоді відповідно до першого принципу термодинаміки маємо:

$$dq = du_i + dw_i. \quad (6.1)$$

Сухе та чисте повітря, як вже відзначалося, має властивості ідеального газу. Тому

$$du_i = c_v dT_i, \quad (6.2)$$

а робота, що витрачається на збільшення об'єму частинки,

$$dw_i = p dV_i. \quad (6.3)$$

У рівнянні (6.2)  $c_v$  – питома теплоємність при постійному об’ємі ( $c_v = 718 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ). Як відомо, *теплоємність* – це кількість тепла, яке треба витратити, щоб збільшити температуру тіла на 1К. Питома теплоємність повітря – це теплоємність одиниці маси повітря.

Підставимо визначення  $du_i$  та  $dw_i$  з рівнянь (6.2) і (6.3) до рівняння (6.1). Будемо мати

$$dq = c_v dT_i + p dV_i. \quad (6.4)$$

Перетворимо це рівняння за допомогою рівняння стану

$$pV_i = R_c T_i. \quad (6.5)$$

Очевидно,

$$p dV_i = R_c dT_i - V_i dp. \quad (6.6)$$

Якщо застосувати рівняння (6.6) до (6.4), то прийдемо до такого вигляду рівняння першого принципу термодинаміки:

$$dq = (c_v + R_c) dT_i - V_i dp. \quad (6.7)$$

Будемо вважати, що процес відбувається при незмінному атмосферному тиску ( $dp = 0$ ). Тоді приплив тепла приводить лише до зміни температури частинки, тобто

$$dq = c_p dT_i, \quad (6.8)$$

де  $c_p$  – питома теплоємність при  $p = \text{const}$  ( $c_p = 1006 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ).

При цих умовах рівняння (6.7) і (6.8) дають

$$c_p = c_v + R_c. \quad (6.9)$$

Формула (6.9) має назву *формули Майєра*. Перейдемо у формулі (6.7) від питомого об’єму  $V_i$  до густини повітря у частинці  $\rho_i$ , а від густини – до температури і тиску за рівнянням стану. Тоді за допомогою формули Майєра отримаємо

$$dq = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (6.10)$$

Рівняння (6.4), (6.7) та (6.10) виражають в різній формі *рівняння припливу тепла*. Як і у рівнянні (6.1), перші члени правої частини рівняння

припливу тепла характеризують зміну внутрішньої енергії частинки атмосферного повітря, а другі члени – роботу проти сил тиску, що витрачається на об'ємне розширення.

З рівняння (6.10) можна одержати, що

$$dT_i = \frac{dq}{c_p} + \frac{R_c T_i}{c_p} \frac{dp}{p},$$

тобто зміна температури частинки може відбуватися як за рахунок припливу тепла – отримання (віддачі) деякої кількості тепла  $dq$ , так і за рахунок зміни зовнішнього тиску  $dp$ .

### 6.1.2 Політропічний процес

Зміна внутрішнього стану частинки може здійснюватися різними шляхами. Найбільш важливими для метеорології є два процеси: *адіабатичний*, при якому приплив тепла  $dq$  дорівнюється нулю, і *політропічний*, при якому приплив тепла  $dq$  пропорційний приросту температури  $dT_i$ .

Будемо вважати, що тепло, яке надається тілу, витрачається тільки на зміну його температури. Тоді

$$dq = c dT_i, \quad (6.11)$$

де  $c$  – політропічна питома теплоємність.

Підставимо формулу (6.11) у рівняння (6.10). Будемо мати

$$(c_p - c) \frac{dT_i}{T_i} = R_c \frac{dp}{p}. \quad (6.12)$$

Проінтегруємо рівняння (6.12) від початкового стану  $(p_0, T_{i0}, \rho_{i0})$  до деякого стану  $(p_1, T_{i1}, \rho_{i1})$ . Отримаємо, очевидно,

$$\frac{T_{i1}}{T_{i0}} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p - c}} \quad (6.13)$$

або, якщо від температури за допомогою рівняння стану перейти до питомого об'єму,

$$\frac{V_{i1}}{V_{i0}} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p - c} - 1}. \quad (6.14)$$

Застосуємо тепер формулу Майєра. Тоді після простих перетворень отримаємо рівняння політропи

$$p_0 V_{i0}^k = p_i V_{i1}^k = \dots = p_i V_i^k = \text{const}, \quad (6.15)$$

де

$$k = \frac{c_p - c}{c_v - c} \quad (6.16)$$

показник політропи.

Якщо параметру  $c$  надавати різні значення, то можна описати різні термодинамічні процеси. Найбільш важливими виявляються такі окремі випадки:

а)  $c = c_p$ . Це означає, що процес відбувається при  $p = \text{const}$ . Показник політропи при цьому має значення  $k = 0$  і кількість тепла, що надається, приводить до зміни внутрішньої енергії об'єму

$$dq = c_p dT_i. \quad (6.17)$$

Залежність між питомим об'ємом і температурою повітря у цьому разі визначається першим законом Гей - Люссака

$$\frac{V}{T} = \text{const}. \quad (6.18)$$

б)  $c = \infty$ . Граничний перехід за правилом Лопітала дає  $k = 1$ . У цьому випадку рівняння політропи має вигляд  $pV = \text{const}$  (закон Бойля - Маріотта), звідки випливає  $T = \text{const}$ . Такий процес називається ізотермічним. При ізотермічному процесі  $dT_i = 0$  і тепло, що надається об'єму повітря, витрачається на об'ємне розширення

$$dq = p dV_i. \quad (6.19)$$

в)  $c = c_v$ . Процес відбувається при  $V = \text{const}$  ( $K = \infty$ ) і кількість тепла пропорційна  $dT_i$

$$dq = c_v dT_i. \quad (6.20)$$

Це ізохоричний процес, і залежність між температурою і тиском визначається другим законом Гей - Люссака

$$\frac{p}{T} = \text{const}. \quad (6.21)$$

Окремо розглянемо ще один дуже важливий для атмосфери термодинамічний процес.

### 6.1.3 Адіабатичний процес у сухому повітрі

#### 6.1.3.1. Рівняння першого принципу термодинаміки для адіабатичного процесу

До адіабатичного процесу відноситься процес, для якого  $k = \frac{c_p}{c_v} = \kappa$  ( $c = 0$ ). Умова  $c = 0$ , очевидно, рівнозначна умові  $dq = 0$ . Ми маємо термодинамічний процес, який характеризується відсутністю припливу тепла. Термодинамічний процес, що відбувається в атмосфері без обміну теплом між виділеним об'ємом повітря й оточуючим повітрям, називається адіабатичним. Атмосферні процеси в багатьох випадках приблизно можна вважати адіабатичними. Обґрунтування цього полягає у тому, що зміна теплоємності об'єму  $c_p dT_i$  за рахунок роботи об'ємного розширення значно перевищує приплив тепла ззовні й останнім можна у першому наближенні знехтувати. Отже рівняння першого принципу термодинаміки (6.10) для адіабатичного процесу набирає вигляду

$$c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p} = 0. \quad (6.22)$$

Виконаємо в рівнянні (6.22) розділення змінних та проінтегруємо його в межах від  $T_{i0}$ ,  $p_0$  до  $T_i$ ,  $p$ . Отримаємо

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \quad (6.23)$$

Використаємо тепер формулу Майєра у показникові степеня формули (6.23)

$$\frac{R_c}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} = 0,288.$$

Тоді маємо

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}. \quad (6.24)$$

Формула (6.24) носить назву *рівняння Пуассона* або *рівняння сухої адиабати*. Легко бачити, що вона повністю збігається з формулою (6.13) при  $c = 0$ . Окрім того, видно, що для адіабатичного процесу із загального рівняння політропи приходимо до

$$pV^{\kappa} = \text{const}. \quad (6.25)$$

Ця формула характеризує залежність між тиском і питомим об'ємом при адіабатичному процесі.

### 6.1.3.2 Сухоадіабатичний градієнт температури

*Сухоадіабатичним градієнтом* називається вертикальний градієнт температури, який характеризує швидкість змінення температури в ізольованому (без обміну теплом з зовнішнім середовищем) об'ємі сухого повітря при його вертикальних рухах.

Знайдемо, чому дорівнює сухоадіабатичний градієнт.

Із першого принципу термодинаміки для адіабатичного процесу маємо

$$dT_i = \frac{R_c}{c_p} T_i \frac{dp}{p}. \quad (6.26)$$

За визначенням сухоадіабатичний градієнт ( $\gamma_a$ ) є

$$\gamma_a = -\frac{dT_i}{dz}. \quad (6.27)$$

Якщо мати на увазі цю формулу, то рівняння (6.26) дає

$$\gamma_a = -\frac{R_c T_i}{c_p p} \frac{dp}{dz}. \quad (6.28)$$

Але за основним рівнянням статики атмосфери

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{gp}{R_c T_e}. \quad (6.29)$$

Ураховуючи останнє рівняння, отримаємо

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p} \frac{T_i}{T_e} \quad (6.30)$$



Температури частинки  $T_i$  та оточуючого повітря  $T_e$  беруться за шкалою Кельвіна. Тому можна прийняти, що  $T_i/T_e \cong 1$

Отже,

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p}. \quad (6.31)$$

Величини, що входять до формули (6.31) – сталі. Тому  $\gamma_a$  – теж стала. Знайдемо її значення. Оскільки  $g = 9,806 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ , а

$$c_p = 1006 \text{ Дж} \cdot \text{кг} \cdot \text{К}^{-1} = 1006 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}, \text{ то}$$

$$\gamma_a = \frac{9,806}{1006} \text{ К} \cdot \text{м}^{-1} = 9,8 \cdot 10^{-3} \text{ К} \cdot \text{м}^{-1} = 0,98 \text{ К}/100 \text{ м}.$$

Приблизно можна вважати, що  $\gamma_a = \frac{1}{100} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}$  ( $1^\circ\text{C} = 1 \text{ К}$ ), тобто температура в повітряній частинці, що піднімається адіабатично ( $dz > 0$ ), падає приблизно на  $1^\circ\text{C}$  на кожні 100 м висоти ( $dT_i < 0$ ).

Проінтегруємо тепер рівняння (6.27) у межах від  $z_0$ ,  $T_{i0}$ , до  $z$ ,  $T_i$ . Отримаємо формулу, що характеризує зміну температури у частинці при адіабатичному підйомі

$$T_i = T_{i0} - 0,01(z - z_0). \quad (6.32)$$

Пряма лінія (6.32) називається *сухою адіабатою* або графіком стану повітряної частинки. Якщо розглядати змінення температури частинки у координатах  $(T, p)$ , то, як вже зазначалося, рівнянням сухої адіабати є рівняння Пуассона (6.24).

### 6.1.3.3 Потенціальна температура

Формула Пуассона пов'язує два основних параметри атмосфери  $p$  і  $T$ , що характеризують її термодинамічний стан. Порівнюючи термодинамічний стан двох повітряних мас, треба враховувати обидва ці параметри, що дуже незручно. Тому бажано ввести одну характеристику, яку можна було б використати з цією метою. Вона називається потенціальною температурою  $\theta$ . Потенціальною температурою називають температуру, якої набула б маса сухого повітря, якби її адіабатично перемістити з вихідного рівня з тиском  $p$  на рівень, де атмосферний тиск дорівнює 1000 гПа.

Розглянемо два стани частинки повітря: початковий  $(T_i, p)$  і кінцевий  $(\theta, 1000 \text{ гПа})$ . Оскільки процес адіабатичний, то за рівнянням Пуассона при позначених параметрах стану маємо

$$\theta = T_i \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \quad (6.33)$$

Визначимо фізичний зміст цієї температури, яка була введена, взагалі кажучи, формально. Для цього прологарифмуємо та продиференціюємо рівняння (6.33)

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT_i}{T_i} - \frac{R_c}{c_p} \frac{dp}{p}. \quad (6.34)$$

Згідно з рівнянням (6.22) права частина (6.33) дорівнює нулю. Тобто

$$d\theta = 0, \quad \theta = \text{const}. \quad (6.35)$$

Це означає, що при адіабатичному процесі потенціальна температура повітряної частинки не змінюється, тобто вона є консервативною характеристикою для повітряної маси.

Із рівняння (6.34) легко можна отримати

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (6.36)$$

Але права частина цього рівняння є приплив тепла  $dq$ . Отже, маємо

$$dq = c_p T_i \frac{d\theta}{\theta}. \quad (6.37)$$

Видно, що коли  $d\theta > 0$ , то відбувається приплив тепла до об'єму повітря ззовні. Звернемося до рівняння (6.36) і розглянемо останній член його правої частини. Очевидно, маючи на увазі основне рівняння статки атмосфери, отримаємо

$$-R_c T_i \frac{dp}{p} = \frac{T_i}{T_e} g dz + g dz - g dz \quad (6.38)$$

або

$$-R_c T_i \frac{dp}{p} = g dz + \frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz. \quad (6.39)$$

Таким чином,

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT_i + g dz + \frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz. \quad (6.40)$$

Визначимо суть кожного члена правої частини одержаного рівняння. Вони означають:

- змінення тепловмісту або *ентальпії* частинки

$$c_p dT_i = d\chi_i \quad (6.41)$$

- змінення геопотенціалу (потенціальної енергії) частинки

$$g dz = d\Phi_i^* \quad (6.42)$$

- змінення енергії нестійкості (докладно вона буде вивчатися пізніше)

$$\frac{g(T_i - T_e)}{T_e} dz = dE_i \quad (6.43)$$

Отже,

$$c_p T_i \frac{d\theta}{\theta} = d\Pi_i, \quad (6.44)$$

де

$$\Pi_i = \chi_i + \Phi_i^* + E_i \quad (6.45)$$

*повна енергія частинки одиничної маси.* Таким чином, змінення потенціальної температури визначає змінення повної енергії повітряної частинки. При адіабатичному процесі

$$d\Pi_i = 0 \quad (6.46)$$

і

$$\chi + \Phi_i^* + E_i = \text{const}. \quad (6.47)$$

При адіабатичному переміщенні частинки повітря її повна енергія не змінюється.

## 6.2 Термодинамічні процеси у вологому повітрі

### 6.2.1 Адіабатичний процес у вологому ненасиченому водяною парою повітрі

Ненасичене водяною парою повітря, як і сухе повітря, має властивості, близькі до властивостей ідеального газу. Тому можна вважати, що питома теплоємність вологого ненасиченого повітря дорівнює питомій теплоємності сухого повітря ( $c_{p_{\text{вол}}} = c_p$ ). Проте водяна пара чинить вплив на густину повітря. Як було визначено при розгляді рівняння стану вологого повітря, цей вплив можна враховувати, застосовуючи віртуальну температуру  $T_v$ . Після цього, перший принцип термодинаміки для вологого ненасиченого повітря можна записати так:

$$dq = c_p dT_{v_i} - R_c T_{v_i} \frac{dp}{p}. \quad (6.48)$$

Як відомо,

$$T_{v_i} = T_i (1 + 0,608 s_i), \quad (6.49)$$

де  $s_i$  – масова частинка водяної пари.

Рівняння першого принципу термодинаміки (6.48) можна записати і так:

$$dq = c_p dT_{v_i} - RT_i \frac{dp}{p},$$

де  $R = R_c (1 + 0,608 s_i)$  – питома газова стала для вологого повітря (вона дійсно не є сталою, а залежить від масової частки пари). Оскільки водяна пара перебуває у ненасиченому стані, зміна температури при вертикальних рухах частинки не буде приводити до зміни кількості водяної пари у частинці і, таким чином, до зміни масової частки пари. Тому

$$dT_{v_i} = (1 + 0,608 s_i) dT_i. \quad (6.50)$$

Ураховуючи, що процес відбувається адіабатично, а також рівняння (6.49) і (6.50), приходимо до такої форми рівняння першого принципу термодинаміки для вологого ненасиченого повітря:

$$(1 + 0,608 s_i) c_p dT_i - R_c (1 + 0,608 s_i) T_i \frac{dp}{p} = 0 \quad (6.51)$$

або після скорочення



зменшується. Швидкість падіння температури з висотою характеризується сухоадіабатичним градієнтом  $\gamma_a$ . Падіння температури приводить до зменшення тиску насичення за умови, що концентрація водяної пари в частинці залишається постійною, тобто  $S = \text{const}$ . За рахунок цього збільшується відносна вологість до тієї пори, доки вона не стане дорівнювати 100%. Рівень  $z_k$ , де це відбувається, називається рівнем конденсації.

Подальше підняття частинки і падіння температури приводить до конденсації водяної пари у частинці. При цьому термодинамічний процес описується першим принципом термодинаміки для насиченого вологого повітря.

$$dq = c_p dT_i + RT_i \frac{dp}{p} + LdS_m, \quad (6.53)$$

де  $S_m$  – масова частка насиченої водяної пари,

$R$  – питома газова стала вологого повітря.

Останній член рівняння (6.53) характеризує приховане тепло випаровування (конденсації). При адіабатичному процесі  $dq = 0$ , і рівняння першого принципу термодинаміки набуває вигляду

$$c_p dT_i - RT_i \frac{dp}{p} + LdS_m = 0. \quad (6.54)$$

Згідно з першим принципом термодинаміки конденсація водяної пари вище рівня конденсації супроводжується виділенням тепла у частинці, а втрати внутрішньої енергії за рахунок роботи на об'ємне розширення частково компенсуються теплом конденсації. Це приводить до того, що падіння температури на одиницю висоти у частинці при вологоадіабатичному процесі виявляється меншим, ніж при сухоадіабатичному процесі. При цьому в результаті конденсації масова частка водяної пари з висотою зменшується до тих пір, доки вся пара не сконденсується. Відносна вологість залишається постійною і дорівнює 100%. Крива стану насиченої частинки називається *вологою адіабатою*, а змінення температури частинки на одиницю висоти – *вологоадіабатичним градієнтом температури*  $\gamma'_a$ .

Важливою умовою, що супроводжує вологоадіабатичний процес, є умова збереження всієї сконденсованої вологи у частинці. Тому вологоадіабатичний процес є процес обернений. Це означає, що при опусканні частинки її температура буде збільшуватись згідно з тією ж вологою адіабатою до рівня конденсації, потім – за сухою адіабатою. Краплі сконденсованої вологи будуть випаровуватись так, щоб відносна вологість залишалась 100%, масова частка водяної пари буде залишатись постійною, а від-

носна вологість – зменшуватись. Остаточню у вихідному положенні характеристики частинки повітря будуть такими ж, як до початку підняття.

Знайдемо *вологоадіабатичний градієнт температури*. Для цього замість  $dp$  у рівнянні (6.53) запишемо його значення із основного рівняння статистики і поділимо це рівняння на  $c_p dz$ .

Будемо мати

$$\gamma'_a = -\frac{dT_i}{dz} = \frac{q}{c_p} \frac{T_i}{T_e} + \frac{L}{c_p} \frac{dS_m}{dz}. \quad (6.55)$$

Перший член правої частини рівняння (6.54) є ніщо інше, як  $\gamma_a$ . Отже,

$$\gamma'_a = \gamma_a + \frac{L}{c_p} \frac{dS_m}{dz}. \quad (6.56)$$

Раніше відзначалося, що вологоадіабатичне підняття об'єму повітря супроводжується зменшенням насичувальної масової частки пари через конденсацію пари, тобто  $\frac{dS_m}{dz} < 0$ . Завдяки цьому, вологоадіабатичний градієнт має менше значення абсолютної величини, ніж сухоадіабатичний ( $\gamma'_a < \gamma_a$ ). Крім того, оскільки при підйомі об'єму повітря водяна пара безперервно конденсується, тобто її залишається все менше і менше, то чим більшого рівня досягає об'єм повітря, тим менше на одиницю висоти конденсується водяної пари, тим менше виділяється тепла і тим менше значення буде мати модуль другого члена рівняння (6.56). Отже, з висотою вологоадіабатичний градієнт наближається до сухоадіабатичного. Вони зрівнюються, коли вся водяна пара, що містилася в об'ємі, сконденсується. Оскільки з висотою змінюється атмосферний тиск і температура повітря, вологоадіабатичний градієнт залежить від означених параметрів атмосфери.

Таблиця 6.1 – Залежність  $\gamma'_a$  ( $^{\circ}\text{C}/100\text{м}$ ) від  $t$  ( $^{\circ}\text{C}$ ) і  $P$  (гПа)

$P$ , гПа	$t$ , $^{\circ}\text{C}$					
	-60	-40	-20	0	20	40
1000	1,00	0,98	0,88	0,66	0,44	0,31
800	1,00	0,97	0,85	0,62	0,40	0,29
600	1,00	0,96	0,82	0,55	0,36	0,27
400	0,99	0,94	0,75	0,47	0,31	0,24
200	0,98	0,89	0,61	0,35	0,25	0,20
100	0,97	0,80	0,46	0,27	0,20	0,16

У табл. 6.1 наводяться значення вологоадіабатичного градієнта температури ( $^{\circ}\text{C}/100\text{м}$ ) при різних значеннях тиску і температури.

Як видно, найменші значення  $\gamma'_a$  має при високих температурах (коли великі значення мають  $S$  і  $E$ ) та при малих значеннях тиску. З падінням температури  $\gamma'_a$  збільшується й при низьких температурах, коли малі значення має вологовміст,  $\gamma'_a$  наближається до  $\gamma_a$ .

### 6.2.3 Псевдоадіабатичний процес

Поряд з вологоадіабатичним процесом, який характеризується тим, що вся волога, яка конденсується при підйомі ізольованого об'єму вологого повітря, залишається в об'ємі, існує поняття псевдоадіабатичного процесу. *Псевдоадіабатичним* називається адіабатичний процес, що відбувається у вологому насиченому повітрі при умові повного випадіння сконденсованої вологи з об'єму.

Оскільки маса крапель води дуже мала, значної різниці між вологоадіабатичним і псевдоадіабатичним підйомом частинки повітря нема. Але вологоадіабатичне опускання суттєво відрізняється від псевдоадіабатичного. Дійсно, при вологоадіабатичному опусканні відбувається процес випаровування деякої кількості крапель при адіабатичному нагріванні повітря, щоб підтримувати весь час до рівня конденсації стан насичення. Тобто характеристики повітря у частинці в деякій точці простору при опусканні будуть точно такими ж, як і при підйомі. Якщо при псевдоадіабатичному процесі сконденсована волога повністю випаде, то повітря стане сухим, і при його опусканні кривою стану частинки буде вже не волога, а суха адіабата. Отже, псевдоадіабатичний процес, на відміну від вологоадіабатичного, виявляється не оберненим.

Як зазначалося вище, для сухого або вологого ненасиченого повітря при адіабатичному процесі потенціальна температура не змінюється, тобто вона виявляється консервативною характеристикою повітряної маси. При вологоадіабатичному процесі потенціальна температура для різних точок кривої стану має різне значення. Цей факт підтверджується на рис. 6.1. Введення поняття псевдоадіабатичного процесу дає можливість отримати універсальну консервативну характеристику повітряної маси. Такою характеристикою виявляється псевдопотенціальна температура  $\theta_p$ .

Псевдопотенціальною температурою називається температура, яку буде мати частинка повітря, якщо її після псевдоадіабатичного підйому до повної конденсації водяної пари сухоадіабатично опустити до рівня 1000 гПа. Рис. 6.1 показує, що псевдопотенціальна температура буде однаковою незалежно від того, яку точку ми візьмемо на кривій стану частинки повіт-



ря. Це означає, що псевдопотенціальна температура є консервативною характеристикою і сухоадіабатичного, і вологоадіабатичного процесів.

Окрім псевдопотенціальної, розглядається псевдоеквівалентна температура вологої частинки повітря  $T_p$ . Псевдоеквівалентною називається температура, яку буде мати частинка, якщо її підняти сухоадіабатично до рівня конденсації, псевдоадіабатично до повної конденсації водяної пари і сухоадіабатично опустити до вихідного рівня.

Псевдоеквівалентну температуру можна розглядати як суму температури  $T$  та деякого додатка  $\Delta T_p$ , який носить назву еквівалентного, тобто

$$T_p = T + \Delta T_p. \quad (6.57)$$

Розмір еквівалентного додатка залежить від кількості тепла, яка виділяється при конденсації маси  $s$  водяної пари і дорівнює  $Ls$ . Таким чином,

$$Ls = c_p \Delta T_p. \quad (6.58)$$

Звідки

$$\Delta T_p = \frac{Ls}{c_p}. \quad (6.59)$$

При умові, що  $L = 2,5 \times 10^6$  Дж/кг,  $c_p = 10^3$  Дж/(кг · К),

$$\Delta T_p = 2,5 s$$

і

$$T_p = T + 2,5 s, \quad (6.60)$$

де  $s$  в ‰.

Знаючи  $T_p$ , можна знайти  $\theta_p$  за формулою

$$\theta_p = T_p \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (6.61)$$

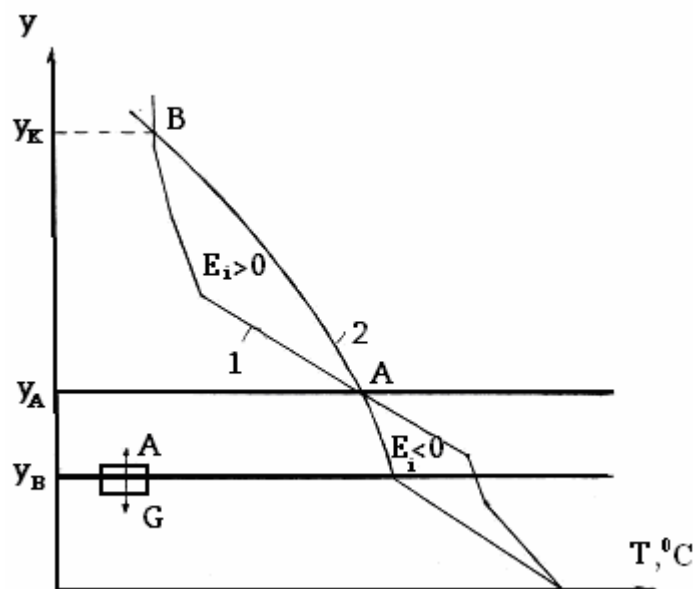
Консервативною характеристикою є і потенціальна температура змоченого термометра  $\theta'$ . Це температура, яку буде мати волога частинка, якщо її вологоадіабатично опустити з рівня конденсації до рівня 1000 гПа.

## 6.3 Умови стійкості атмосфери

### 6.3.1 Енергія нестійкості

Досі йшлося про температуру та інші характеристики частинки повітря, яка адіабатично піднімається чи опускається у нерухомому оточуючому повітрі. Така проста модель іноді називається методом частинки. Оточуюче повітря, взагалі кажучи, має температуру, яка відрізняється на одній і тій же висоті від температури частинки. Крива, що характеризує розподіл температури повітря в атмосфері, носить назву кривої стратифікації. Дані про розподіл температури в атмосфері можна отримати за допомогою радіозондування. Радіозондування дає можливість, крім того, одержати дані про розподіл такої характеристики вологості повітря як точка роси. Крива стратифікації та крива точки роси наносяться на діаграму, яка має назву аерологічної діаграми. На неї також наносять криву стану частинки. Діаграма будується у такій системі координат: на осі абсцис відкладається температура, на осі ординат – степенева функція тиску  $y \sim \left( \frac{\varpi-1}{p_0^\varpi} - p^{\frac{\varpi-1}{\varpi}} \right)$ .

На бланку означені такі лінії: ізотерми, ізобари, сухі адіабати, вологі адіабати, ізограми (криві рівних значень масової частки пари у стані насичення ( $S_m$ )). Схематично криві стратифікації і стану частинки повітря зображені на рис. 6.2.



1 – крива стратифікації, 2 – крива стану

Рисунок 6.2 – Криві стратифікації і стану частинки повітря

Розглянемо частинку в нерухомому оточуючому повітрі. Якщо температура частинки  $T_i$  відрізняється від температури оточуючого повітря  $T_e$ , то при одному й тому ж атмосферному тиску густина частинки  $\rho_i$  буде відрізнятися від густини оточуючого повітря  $\rho_e$ . Це приводить до виникнення *архімедової сили*  $A$ . Отже, на частинку будуть діяти дві сили: Архімедова і сила тяжіння  $Q$ . При адіабатичному процесі не буде обміну частинки з оточуючим повітрям не тільки теплом, а й масою.

Тобто маса частинки  $m_i$  – величина незмінна. Тому відповідно до другого закону механіки

$$m_i \frac{dw_i}{dt} = A - Q. \quad (6.62)$$

Позначимо через  $m_i$  масу оточуючого повітря в об'ємі частинки. Тоді

$$A = m_e g = V_i \rho_e g, \quad (6.63)$$

$$Q = m_i g = V_i \rho_i g, \quad (6.64)$$

де  $V_i$  – об'єм частинки.

Підставимо в рівняння (6.62) значення сил Архімеда й тяжіння з формул (6.63) і (6.64). Будемо мати

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{\rho_e - \rho_i}{\rho_i} g. \quad (6.65)$$

Формула (6.65) є рівнянням вертикального руху частинки. Вона дає підставу зробити висновок про те, що частинка буде рухатись з прискоренням  $\frac{dw_i}{dt} > 0$  уверх, якщо густина частинки менша ніж густина оточуючого повітря. Рівняння (6.65) запишемо в іншій формі. Для цього від густини перейдемо до температури за допомогою рівняння стану. Враховуючи, що стан частинки й оточуючого повітря розглядаються на одному рівні ( $p_i = p_e = p$ ), отримаємо

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{T_i - T_e}{T_e} g. \quad (6.66)$$

Отже, частинка буде рухатися вверх з прискоренням, коли температура частинки більша за температуру оточуючого повітря ( $T_i > T_e$ ).

Частинка повітря, що знаходиться на деякій висоті у нерухомому оточуючому повітрі, має запаси енергії. Для характеристики цієї енергії вве-

дено поняття енергії нестійкості. Під енергією нестійкості розуміють енергію, яка витрачається або звільняється при переміщенні одиниці маси повітря з одного рівня, де тиск  $p_0$ , на інший рівень з тиском  $p$ . Інакше кажучи, це робота, яку може здійснювати піднімальна сила.

Розглянемо ліву частину рівняння (6.66). Очевидно,

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{dw_i}{dz} \cdot \frac{dz}{dt} = w_i \frac{dw_i}{dz} = \frac{d}{dz} \left( \frac{w_i^2}{2} \right). \quad (6.67)$$

Величина  $\frac{w_i^2}{2}$  – є кінетична енергія одиниці маси повітря  $E_i$ , тобто

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{dE_i}{dz}. \quad (6.68)$$

Таким чином, рівняння (6.66) можна переписати у такій формі:

$$dE_i = \frac{T_i - T_e}{T_e} g dz. \quad (6.69)$$

Із основного рівняння статки атмосфери маємо

$$g dz = - \frac{dp \cdot R_c T_e}{p}. \quad (6.70)$$

Тому

$$dE_i = -R_c (T_i - T_e) \frac{dp}{p}. \quad (6.71)$$

Перейдемо у рівнянні (3.1.10) до другої змінної за допомогою рівняння

$$y = p_0^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - p^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}. \quad (6.72)$$

Диференціал його дорівнює

$$dy = - \frac{\alpha-1}{\alpha} p^{\frac{\alpha-1}{\alpha}-1} dp, \quad (6.73)$$

звідки

$$-\frac{dp}{p} = \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{dy}{p^{0,286}}. \quad (6.74)$$

Якщо застосувати отриману формулу до рівняння (6.71), то будемо мати

$$dE_i = B(T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}, \quad (6.75)$$

де

$$B = R_c \frac{\alpha - 1}{\alpha}.$$

Проінтегруємо рівняння (6.75) в границях від  $y_1$  до  $y_2$ . Тоді енергія нестійкості буде визначатися такою формулою:

$$E_i = B \int_{y_1}^{y_2} (T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}. \quad (6.76)$$

Під знаком інтеграла множник  $\frac{1}{p^{0,286}}$  – масштабний коефіцієнт. Він

характеризує той факт, що при зменшенні тиску одиниці енергії відповідає більша площа на аерологічній діаграмі, оскільки інтеграл має сенс площі криволінійної трапеції, яка утворюється кривими стану і стратифікації між рівнями, яким відповідають ординати  $y_1$  і  $y_2$ . Енергія нестійкості визначається тільки співвідношенням між температурами повітря у частинці та у оточуючому повітрі. Якщо  $T_i > T_e$ , то  $E_i > 0$ . Тоді ми маємо додатну енергію нестійкості. Це відбувається тоді, коли крива стану на аерологічній діаграмі розташовується праворуч від кривої стратифікації. Навпаки, коли  $T_i < T_e$ ,  $E_i < 0$ , і ми маємо від’ємну енергію нестійкості. У цьому разі крива стану розташовується ліворуч від кривої стратифікації. На рис. 6.2 енергія між вихідною точкою і точкою А – від’ємна, між точками А і В – додатна. Рівні, ординати яких на аерологічній діаграмі відповідають ординатам  $y_A$  і  $y_B$ , називаються рівнями вирівнювання температури (частинки і оточуючого повітря).

### 6.3.2 Умови вертикальної стійкості атмосфери

У атмосфері відбуваються вертикальні рухи різних масштабів. Однією з головних причин, які спричиняють вертикальні рухи повітря, є різниця між температурою деякої повітряної частинки  $T_i$  і температурою оточуючого повітря  $T_e$ . Якщо частинка під впливом сили плавучості почала рухатися у вертикальному напрямку, то важливим є питання про те, чи буде вона переміщуватися далі з прискоренням, чи швидкість її вертикального руху буде зменшуватись і вона буде прагнути повернутися у вихідне

положення. Це залежить від температурної стратифікації атмосфери. Відрізняють три типи стратифікації: нестійка, байдужа та стійка.

Стан атмосфери, при якому вертикальні рухи розвиваються, тобто повітряна маса, що переміщується по вертикалі, отримує додатне прискорення, яке збігається з напрямком швидкості, називається станом нестійкості. Відповідна температурна стратифікація атмосфери носить назву нестійкої стратифікації. Якщо вертикальні рухи затухають, що відбувається, коли повітряна маса отримує від'ємне прискорення, яке має напрямок, протилежний до напрямку швидкості, то такий стан атмосфери називають станом стійкості, а відповідну температурну стратифікацію – стійкою стратифікацією. Нарешті, якщо при вертикальному русі частинка повітря не дістає прискорення, то стан атмосфери називається байдужим, а стратифікація атмосфери – байдужою.

Спочатку розглянемо сухе або вологе ненасичене повітря. Будемо вважати, що температура з висотою в шарі атмосфери  $\Delta z$  змінюється за лінійним законом

$$T_e(z) = T_{e0} - \gamma \Delta z. \quad (6.77)$$

У частинці, як відомо, також виконується лінійний закон змінювання температури

$$T_i(z) = T_{i0} - \gamma_a \Delta z. \quad (6.78)$$

де  $T_{e0}$  і  $T_{i0}$  – температури оточуючого повітря і частинки на нижній межі шару  $\Delta z$ .

Отже,

$$T_i(z) - T_e(z) = T_{i0} - T_{e0} + (\gamma - \gamma_a) \Delta z. \quad (6.79)$$

Підставимо отримане співвідношення до формули (6.66) Будемо мати

$$\frac{dw_i}{dt} = g \frac{T_{i0} - T_{e0}}{T_e} + g \frac{\gamma - \gamma_a}{T_e} \Delta z. \quad (6.80)$$

Рівняння (6.80) показує, що вертикальне прискорення частинки обумовлюється двома фізичними механізмами, яким відповідають складові його правої частини: перегрів частинки відносно оточуючого повітря та стан стійкості атмосфери. Перегрів частинки, що утворює силу плавучості, характеризується різницею температур  $T_{i0} - T_{e0}$  на вихідному рівні, стан стійкості атмосфери залежить від співвідношення між кривими стратифікації та стану, яке залежить від різниці між вертикальними градієнтами  $\gamma_a - \gamma$ .

Позначимо прискорення частинки, що характеризується формулою (6.80), таким чином:

$$\frac{dw_i}{dt} = \left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{z=z_0} + \left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z}. \quad (6.81)$$

Перший член правої частини рівняння (6.81) позначає прискорення частинки на вихідному рівні  $z = 0$ , а другий член – прискорення в шарі  $\Delta z$ .

Стан стійкості атмосфери, очевидно, відповідає другому члену правої частини рівняння (6.81), тобто

$$\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} = g \frac{\gamma - \gamma_a}{T_e} \Delta z. \quad (6.82)$$

Отже стан стійкості шару  $\Delta z$  атмосфери характеризується співвідношенням між вертикальним градієнтом температури повітря у цьому шарі й сухоадіабатичним градієнтом (критерій стійкості). Розглянемо три можливі випадки:

а)  $\gamma > \gamma_a$ . Цьому співвідношенню відповідає  $\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} > 0$ . Це означає,

що в оточуючому повітрі температура змінюється з висотою швидше ніж у частинці, тобто у шарі  $\Delta z$  температура частинки буде весь час більша, ніж в оточуючому повітрі, що і спричиняє додатне прискорення частинки. Як було визначено, такий стан атмосфери відноситься до стану нестійкості (*нестійка стратифікація*).

б)  $\gamma < \gamma_a$ . Із формули видно, що у цьому випадку  $\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} < 0$ . Таке

співвідношення між градієнтами температури свідчить про те, що у шарі  $\Delta z$  оточуючого повітря температура зменшується повільніше, ніж у частинці. На деякій висоті частинка стає й буде залишатися холоднішою, ніж оточуюче повітря, що приведе до виникнення від'ємної плавучості, тобто до від'ємного прискорення. Позначене співвідношення між градієнтами температури відноситься до стану стійкості атмосфери (*стійка стратифікація*).

в)  $\gamma = \gamma_a$ . При цьому, очевидно,  $\left. \frac{dw_i}{dt} \right|_{\Delta z} = 0$ . Температура у частинці

та в оточуючому повітрі змінюється у шарі  $\Delta z$  з однаковою швидкістю. Повітря, яке оточує частинку, не впливає на її поведінку, тобто виявляється до неї байдужим. Таке співвідношення градієнтів температури характеризує байдужий стан атмосфери (*байдужа стратифікація атмосфери*). На рис. 6.3 показані зазначені типи стратифікації при умові, що на вихід-

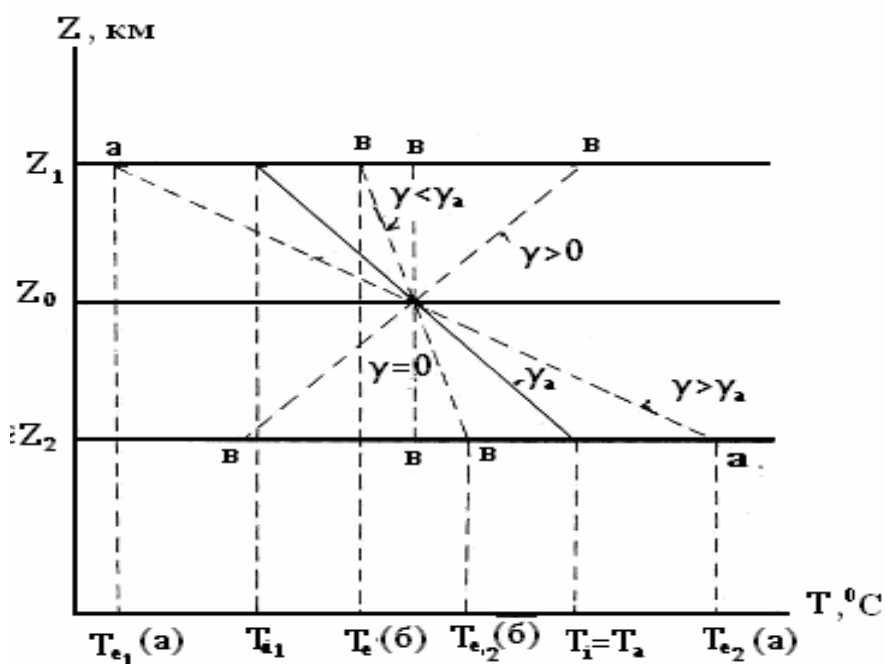
ному рівні температура частинки дорівнює температурі оточуючого повітря. Лінії з ознаками  $\gamma = 0$  і  $\gamma < 0$  відносяться відповідно до ізотермії та інверсії. Як перша, так і друга стратифікації характеризують дуже стійкий стан атмосфери.

Розглянемо, як змінюється з висотою потенціальна температура в зазначених типах стійкості атмосфери. Для цього знайдемо логарифмічну похідну від рівняння (6.33).

Будемо мати

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R_c}{c_p} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (6.83)$$

При цьому індекс «і» випускається тому, що розглядається зміння потенціальної температури в атмосфері. Використаємо у другому члені правої частини рівняння (6.83) основне рівняння статики.



а – нестійка стратифікація, в – стійка стратифікація)

Рисунок 6.3 – Типи термічної стратифікації атмосфери

Тоді будемо мати, оскільки  $-\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma$ ,

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} (\gamma_a - \gamma). \quad (6.84)$$



Для стану нестійкості атмосфери, як було показано,  $\gamma > \gamma_a$ . При цьому, очевидно,  $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$ . Це означає, що при нестійкій стратифікації атмосфери потенціальна температура повітря зменшується з висотою.

У стані стійкості атмосфери  $\gamma < \gamma_a$  і  $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ , тобто потенціальна температура при стійкій стратифікації атмосфери збільшується з висотою. Наявності, коли  $\gamma = \gamma_a$ ,  $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$ ,  $\theta = \text{const}$ . Це означає, що у стані байдужості потенціальна температура в атмосфері не змінюється.

Зазначені співвідношення між градієнтами температури, а також характер змінення потенціальної температури в атмосфері, розглядаються як критерії стану стійкості сухого або вологого ненасиченого повітря.

Розглянутий метод аналізу стану стійкості атмосфери дає змогу з'ясувати умови розвитку вертикальних рухів, що обумовлюються тепловою конвекцією, і носить назву методу частинки (як і при аналізі енергії нестійкості), оскільки він ґрунтується на розгляданні змінення температури окремої частинки при її вертикальних рухах.

Умови розвитку вертикальних рухів в атмосфері у випадку вологого насиченого повітря можна вивести, якщо порівнювати криву стратифікації з кривою стану вологого повітря, тобто з вологою адіабатою, яку характеризує вологоадіабатичний градієнт  $\gamma'_a$ . Як і для сухої частинки, стан буде стійким –  $\gamma' < \gamma_a$ ; нестійким –  $\gamma' > \gamma_a$  та байдужим при  $\gamma' = \gamma'_a$ .

Пам'ятаючи, що завжди  $\gamma_a > \gamma'_a$ , можна об'єднати критерії стану стійкості для сухої і вологої мас повітря. У такій постановці виникають п'ять типів стратифікації:

- а)  $\gamma > \gamma_a$  – сухо- й вологонестійка або абсолютно нестійка стратифікація;
- б)  $\gamma = \gamma_a$  – сухобайдужа і вологонестійка стратифікація;
- в)  $\gamma'_a < \gamma < \gamma_a$  – сухостійка і вологонестійка стратифікація;
- г)  $\gamma = \gamma'_a$  – вологобайдужа і сухостійка стратифікація;
- д)  $\gamma < \gamma'_a$  – волого- і сухостійка або абсолютно стійка стратифікація.

### Контрольні запитання

1. Сформулюйте закон збереження енергії.
2. Якщо деякому ізольованому об'єму надати певну кількість тепла, то на які процеси воно буде витрачатися?
3. Що таке теплоємність, питома теплоємність?
4. Який термодинамічний процес називається адіабатичним?
5. Які метеорологічні процеси пов'язує рівняння Пуассона?
6. Який процес називається сухоадіабатичним?
7. Чому дорівнює сухоадіабатичний вертикальний градієнт і що він характеризує?
8. За яким законом змінюється температура у повітряній частинці при її підйомі?
9. Який енергетичний смисл має потенціальна температура?
10. Чим відрізняється адіабатичний процес у насиченому водяною парою повітрі від сухоадіабатичного процесу?
11. Який процес називається вологоадіабатичним?
12. Який процес називається псевдоадіабатичним?
13. Що таке енергія нестійкості і від яких метеорологічних величин вона залежить?
14. Сформулюйте умови вертикальної стійкості сухої атмосфери та атмосфери насиченої водяною парою.

## VII ОСНОВИ ДИНАМІКИ АТМОСФЕРИ

### 7.1 Рівняння гідротермодинаміки атмосфери

#### 7.1.1 Характеристики стану рідини і газу

Математичний опис динаміки і стану рідини або газу, які рухаються, в фізиці здійснюється за допомогою функцій, що визначають розподіл вектора швидкості руху  $\vec{V}$  (опис динаміки рухів)

$$\vec{V} = \vec{V}(x, y, z, t)$$

і використовуються для опису стану рідини – яких-небудь її двох термодинамічних величин, наприклад, тиску  $P(x, y, z, t)$  і густини  $\rho(x, y, z, t)$ . Інші термодинамічні величини можуть бути визначені через ці дві характеристики за допомогою рівняння стану ідеального газу

$$P = \rho R T. \quad (7.1)$$

Таким чином, задання п'яти величин: трьох компонент швидкості  $\vec{V}$ , тиску  $P$  і густини  $\rho$  повністю визначає динаміку та стан рідини або газу, що рухається. Ці величини далі будемо називати характеристиками стану.

Тепер застосуємо концепцію опису стану рідини, що розглянута вище, до окремого нескінченно малого об'єму повітря, який переміщується разом з рідиною та в рідині, зберігаючи при цьому свою індивідуальність. Цей об'єм будемо далі називати елементарним об'ємом. Наше завдання – математично описати зміни у часі характеристик стану цього об'єму та його місцезнаходження. Це дасть можливість кількісно описати поведінку атмосферного повітря, в першу чергу його динаміку, яка безпосередньо впливає на процеси розповсюдження шкідливих домішок в атмосфері.

Припустимо зараз, що елементарний об'єм повітря в момент часу  $t$  займає положення, яке визначається вектором просторових координат  $\vec{X} = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z$ ; тут  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$ ,  $\vec{k}$  – одиничні вектори (орти).

Оскільки з часом положення рухомого об'єму в просторі змінюється, то його просторові координати є функцією часу

$$\vec{X} = \vec{X}(x(t), y(t), z(t), t) = \vec{X}(t). \quad (7.2)$$

Тоді зміни місцезнаходження об'єму можна записати як

$$\frac{d\vec{X}}{dt} = \vec{i} \frac{dx}{dt} + \vec{j} \frac{dy}{dt} + \vec{k} \frac{dz}{dt} = \vec{i} u + \vec{j} v + \vec{k} w = \vec{V}. \quad (7.3)$$

Тут,  $d\vec{X}/dt = \vec{V}$  є швидкість зміни просторового положення елементарного об'єму, тобто швидкість переміщення рідини, яка має три складові по осях координат  $u, v, w$ .

Зараз перейдемо до опису змін з часом характеристик стану елементарного об'єму повітря. Будь-яка характеристика стану ( $\varphi$ ) цього об'єму є функцією як положення об'єму у просторі, так і часу

$$\varphi = \varphi(x, y, z, t).$$

Оскільки просторові координати об'єму також є функціями часу, то можна записати

$$\varphi = \varphi(x(t), y(t), z(t), t) = \varphi(\vec{X}(t), t) \quad (7.4)$$

Відомо, що швидкість зміни характеристики  $\varphi$  елементарного об'єму, що рухається разом з рідиною, визначається як  $d\varphi/dt$ . Через те що функція  $\varphi$ , згідно з виразом (7.4), є складною функцією, то, виходячи з правила диференціювання складної функції, маємо

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{d\vec{X}}{dt} \cdot \nabla \varphi. \quad (7.5)$$

Отже, враховуючи формулу (7.3), швидкість зміни будь-якої властивості  $\varphi$  елементарного рухомого об'єму визначається формулою

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + v \frac{\partial \varphi}{\partial y} + w \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \varphi, \quad (7.6)$$

Тут використовується позначення

$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (7.7)$$

З урахуванням (7.7) маємо:

а) якщо характеристика  $\varphi$  – скалярна величина,

---

\* Символ „ $\cdot$ ” вказує, що це є скалярним добутком двох векторів, а символ „ $\times$ ” буде вказувати на векторний добуток.

$\nabla\varphi = \left\{ \frac{d\varphi}{dx}, \frac{d\varphi}{dy}, \frac{d\varphi}{dz} \right\}$  – це вектор градієнта характеристики  $\varphi$

$$\nabla\varphi = grad(\varphi) = \vec{i} \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial\varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial\varphi}{\partial z};$$

б) якщо ж  $\varphi$  – векторна величина, наприклад, вектор швидкості  $\vec{V}$ , тоді величина

$$\nabla \cdot \vec{V} = \left( \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = div \vec{V}$$

буде скаляром, в нашому випадку – дивергенція швидкості, яка має фізичний сенс швидкості розширення або стиснення у даній точці простору.

Оскільки  $\vec{V} \cdot \nabla\varphi = \vec{V} \cdot grad(\varphi)$ , тоді вираз (1.6) можливо використовувати у формі

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \vec{V} \cdot grad(\varphi). \quad (7.8)$$

Співвідношення (7.6) або (7.8) часто використовується в прикладній метеорології. Наприклад, при розрахунках забруднення атмосферного повітря припустимо, що  $\varphi$  – маса будь-якої домішки в елементарному об'ємі рухомої повітряної маси. Якщо в цьому об'ємі немає джерел або стоків цієї домішки, то згідно із законом збереження маси, маємо

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial\varphi}{\partial x} + v \frac{\partial\varphi}{\partial y} \right) - \left( w \frac{\partial\varphi}{\partial z} \right). \quad (7.9)$$

Таким чином, зміни маси домішки  $\varphi$  в зафіксованій точці простору (наприклад, біля земної поверхні) визначаються горизонтальною адвекцією (доданки в першій дужці) і вертикальною (друга дужка) адвекцією домішки, тобто перенесенням домішки потоком повітря в горизонтальній і у вертикальній площинах зі швидкостями руху  $u$ ,  $v$  та  $w$  відповідно.

Таким чином, ми з'ясували, що зміни місцеположення елементарного об'єму повітря визначаються вектором швидкості повітря  $\vec{V}$ , а зміни будь-якої характеристики повітря  $\varphi$  виражаються через функцію  $\frac{d\varphi}{dt}$ . Отже, наше завдання полягає у визначенні, за якими законами змінюються характеристики стану атмосферного повітря у часі та в просторі, які

процеси на це впливають. Для кількісного опису процесів, що відбуваються в рухомому атмосферному повітрі, і таким чином, для опису просторово–часових змін характеристик стану атмосферного повітря в метеорології використовують систему рівнянь гідротермодинаміки, які виводяться з трьох загальнофізичних законів збереження.

### 7.1.2 Рівняння нерозривності

Почнемо виведення основних гідродинамічних рівнянь з рівняння нерозривності, яке являє собою загальнофізичний закон збереження речовини.

Розглянемо деякий нерухомий об'єм простору  $Q$ . У цьому об'ємі міститься кількість рідини, яка дорівнює

$$\int_Q \rho dQ.$$

На поверхні даного об'єму виділимо елементарну площинку  $dS$ . Через цю площинку за одиницю часу протікає кількість рідини, яка дорівнює

$$\rho(\vec{V} \cdot \vec{n})dS,$$

де  $\vec{n}$  – одиничний вектор зовнішньої нормалі до цієї площинки,

$\vec{V} \cdot \vec{n}$  – складова вектора швидкості, перпендикулярна до поверхні площинки  $dS$ .

Тоді величина  $\rho(\vec{V} \cdot \vec{n})$  – маса рідини, що затікає (добуток  $\vec{V} \cdot \vec{n}$  – від'ємний) або витікає (добуток  $\vec{V} \cdot \vec{n}$  – додатний) за одиницю часу через одиницю поверхні площинки.

Повна кількість рідини, що затікає (витікає) в одиницю часу через всю поверхню об'єму  $Q$ , буде дорівнювати

$$\int_S \rho(\vec{V} \cdot \vec{n})dS, \quad (7.10)$$

де  $S$  – загальна поверхня об'єму  $Q$ .

З іншого боку, зміну кількості рідини в об'ємі, що розглядається, за одиницю часу можна оцінити як

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \int_Q \rho dQ \right). \quad (7.11)$$

Згідно із законом збереження речовини необхідно прирівняти вираз (7.10) з (7.11) з урахуванням того, що додатний знак в (7.10) відповідає

від'ємному знаку в (7.11) (при витіканні рідини її кількість відповідно повинна зменшуватись)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_Q \rho dQ = - \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS. \quad (7.12)$$

Використовуючи теорему Остроградського – Гаусса, перетворюємо поверхневий інтеграл в (7.12) на об'ємний

$$\int_S (\vec{V} \cdot \vec{n}) dS = \int_Q \operatorname{div}(\rho \vec{V}) dQ = \int_Q \nabla \cdot (\rho \vec{V}) dQ. \quad (7.13)$$

Тоді співвідношення (7.12) набуває вигляду

$$\int_Q \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) \right) dQ = 0.$$

Оскільки ця рівність справедлива для довільного об'єму  $Q$ , для цього повинен дорівнювати нулю саме підінтегральний вираз, тобто

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0. \quad (7.14)$$

Це рівняння називається рівнянням нерозривності або рівнянням збереження маси.

Розкриваючи вираз  $\operatorname{div}(\rho \vec{V})$ , в декартовій прямокутній системі координат отримуємо

$$\operatorname{div}(\rho \vec{V}) = \rho \operatorname{div} \vec{V} + \vec{V} \cdot \operatorname{grad} \rho. \quad (7.15)$$

Тоді, з урахуванням співвідношень (7.8) рівняння нерозривності можна записати

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{V} = 0. \quad (7.16)$$

Таким чином, нами отримано перше рівняння, яке встановлює кількісні взаємозв'язки між просторово-часовими змінами густини повітря та характеристикою поля швидкості – його дивергенцією. Наприклад, якщо в даній точці простору спостерігається така конфігурація поля швидкості, коли  $\operatorname{div} \vec{V} > 0$ , тобто є розбіжність ліній току – рідина „витікає”, тоді густина в цій точці простору з часом зменшується. І навпаки, коли  $\operatorname{div} \vec{V} < 0$  – є збіжність ліній току, рідина „затікає”, – в цій точці густина рідини з часом збільшується.

Для рідин або газів з постійною густиною ("нестисливі рідини або гази") рівняння (7.16) зводиться до вигляду

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0. \quad (7.17)$$

У більшості випадків атмосферне повітря можна розглядати як нестисливу рідину, тому в подальшому ми часто будемо використовувати рівняння нерозривності у вигляді (7.17).

### 7.1.3 Рівняння руху у формі Ейлера

У відповідності з законом збереження імпульсу (кількості руху) для елементарного об'єму  $Q$  швидкість зміни імпульсу\*  $\frac{d(\rho \vec{V})}{dt}$  повинна дорівнювати сумі сил, що діють на цей об'єм. Для цього об'єму другий закон Ньютона має вигляд

$$\int_Q \left( \rho \frac{d\vec{V}}{dt} \right) dQ = \sum_i \mathfrak{F}_i. \quad (7.18)$$

Сума в правій частині (7.18) складається з сил, діючих на поверхні елементарного об'єму рідини, що розглядається, ("поверхневі сили") і сил, діючих на кожний елемент цього об'єму, незалежно від його місцеположення ("масові сили"). До масових сил віднесемо, насамперед, гравітаційну силу притягання Землі ( $\rho \vec{g}$ ), де  $\vec{g}$  – прискорення, обумовлене дією цієї сили притягання. Часто це прискорення називають прискоренням вільного падіння.

Природа поверхневих сил залежить від того, враховується чи ні в'язкість рідини. Розглянемо спочатку нев'язку рідину. У цьому випадку поверхневі сили зумовлені лише тиском ( $p$ ), який діє по нормалі до поверхні. Сумарна поверхнева сила, що діє на об'єм в цілому, дорівнює

$$-\int_S p \vec{n} dS^*.$$

Суму масових і поверхневих сил в цьому випадку можна записати як

---

\* Нагадаємо, що в фізиці *імпульсом* або *кількістю руху* називається добуток маси тіла на його швидкість. Якщо тіло має одиничний об'єм ( $Q = 1$ ), тоді його маса дорівнює його густині.

\* Від'ємний знак зумовлений протинаправленістю зовнішньої нормалі до поверхні об'єму та вектора сили тиску на цю поверхню.



$$\sum_i \mathfrak{T}_i = \int_Q \rho \vec{g} dQ - \int_S p \vec{n} dS. \quad (7.19)$$

Перетворимо поверхневий інтеграл на інтеграл за об'ємом

$$-\int_S p \vec{n} dS = -\int_Q \nabla p dQ = -\int_Q \text{grad}(p) dQ. \quad (7.20)$$

Підстановка співвідношень (7.19) і (7.20) в (7.18) дає

$$\int_Q \left( \rho \frac{d\vec{V}}{dt} - \rho \vec{g} + \text{grad}(p) \right) dQ = 0,$$

таким чином, для довільного об'єму отримуємо

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) + \vec{g}. \quad (7.21)$$

Це і є *рівняння руху для нев'язкої рідини* або *рівняння руху в формі Ейлера*, яке ми шукали. Це рівняння встановлює кількісні взаємозв'язки між просторово – часовими змінами швидкості руху атмосферного повітря та силами, які діють в атмосфері на частинку повітря.

У правій частині цього рівняння зібрані члени, які описують дію тих чи інших сил, тому член  $-\frac{1}{\rho} \text{grad}(p)$  має назву ***сили баричного градієнта***.

Вона є основною силою в атмосфері, що спонукає повітря до руху. Ця сила спрямована в сторону протилежну вектору градієнта тиску, тобто вона направлена від високого тиску до низького.

#### 7.1.4 Рівняння руху для неінерційних систем координат

Рівняння руху в формі (7.21) отримано для так званих "*інерційних*" систем відліку, тобто систем відліку, які рухаються рівномірно й прямолінійно. Для опису атмосферних рухів найбільш природною є система відліку, яка жорстко пов'язана із Землею, що обертається. Таким чином, необхідно одержати рівняння руху, які б були записані у системі відліку, яка обертається з постійною кутовою швидкістю  $\vec{\Omega}$  – швидкістю обертання Землі.

Ця система координат вже не є інерційною, і нам необхідно знайти змінену форму рівняння руху, в якому б містилися величини, що безпосередньо спостерігаються в такій неінерційній системі відліку. Для цього скористаємося *теоремою Коріоліса* в такому вигляді

$$\left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_i = \left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_R + \vec{\Omega} \times \vec{B}, \quad (7.22)$$

де  $\vec{B}$  – довільний вектор;

"i" – індекс, який вказує, що ця величина спостерігається в інерційній системі відліку;

"R" – індекс, який вказує, що ця величина спостерігається в неінерційній обертовій системі відліку.

У відповідності з формулою (7.22) швидкість зміни вектора  $\vec{B}$  в інерційній і неінерційній системах відліку сприймається спостерігачем порівню.

В інерційній системі відліку до швидкості зміни вектора  $\vec{B}$  в неінерційній системі необхідно додати член, який описує додаткове прискорення вектора  $\vec{B}$  за рахунок обертання цієї системи відліку.

Розглянемо тепер довільну точку М, положення якої відносно початку координат неінерційної системи, яка обертається з постійною швидкістю  $\vec{\Omega}$ , задається радіусом-вектором  $\vec{r}$ . Навіть у тому випадку, коли ця точка не змінює свого місцеположення відносно початку координат, вона переміщується у просторі зі швидкістю

$$\vec{\Omega} \times \vec{r} \quad (7.23)$$

Якщо ж точка М змінює своє місцеположення в обраній системі координат, то у відповідності з теоремою Коріоліса (7.22) швидкість зміни величини вектора  $\vec{r}$  дорівнює

$$\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_i = \left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_R + \vec{\Omega} \times \vec{r}, \quad (7.24)$$

але за визначенням:

$$\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_i \equiv \vec{V}_i, \quad \left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_R \equiv \vec{V}_R. \quad (7.25)$$

Таким чином, швидкість, яка спостерігається в інерційній системі відліку ( $\vec{V}_i$ ), дорівнює сумі швидкості, яка спостерігається в неінерційній системі відліку ( $\vec{V}_R$ ), і швидкості  $\vec{\Omega} \times \vec{r}$ , що додається частинці при її обертанні разом з системою відліку

$$\vec{V}_i = \vec{V}_R + \vec{\Omega} \times \vec{r}. \quad (7.26)$$

Величини  $\vec{V}_i$  і  $\vec{V}_R$  мають назву відповідно абсолютної та відносної

швидкості.

Застосуємо зараз теорему Коріоліса до величини вектора  $\vec{V}_i$

$$\left(\frac{d\vec{V}_i}{dt}\right)_i = \left(\frac{d\vec{V}_i}{dt}\right)_R + \vec{\Omega} \times \vec{V}_i. \quad (7.27)$$

Виключимо зараз величину  $\vec{V}_i$  з правої частини співвідношення (7.27) з допомогою виразу (7.26)

$$\left(\frac{d\vec{V}_i}{dt}\right)_i = \left(\frac{d\vec{V}_R}{dt}\right)_R + \left(\frac{d\vec{\Omega}}{dt}\right)_R \times \vec{r} + \vec{\Omega} \times \left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_R + \vec{\Omega} \times (\vec{V}_R + \vec{\Omega} \times \vec{r})$$

Оскільки система відліку обертається з постійною швидкістю, то  $d\vec{\Omega}/dt = 0$ , і тоді

$$\left(\frac{d\vec{V}_i}{dt}\right)_i = \left(\frac{d\vec{V}_R}{dt}\right)_R + 2\vec{\Omega} \times \vec{V}_R + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \quad (7.28)$$

Таким чином, при переході від прискорення частинки, що описується в інерційній системі відліку, до прискорення у обертовій системі відліку з'являються два додаткових члени, які представляють собою додаткові прискорення, які виникають за рахунок обертання системи координат.

Перший додатковий член описує додаткове прискорення, що виникає тільки під час руху частинок. Його дія проявляється у відхиленні траєкторії руху частинки у напрямі вектора  $2\vec{\Omega} \times \vec{V}_R$ . Це прискорення має назву прискорення Коріоліса.

Другий додатковий член має назву доцентрового прискорення і це прискорення спрямовано по радіусу обертання частинки до центра.

З урахуванням формули для потрійного векторного добутку

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = (\vec{A} \cdot \vec{C}) \cdot \vec{B} - (\vec{A} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{C},$$

маємо

$$\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = -|\vec{\Omega}|^2 \cdot \vec{r}. \quad (7.29)$$

Зараз ми маємо можливість звернутися до рівняння руху у формі Ейлера та записати його з допомогою отриманих співвідношень (7.28) і (7.29) для неінерційної системи координат, яка обертається з постійною швидкістю  $\vec{\Omega}$  (індекс "R" опущено),

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + 2\vec{\Omega} \times \vec{V} - |\vec{\Omega}|^2 \cdot \vec{r} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) + \vec{g}. \quad (7.30)$$

Звичайно додаткові прискорення в лівій частині (7.30) переносять у праву частину рівняння з протилежним знаком і відповідно до принципу Даламбера трактують їх як додаткові сили. Так, член з доцентровим прискоренням, перенесений в праву частину з протилежним знаком, трактують як відцентрову силу обертання Землі. Ця сила є масовою й тому її звичайно об'єднують з гравітаційною силою притягання Землі в єдину силу, яка має назву сили тяжіння, причому цю нову силу позначають як раніше –  $\vec{g}$

$$\vec{g} = |\vec{\Omega}|^2 \cdot \vec{r} + \vec{g}. \quad (7.31)$$

Прискорення Коріоліса, перенесене в праву частину (7.30) з протилежним знаком, також трактують як деяку додаткову силу, яка прагне відхилити частинку, що рухається, праворуч (в Північній півкулі) від вектора швидкості  $\vec{V}$ . Ця сила має назву сили Коріоліса.

На відміну від відцентрової сили ця сила є фіктивною, через те що вона не виконує будь-якої роботи (вектор цієї сили завжди перпендикулярний до вектора переміщення).

Таким чином, остаточно *рівняння руху для нев'язких рідин у обертівій системі координат* можна записати

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \vec{g}. \quad (7.32)$$

### 7.1.5 Рівняння потоку імпульсу в'язкої рідини

Перш ніж вивести рівняння руху для в'язкої рідини або газу, розглянемо вплив ефектів в'язкості на зміни імпульсу зафіксованого в просторі елементарного об'єму. За визначенням імпульс одиниці об'єму рідини дорівнює  $\rho \vec{V}$ . Визначимо фізичні фактори, які впливають на його зміни у часі (швидкість зміни імпульсу), тобто величину  $\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{V})$ .

У скалярній формі, використовуючи індексні позначення, цю величину можна переписати у вигляді

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad \text{де } i=1, 2, 3. \quad (7.33)$$

Тут використовуються позначення  $v_1 \equiv v_X$ ,  $v_2 \equiv v_Y$ ,  $v_3 \equiv v_Z$ .

Рівняння руху (7.21) в інерційній системі координат\* в скалярній формі можна записати (по індексу, що повторюється, проводиться підсумовування)

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} - g \delta_{i3}, \quad i = 1, 2, 3; \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (7.34)$$

Тут використано позначення для просторових координат

$$x_1 \equiv x, \quad x_2 \equiv y, \quad x_3 \equiv z$$

і введено символ Кронекера

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = j, \\ 0 & \text{при } i \neq j \end{cases}. \quad (7.35)$$

Рівняння нерозривності (7.14) в цих позначеннях набуває вигляду

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho v_\alpha). \quad (7.36)$$

Тоді, якщо підставити в праву частину співвідношення для швидкості зміни імпульсу (7.33) відповідні вирази з (7.34) і (7.36), отримаємо

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho v_i &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} - \rho g \delta_{i3} - v_i \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho v_\alpha) = \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho v_i v_\alpha) - \rho g \delta_{i3} \end{aligned} \quad (7.37)$$

Використовуючи символ Кронекера, далі можна записати

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \delta_{i\alpha} \frac{\partial p}{\partial x_\alpha},$$

тоді остаточно рівняння для швидкості зміни імпульсу набере вигляду

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i = -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (p \delta_{i\alpha} + \rho v_i v_\alpha) - \rho g \delta_{i3}$$

або

---

\* Врахування сили Коріоліса не вносить будь-яких принципових змін у вивід рівняння для потоку імпульсу й тому для скорочення викладок тут не розглядається.

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i = -\frac{\partial \Pi_{i\alpha}}{\partial x_\alpha} - \rho g \delta_{i3}. \quad (7.38)$$

У відповідності з рівнянням (7.38) часові зміни імпульсу елементарного об'єму нев'язкої рідини або газу пов'язані:

- по-перше, з сумарним ефектом фізичних чинників, що діють на поверхні цього об'єму (перший член правої частини рівняння);
- по-друге, з дією сили гравітаційного тяжіння Землі, яка змінює вертикальну складову імпульсу даного об'єму (другий член правої частини рівняння).

До фізичних чинників, що діють на поверхні елементарного об'єму, відносяться:

- механічне перенесення імпульсу  $\rho v_i$  із швидкістю  $v_\alpha$  через одиничну площинку поверхні об'єму у  $\alpha$ -напрямі (член  $\rho v_i v_\alpha$ );
- сили тиску, що діють перпендикулярно до поверхні об'єму рідини (член  $p \delta_{i\alpha}$ ).

Ці поверхневі ефекти можна об'єднати, якщо ввести поняття *густини потоку імпульсу*

$$\Pi_{i\alpha} = p \delta_{i\alpha} + \rho v_i v_\alpha, \quad (7.39)$$

тобто тензора, який являє собою  $i$ -ту компоненту швидкості зміни імпульсу, зумовлену дією поверхневих ефектів на одиничній площинці поверхні елементарного об'єму за одиницю часу.

З аналізу (7.39) можна бачити, що тензор  $\Pi_{i\alpha}$  є симетричним, це вказує на таку властивість ідеальної рідини або газу як ізотропність, тобто відсутність переважного напрямку переміщення молекул (тобто дії поверхневих фізичних ефектів).

Хаотичний (броуновський) рух молекул на поверхні виділеного об'єму створює, крім ефекту тиску, додатковий ефект перенесення характеристик рідини (в тому числі і імпульсу) при "перескакуванні" молекул через межі цього об'єму. Цей фізичний процес називається в'язкістю рідини або газу.

За рахунок в'язкості створюється *додатковий потік імпульсу* через поверхню елементарного об'єму з місць з більшою в місця з меншою швидкістю.

Для врахування цього ефекту додамо в тензор густини потоку імпульсу додатковий член  $\sigma'_{i\alpha}$ , який буде описувати ефект "в'язкого" перенесення імпульсу в рідині (будемо його називати тензором в'язких напружень)

$$\Pi'_{i\alpha} = \Pi_{i\alpha} + \sigma'_{i\alpha}$$

або

$$\Pi'_{i\alpha} = p \delta_{i\alpha} + \rho v_i v_\alpha + \sigma'_{i\alpha}, \quad (7.40)$$

а тензор  $\sigma_{i\alpha}$ , який описує сумарний фізичний ефект, пов'язаний з хаотичним рухом молекул через поверхню об'єму,

$$\sigma_{i\alpha} = p \delta_{i\alpha} + \sigma'_{i\alpha} \quad (7.41)$$

будемо називати *тензором поверхневих напружень*.

Тоді рівняння для швидкості зміни імпульсу у в'язкій рідині або газі набуде вигляду (перепишемо рівняння (7.38) з урахуванням (7.40) і (7.41))

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i = - \frac{\partial \Pi_{i\alpha}}{\partial x_\alpha} - \frac{\partial \sigma'_{i\alpha}}{\partial x_\alpha} - \rho g \delta_{i3}. \quad (7.42)$$

Встановити загальний вигляд тензора  $\sigma'_{i\alpha}$  можна, виходячи з таких фізичних міркувань.

Внутрішнє тертя або перенесення імпульсу через поверхню даного об'єму рідини за рахунок хаотичного руху молекул виникає тільки в тих випадках, коли швидкість руху всередині і зовні цього об'єму розрізняються, тобто є просторова неоднорідність поля швидкості (різні ділянки рідини рухаються з різною швидкістю так, що має місце рух частин рідини одна відносно одної), тобто  $\frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} \neq 0$ . Тому тензор в'язких напружень  $\sigma'_{i\alpha}$  повинен залежати від похідних швидкості по просторових координатах –  $\frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha}$ . Оскільки властивість ізотропності рідини відноситься до будь-якої ідеальної рідини, в т.ч. і до в'язкої, то тензор  $\sigma'_{i\alpha}$  повинен бути симетричним і, таким чином, повинен бути пропорційним лінійній комбінації похідних швидкості, яка має властивість симетрії.

Такою комбінацією є *деформація швидкості*

$$D_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}. \quad (7.43)$$

Загальний вигляд зв'язку між тензорами в'язких напружень і деформації досить складний. У найбільш простому вигляді для тензора

$\sigma'_{i\alpha}$  можна записати як (так звана "градієнтна гіпотеза") \*

$$\sigma'_{i\alpha} = -\nu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial v_\alpha}{\partial x_i} \right) \quad (7.44)$$

Тут  $\nu$  – коефіцієнт пропорційності, який звичайно має назву *коефіцієнта молекулярної в'язкості*, причому  $\nu > 0$ .

Тоді тензор поверхневих напружень (7.41) з урахуванням (7.44) запишемо в наступному вигляді

$$\sigma_{i\alpha} = -p \delta_{i\alpha} - \nu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial v_\alpha}{\partial x_i} \right). \quad (7.45)$$

### 7.1.6 Рівняння руху в'язкої рідини. Рівняння Нав'є - Стокса

Перейдемо тепер до формулювання рівнянь руху для в'язкої рідини. Розписуючи тепер в зворотну сторону (по відношенню до операцій (7.36), (7.37)) співвідношення (7.42), можна прийти до вигляду рівняння руху для в'язкої рідини в індексній формі

$$\rho \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \sigma'_{i\alpha}}{\partial x_\alpha} - \rho g \delta_{i3}. \quad (7.46)$$

Тут член  $\frac{\partial \sigma'_{i\alpha}}{\partial x_\alpha}$  описує сумарний вплив ефекту в'язкості рідини на часові зміни її імпульсу або швидкості.

Оскільки цей член з'являється в правій частині рівняння руху, то відповідно до принципу Даламбера його можна трактувати як додаткову силу, яку звичайно називають силою тертя або силою молекулярної в'язкості.

Розписуючи член  $\frac{\partial \sigma'_{i\alpha}}{\partial x_\alpha}$  з урахуванням (7.44) при умові, що  $\nu = const.$ , та нехтуючи малими членами, рівняння руху (7.46) можливо записати як

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\nu}{\rho} \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_\alpha^2} - g \delta_{i3}. \quad (7.47)$$

Величина  $\nu/\rho = \eta$  – називається *кінематичним коефіцієнтом*

---

\* Знак "мінус" введено для того, щоб врахувати той факт, що додатковий потік імпульсу має напрям в сторону, протилежну напрямку градієнта швидкості.



молекулярної в'язкості або кінематичною в'язкістю.

Рівняння (7.47) отримано без урахування ефекту обертання Землі (тобто сили Коріоліса), звертаючись тепер до рівнянь руху для неінерційних систем координат в формі (7.32), можна записати рівняння руху для в'язкої рідини в обертовій системі координат у векторній формі:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \vec{g} + \nu \Delta \cdot \vec{V}.^* \quad (7.48)$$

Рівняння руху в формі (7.48) для в'язкої ідеальної рідини у обертовій системі координат звичайно називають *рівняннями руху в формі Нав'є - Стокса* або *рівняннями Нав'є - Стокса*.

### 7.1.7 Повна система рівнянь гідротермодинаміки атмосфери

Отже, тепер можна виписати отриману із загальнофізичних законів збереження повну систему рівнянь гідротермодинаміки, яка описує стан і еволюцію вибраного елементарного об'єму рідини або газу. У векторній формі ця система рівнянь гідротермодинаміки має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div}\vec{V} &= 0, \\ \frac{d\vec{V}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \vec{g} + \eta \Delta \cdot \vec{V}, \\ \frac{d\Theta}{dt} &= \frac{\Theta}{C_p T} \left( \frac{k}{\rho} \Delta T + G \right). \end{aligned} \quad (7.49)$$

Розв'язання цієї системи рівнянь дозволяє визначити розподіл в просторі і з часом характеристик стану рідини або газу. Для системи рівнянь (7.49) вони:

- вектор швидкості  $\vec{V}$ ,
- густина ( $\rho$ ) і тиск ( $P$ ) рідини або газу,
- абсолютна ( $T$ ) або потенційна ( $\Theta$ ) температура є невідомими величинами.

При відомому значенні швидкості припливу тепла  $G$ , залучаючи додатково в рівнянні припливу тепла співвідношення для потенційної

---

\*) Тут використовується позначення  $\Delta \cdot \vec{V} = \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_\alpha^2}$  - оператор подвійного диференціювання з підсумовуванням по індексу  $\alpha$ .

температури і рівняння стану (7.1), можна замкнути систему рівнянь (7.49), тобто одержати єдину комбінацію характеристик стану рідини або газу в майбутній момент часу, якщо задати початкові значення цих величин і параметри задачі:

- прискорення вільного падіння –  $g$ ,
- кутова швидкість обертання Землі –  $\Omega$ ,
- кінематичний коефіцієнт молекулярної в'язкості даної рідини або газу –  $\eta$ ,
- коефіцієнт теплопровідності даної рідини або газу –  $k^*$ ,
- питома газова стала даної рідини або газу –  $R$ ,
- швидкість припливу тепла –  $G$ .

В індексних позначеннях така повна система рівнянь гідротермодинаміки атмосфери має вигляд

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\rho v_\alpha) &= 0, \\ \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2 \varepsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha v_\beta + \eta \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha}, \\ \frac{\partial \Theta}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial \Theta}{\partial x_\alpha} &= \frac{\Theta}{C_P T} \left( \mu \frac{\partial^2 T}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} + G \right), \\ \Theta &= T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R/C_P}, \\ P &= \rho R T,\end{aligned}\tag{7.50}$$

де  $\varepsilon_{i\alpha\beta}$  – символ Леві - Чівіта. Він вводиться аналогічно з символом Кронекера і набуває таких значень:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{123} = \varepsilon_{231} = \varepsilon_{312} &= 1, \\ \varepsilon_{111} = \varepsilon_{112} = \varepsilon_{122} = \varepsilon_{133} = \varepsilon_{211} = \varepsilon_{221} = \varepsilon_{222} = \varepsilon_{311} = \varepsilon_{322} = \varepsilon_{333} &= 0,\end{aligned}$$

в будь-якому іншому випадку

$$\varepsilon_{i\alpha\beta} = -1.\tag{7.51}$$

У скалярній формі (в прямокутній декартовій системі координат в проекціях на осі X, Y і Z) повна система рівнянь гідротермодинаміки (7.50)

---

\* Часто використовується також кінематичний коефіцієнт теплопровідності  $\mu = k/\rho$ .

набуває вигляду

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0, \quad (7.52)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v - 2\omega_y w + \\ & + \eta \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + 2\omega_x w - 2\omega_z u + \\ & + \eta \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (7.53)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\omega_y u - 2\omega_x v - g + \\ & + \eta \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v \frac{\partial \Theta}{\partial y} + w \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta}{C_p T} \left[ \mu \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + G \right], \quad (7.54)$$

$$\Theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p},$$

$$P = \rho R T. \quad (7.55)$$

### Контрольні запитання

1. Перелічити характеристики, за допомогою яких здійснюється опис стану рідини або газу.
2. Пояснити, за рахунок яких фізичних механізмів змінюється з часом густина рідини у відповідності з рівнянням нерозривності.
3. За допомогою яких рівнянь здійснюється математичний вираз загальнофізичних законів збереження стосовно до опису атмосферних процесів, конкретно:
  - закону збереження кількості руху,
  - закону збереження маси,
  - закону збереження енергії.

4. Пояснити у відповідності з принципом Даламбера, який фізичний сенс членів, розміщених у лівій і правій частині будь-якого рівняння руху.
5. Дайте визначення інерційної системи відліку.
6. Які сили приводять до зміни швидкості рідини або газу відповідно до рівняння Ейлера для нев'язких рідин в інерційній системі координат?
7. Які додаткові прискорення отримують частинки повітря в неінерційній системі відліку?
8. Які додаткові члени з'являються в неінерційній системі відліку при описі прискорення вектора  $\vec{F}$ ?
9. Які сили приводять до зміни швидкості рідини або газу відповідно до рівняння Ейлера для обертової системи відліку?
10. Для опису в'язкої рідини використовуються рівняння руху у формі Нав'є - Стокса чи Ейлера? Поясніть свою відповідь.
11. Які фізичні фактори приводять до зміни імпульсу елементарного об'єму в'язкої рідини або газу?
12. За рахунок яких фізичних факторів відбувається зміна імпульсу елементарного об'єму для нев'язкої рідини або газу?
13. До появи якого додаткового фізичного механізму зміни імпульсу елементарного об'єму рідини приводить наявність ефекту в'язкості?
14. З якою характеристикою поля швидкості пов'язаний тензор дотичних напружень і чому?
15. Які властивості повинна мати рідина, щоб можна було використовувати рівняння руху у формі Ейлера або Нав'є-Стокса?
16. Які фізичні механізми приводять до зміни швидкості рідини або газу відповідно до рівнянь руху у формі Нав'є - Стокса?
17. Перелічити сили, що діють на об'єм рухомого повітря у в'язкій атмосфері в неінерційній системі відліку.
18. Який основний закон збереження виражає рівняння припливу тепла?
19. Які фізичні фактори приводять до зміни внутрішньої енергії рухомого об'єму рідини або газу?
20. Чим розрізняються величини: гравітаційна сила притягання Землі і сила тяжіння?
21. Які фізичні фактори приводять до зміни потенційної температури  $\theta$  об'єму сухого повітря, що рухається?
22. Розпишіть у декартовій системі координат член  $v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha}$  для  $i = 2$ .
23. Запишіть член  $\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\alpha}$  у векторному вигляді з урахуванням того, що  $\vec{V} = \{v_1, v_2, v_3\}$ .
24. Розпишіть у декартовій системі координат величину  $\nabla \cdot \vec{f}$ .

25. Розпишіть у декартовій системі координат член  $V_\alpha \frac{\partial \rho}{\partial x_\alpha}$ .
26. Розпишіть у декартовій системі координат величину  $\nabla \phi$ , де  $\phi$  - скаляр.
27. Розпишіть у декартовій системі координат член  $V_\alpha \frac{\partial \theta}{\partial x_\alpha}$ .
28. Розпишіть у декартовій системі координат величину  $\vec{V} \cdot \text{grad } f$ , де  $f$  – скаляр.
29. Розпишіть у декартовій системі координат величину  $\text{div } \vec{V}$ .

## 7.2 Динаміка вільної атмосфери

### 7.2.1 Спрощення системи рівнянь гідротермодинаміки атмосфери

Система рівнянь гідротермодинаміки, одержана раніше, дозволяє описувати будь-які рухи, що спостерігаються в земній атмосфері. В той же час, просторовий спектр цих атмосферних рухів простягається від сантиметрових розмірів турбулентних вихрів у шарі рослинності до десятків тисяч кілометрів (планетарні хвилі). У цьому розділі ми розглянемо динаміку атмосферних рухів синоптичного масштабу, просторовий масштаб яких складає не менше двох тисяч кілометрів.

Ці рухи характерні для вільної атмосфери – частини атмосфери, на формування динаміки якої мало впливає приземне тертя.

Рухи синоптичного масштабу мають деякі характерні фізичні риси, врахування яких дозволяє істотно спростити вихідну систему рівнянь гідротермодинаміки атмосфери, яку ми отримали у попередньому розділі. Розглянемо ці особливості. Для цього введемо поняття просторового масштабу рухів ( $L$ ) і характерного масштабу швидкості ( $U$ ). Час, за який елементарний об'єм повітря переміститься на відстань  $L$  зі швидкістю  $U$ , представляє собою характерний масштаб часу і дорівнює  $\tau = L/U$ .

Якщо цей проміжок часу істотно менше за період обертання Землі ( $T = 2\pi/\Omega$ ), то за час  $\tau$  цей об'єм навряд чи зможе зазнати впливу від цього обертання. Таким чином, можна припустити, що ефект обертання Землі стане істотним за умови, що

$$\tau \geq T \quad \text{або} \quad L/U \geq 2\pi/\Omega,$$

Оцінимо виконання цієї умови для атмосферних процесів синоптичного масштабу. Маємо

$$L \sim 2000 \text{ км}, U \sim 10 \text{ м/с}, \Omega \sim 7,29 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1},$$

тоді ліва частина співвідношення дорівнює  $2 \times 10^5 \text{ с}$ , а права частина  $\sim 10^5 \text{ с}$ . Таким чином, для рухів синоптичного масштабу умова завжди виконується. Отже, першою особливістю атмосферних рухів синоптичного масштабу є істотний вплив сили Коріоліса на динаміку цих процесів.

У метеорології оцінку співвідношення сил інерції і Коріоліса звичайно здійснюють за допомогою безрозмірного параметра  $Ki$ , який будемо називати числом Кібеля\*

$$Ki = \frac{U}{2 \omega_z L}, \quad (7.56)$$

де  $\omega_z$  – вертикальна складова кутової швидкості обертання Землі.

Таким чином, якщо виконується умова  $Ki \leq 1$ , то вплив сили Коріоліса на динаміку атмосферних рухів стає істотним.

Друга важлива особливість рухів синоптичного масштабу пов'язана з непорівнянністю горизонтального ( $L \sim 2000 \text{ км}$ ) і вертикального ( $H \sim 10 \text{ км}$ ) масштабів рухів синоптичного масштабу, тобто у вільній атмосфері

$$H/L \ll 1. \quad (7.57)$$

Зі співвідношення (7.57) випливає, що вертикальна складова швидкості повітря в рухах синоптичного масштабу набагато менше від горизонтальної складової, тобто повітряні рухи синоптичного масштабу є квазігоризонтальними. Дійсно, масштаб горизонтальної складової швидкості можна виразити як  $U = L/\tau$ , а масштаб вертикальної складової –  $W = H/\tau$ . Тоді

$$W/U = H/L, \quad (7.58)$$

і в силу (7.57)

$$W/U \ll 1. \quad (7.59)$$

Якщо для цих рухів малі вертикальні швидкості, то можна припустити, що й вертикальні прискорення малі. А малість вертикальних прискорень свідчить про наявність рівноваги сил, що діють у цій площині на частинку повітря. Отже, у вертикальній площині для рухів синоптичного масштабу спостерігається приблизна рівновага сил, що

---

\* Цей параметр пов'язаний з числом Россбі  $\varepsilon = \frac{U}{|\vec{\Omega}|L}$ , де  $\vec{\Omega}$  – вектор кутової швидкості

обертання Землі. Число Россбі являє собою відношення сили інерції до сили Коріоліса

діють на елементарний об'єм повітря і, насамперед, вертикальної складової сили баричного градієнта і сили тяжіння, тобто в цій частині атмосфери виконується умова квазістатичної рівноваги

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g = 0 \quad \text{або} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (7.60)$$

Співвідношення (7.60) має назву рівняння статички атмосфери.

Розглянемо тепер, як описані вище особливості атмосферних рухів синоптичного масштабу дозволяють спростити вихідну систему рівнянь гідротермодинаміки атмосфери. Ці спрощення необхідні для того, щоб аналітично досліджувати особливості динаміки рухів цього масштабу.

### 7.2.2 Рівняння руху для вільної атмосфери

Одержимо рівняння руху, що описують динаміку вільної атмосфери, спростивши повну систему рівнянь гідротермодинаміки атмосфери. Для цього:

– по-перше, використовуючи умову (7.59), можна замінити третє рівняння руху (рівняння для  $w$ -складової швидкості) на рівняння статички атмосфери (7.60).

– по-друге, використаємо для спрощення двох інших рівнянь руху методику теорії подібності.

Ця методика основана на аналізі співвідношення характерних масштабів величин, що входять у рівняння, які досліджуються. Причому, ці масштаби вибираються таким чином, щоб вони характеризували конкретний діапазон рухів, який нас цікавить. При використанні методики теорії подібності за допомогою цих характерних масштабів у досліджуваному рівнянні здійснюється перехід до нових безрозмірних змінних типу  $f_n$ .

Тобто, якщо  $f$  – розмірне значення будь-якої характеристики, а  $F$  – масштаб, що характеризує цю величину в конкретному діапазоні рухів, тоді безрозмірне значення величини  $f$  ( $f_n$ ) буде дорівнювати

$$f_n = f/F. \quad (7.61)$$

Якщо ми правильно підібрали масштаб  $F$ , тоді порядок безрозмірного значення розглянутої величини повинен дорівнювати одиниці

$$O(f_n) = 1. \quad (7.62)$$

В цьому випадку дослідження кількісного внеску кожного члена рівняння в формування фізичних процесів даного просторового масштабу зводиться до оцінки розмірного коефіцієнта, що стоїть перед конкретним

безрозмірним членом рівняння і складається з комбінації масштабів величин, що входять у цей член рівняння.

Скористаємося описаною методикою для дослідження рівнянь гідротермодинаміки стосовно до умов вільної атмосфери. Для цього вводимо масштаби величин, що входять у рівняння руху (причому значення цих масштабів характерні для рухів синоптичного масштабу):

- для горизонтальної швидкості –  $U$ ;
- для вертикальної швидкості –  $W$ ;
- просторовий масштаб рухів:
  - у горизонтальній площині –  $L$ ,
  - у вертикальній площині –  $H$ ;
- масштаб часу –  $\tau$ ,
- масштаб горизонтального градієнта тиску  $(\partial p / \partial n) - P_s$ .

Тоді, перше рівняння руху (7.53) можна записати за допомогою операції типу (7.62) у вигляді

$$\left(\frac{U}{\tau}\right) \frac{\partial u_n}{\partial t_n} + \left(\frac{U^2}{L}\right) u_n \frac{\partial u_n}{\partial x_n} + \left(\frac{U^2}{L}\right) v_n \frac{\partial u_n}{\partial y_n} + \left(\frac{W U}{H}\right) w_n \frac{\partial u_n}{\partial z_n} = -\frac{P_s}{\rho} \frac{\partial p_n}{\partial x_n} +$$

$$+ 2\omega_Z U v_n - 2\omega_Y W w_n + \eta \left(\frac{U}{L^2}\right) \left(\frac{\partial^2 u_n}{\partial x_n^2} + \frac{\partial^2 u_n}{\partial y_n^2}\right) + \eta \left(\frac{U}{H^2}\right) \left(\frac{\partial^2 u_n}{\partial z_n^2}\right)$$

Розділимо тепер обидві частини цього рівняння на коефіцієнт, що стоїть при члені, який описує вплив сили Коріоліса –  $(2\omega_z)$ , тому що, як було показано в пункті 7.2.1, ця сила є істотною у формуванні динаміки атмосферних процесів синоптичного масштабу. Таким чином, якщо отриманий у результаті ділення безрозмірний критерій виявляється за величиною рівним одиниці або близьким до неї, то даний член рівняння впливає на формування динаміки вільної атмосфери приблизно так само, як ефект обертання Землі. Якщо ж критерій виявляється набагато меншим за одиницю, то вплив фізичного процесу, що описується таким членом рівняння, виявляється несуттєвим при формуванні динаміки процесів вільної атмосфери.

Для спрощення записів запровадимо позначення  $l = 2\omega_z$ . Цей параметр звичайно називають параметром Коріоліса. Отже, розділивши обидві частини рівняння на параметр  $l$ , отримаємо

$$\left(\frac{1}{\ell \tau}\right) \frac{\partial u_n}{\partial t_n} + \left(\frac{U}{\ell L}\right) u_n \frac{\partial u_n}{\partial x_n} + \left(\frac{U}{\ell L}\right) v_n \frac{\partial u_n}{\partial y_n} + \left(\frac{W}{\ell H}\right) w_n \frac{\partial u_n}{\partial z_n} = -\frac{P_s}{\ell U \rho} \frac{\partial p_n}{\partial x_n} +$$



$$+ v_n - \frac{2\omega_Y W}{\ell U} w_n + \eta \left( \frac{1}{\ell L^2} \right) \left( \frac{\partial^2 u_n}{\partial x_n^2} + \frac{\partial^2 u_n}{\partial y_n^2} \right) + \eta \left( \frac{1}{\ell H^2} \right) \left( \frac{\partial^2 u_n}{\partial z_n^2} \right). \quad (7.63)$$

Аналізуючи рівняння (7.63), отримане для безрозмірних значень характеристик рідини, можна виділити шість безрозмірних критеріїв, які визначають значущість того або іншого члена першого рівняння руху у формуванні динаміки рухів синоптичного масштабу. Це

$$\begin{aligned} 1) \left( \frac{1}{\ell \tau} \right) &= \frac{U}{\ell L} = Ki; \quad 2) \frac{U}{\ell L} = Ki; \quad 3) \left( \frac{W}{\ell H} \right) = \frac{U}{\ell L} = Ki \text{ (у силу (7.58));} \\ 4) \frac{2\omega_Y W}{\ell U} &\ll 1 \text{ (у силу (7.59));} \quad 5) \eta \left( \frac{1}{\ell L^2} \right) = E - \text{число Екмана}^*; \\ 6) \eta \left( \frac{1}{\ell H^2} \right) &= E \frac{L^2}{H^2} \approx 10^{-7}**. \end{aligned}$$

Перших три критерії мають порядок числа Кібеля, що для рухів синоптичного масштабу складає  $\sim 10^{-2}$ , три інших ще набагато менше. Таким чином, залишається один член рівняння руху, який описує силу баричного градієнта (рушійна сила всіх атмосферних процесів). Отже, проекція цієї сили на вісь X (перше рівняння руху) має той же порядок, що і проекція сили Коріоліса для рухів синоптичного масштабу. Тобто, безрозмірний параметр:  $\frac{P_s}{\ell U_\rho} \sim 1$ .

Отже, із проведеного аналізу значень безрозмірних критеріїв першого рівняння руху для рухів синоптичного масштабу можна зробити наступні висновки:

1) члени, пов'язані з прискореннями елементарного об'єму повітря, дуже малі (в порівнянні з ефектом сили Коріоліса), і, отже можна говорити про те, що рухи синоптичного масштабу практично рівномірні і прямолінійні як у горизонтальній, так і у вертикальній площинах;

2) члени, пов'язані з дією сили молекулярної в'язкості, на 7-11 порядків менше від членів, що описують дію сили баричного градієнта або Коріоліса, і, отже, цією силою можна нехтувати при описі динаміки рухів синоптичного масштабу у вільній атмосфері;

3) член, що описує дію сили Коріоліса, з горизонтальною складовою

---

\* Значення числа Екмана для рухів синоптичного масштабу складає  $\sim 1,0 \times 10^{-11}$ .

\*\* Тому що для рухів синоптичного масштабу  $\frac{L^2}{H^2} \approx 10^4$ .

кутової швидкості обертання Землі ( $2\omega_y$ ) набагато менше від члена з вертикальною складовою і тому ним можна також знехтувати.

Таким чином, перше рівняння руху для атмосферних процесів синоптичного масштабу можна виписати з різним ступенем точності, що відтворюватиме динаміку цих процесів:

– по-перше, можна виписати це рівняння з урахуванням тільки головних членів (тобто членів, що мають порядок складової сили Коріоліса):

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v;$$

– по-друге, можна виписати рівняння з членами, що мають порядок до числа Кібеля включно:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v.$$

Аналогічно, можна визначити для другого рівняння руху його вигляд для процесів синоптичного масштабу з урахуванням тільки головних членів порядку одиниці

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u$$

і з урахуванням членів, що мають порядок до числа Кібеля включно

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u.$$

Нагадуємо, що третє рівняння руху для атмосферних процесів синоптичного масштабу перетворюється на рівняння статички атмосфери.

Отже, можна записати дві системи спрощених рівнянь руху, що описують динаміку процесів синоптичного масштабу з різним ступенем точності:

– з точністю до головних членів рівнянь

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v, \quad (7.64)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u, \quad (7.65)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g; \quad (7.66)$$

– з точністю до членів порядку числа Кібеля включно

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_Z v, \quad (7.67)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_Z u, \quad (7.68)$$

і рівняння статички (7.66).

### 7.2.3 Геострофічне наближення

У геофізичній гідродинаміці рух у горизонтальній площині, який виникає за умови, що горизонтальний градієнт тиску врівноважується горизонтальним компонентом сили Коріоліса (геострофічна рівновага), називається геострофічним рухом, тобто

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 2\omega_Z v_g, \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 2\omega_Z u_g, \quad (7.69)$$

де  $u_g$  і  $v_g$  – складові вектора швидкості геострофічного руху або вектора геострофічної швидкості  $\vec{V}_g$ .

Зі співвідношень (7.69) можна одержати вирази для складових швидкості геострофічного вітру

$$u_g = -\frac{1}{2\omega_Z \rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{2\omega_Z \rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (7.70)$$

і модуля вектора швидкості геострофічного вітру

$$V_g \equiv |\vec{V}_g| = \frac{1}{2\omega_Z \rho} \frac{\partial p}{\partial n}, \quad (7.71)$$

де  $\partial p / \partial n$  – модуль вектора горизонтального градієнта тиску<sup>\*</sup>.

Визначимо, виходячи зі співвідношень (7.69) і (7.70), властивості геострофічного вітру.

---

<sup>\*</sup> Вектор горизонтального градієнта тиску спрямований перпендикулярно до ізобари - лінії, що з'єднує точки рівного тиску на горизонтальній площині. На картах приземного тиску ізобари проводяться через 5 гПа (п'ять гектопаскалів).

По-перше, це прямолінійний і рівномірний рух у горизонтальній площині, тому що сили баричного градієнта ( $\vec{G}$ ) і Коріоліса ( $\vec{K}$ ) врівноважуються в горизонтальній площині;

По-друге, вектор геострофічної швидкості перпендикулярний до вектора горизонтальної сили баричного градієнта. Дійсно, скалярний добуток цих векторів дорівнює

$$\vec{V}_g \cdot \vec{G} = u_g \left( -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + v_g \left( -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \left( -\frac{1}{2 \omega_Z \rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \left( -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \left( \frac{1}{2 \omega_Z \rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \left( -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0. \quad (7.72)$$

Отже, вектор геострофічної швидкості спрямований уздовж ізобар так, що низький тиск залишається ліворуч від напрямку руху у Північній півкулі (рис. 7.1).

Якщо тепер порівняти співвідношення (7.67) і (7.69), то можна зробити фундаментальний висновок про те, що у вільній атмосфері в першому наближенні виконуються умови геострофічного руху, тобто в першому наближенні рухи синоптичного масштабу у вільній атмосфері є

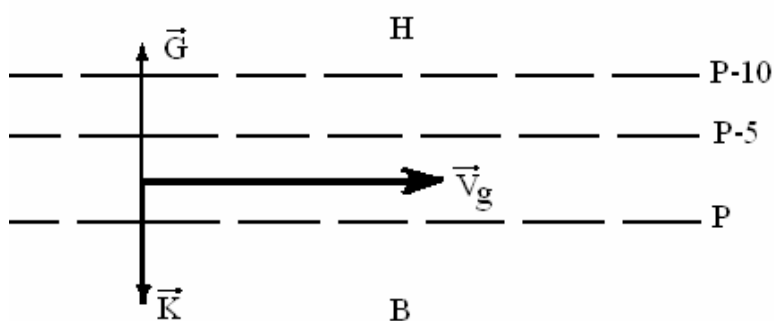


Рисунок 7.1 – Взаємне розташування векторів геострофічної швидкості  $\vec{V}_g$ , сил горизонтального баричного градієнта  $\vec{G}$  і Коріоліса  $\vec{K}$  у випадку геострофічного руху

геострофічними і мають його властивості. Тому в метеорології прийнято говорити, що у вільній атмосфері спостерігається *геострофічний вітер*. А рівняння руху у формі (7.67) називають рівняннями руху, записаними в геострофічному наближенні або просто *геострофічним наближенням*.

З фундаментальної властивості геострофічності великомасштабних рухів у вільній атмосфері випливає, що поля тиску і вітру у вільній атмосфері взаємоузгоджені та по структурі одного з цих полів можна

відновити інше. Ця властивість широко використовується в синоптичній метеорології.

### 7.2.4 Термічний вітер

Вище були розглянуті перших дві властивості геострофічного вітру. Тепер, розглянемо, як змінюється геострофічний вітер з висотою. З цією метою запишемо геострофічні співвідношення (7.70) з урахуванням рівняння стану у вигляді

$$\rho = p/R T.$$

Маємо

$$\begin{aligned}\frac{u_g}{T} &= -\frac{R}{2\omega_Z} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{R}{2\omega_Z} \frac{\partial}{\partial y} \ln(p), \\ \frac{v_g}{T} &= \frac{R}{2\omega_Z} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{R}{2\omega_Z} \frac{\partial}{\partial x} \ln(p).\end{aligned}\quad (7.73)$$

Продиференціювавши співвідношення (7.73) за координатою  $Z$ , одержимо

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{u_g}{T} \right) &= -\frac{R}{2\omega_Z} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial}{\partial z} \ln(p) \right), \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_g}{T} \right) &= \frac{R}{2\omega_Z} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial}{\partial z} \ln(p) \right).\end{aligned}\quad (7.74)$$

Скористаємося тепер рівнянням статики у вигляді (7.66)

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g.$$

Тоді можна отримати

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln(p) = -\frac{g}{RT}.\quad (7.75)$$

Підставляючи рівняння статики у вигляді (7.75) у праву частину співвідношення (7.74), маємо

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{u_g}{T} \right) = \frac{R}{2\omega_Z} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{g}{RT} \right) = \frac{g}{2\omega_Z} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{T} \right) = -\frac{g}{2\omega_Z T^2} \frac{\partial T}{\partial y},$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_g}{T} \right) = - \frac{R}{2 \omega_Z} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{g}{RT} \right) = - \frac{g}{2 \omega_Z} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{T} \right) = \frac{g}{2 \omega_Z T^2} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (7.76)$$

З аналізу співвідношень (7.76) можна зробити наступні висновки:

- по-перше, геострофічний вітер з висотою змінюється тільки при горизонтальному градієнті температури, відмінному від нуля;
- по-друге, величина зміни геострофічного вітру з висотою прямо пропорційна значенню горизонтального градієнта температури.

З фізичної точки зору отриману закономірність можна пояснити в такий спосіб. Відповідно до рівняння статички у вигляді (7.75) атмосферний тиск у холодній повітряній масі знижується з висотою швидше, ніж у теплій. Тому, при зміні температури в горизонтальній площині в повітряній масі тиск над різними пунктами змінюється з висотою по-різному, що приводить до зміни з висотою горизонтального баричного градієнта, а, відповідно, і швидкості геострофічного руху.

Повернемося тепер до співвідношень (7.76) і проінтегруємо їх по шару повітря товщиною  $Z_1 - Z_2$

$$\begin{aligned} \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{u_g}{T} \right) dz &= - \frac{g}{2 \omega_Z} \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} dz, \\ \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_g}{T} \right) dz &= \frac{g}{2 \omega_Z} \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} dz. \end{aligned} \quad (7.77)$$

Для подальших перетворень введемо поняття "середньої температури" шару  $Z_1 \div Z_2$  і позначимо її як  $T_m$ . Тоді, скориставшись у (7.77) теоремою про середнє<sup>\*</sup>, у першому наближенні одержимо

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_m} (u_g(Z_2) - u_g(Z_1)) &= - \frac{g}{2 \omega_Z T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial y} (Z_2 - Z_1), \\ \frac{1}{T_m} (v_g(Z_2) - v_g(Z_1)) &= \frac{g}{2 \omega_Z T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x} (Z_2 - Z_1). \end{aligned} \quad (7.78)$$

Запровадимо для зручності позначення

---

<sup>\*)</sup> Нагадаємо, що відповідно до цієї теореми  $\int_a^b f(x) dx \cong f(c)(b-a)$ , де  $f(c)$  - середнє значення даної функції на відрізку  $(b-a)$ .

$$u_g(Z_2) - u_g(Z_1) \equiv u_T,$$

$$v_g(Z_2) - v_g(Z_1) \equiv v_T. \quad (7.79)$$

Власне кажучи, ці величини є складовими результуючого вектора різниці векторів геострофічного вітру на рівнях  $Z_2$  і  $Z_1$  відповідно, тобто

$$\vec{V}_g(Z_2) - \vec{V}_g(Z_1) \equiv \vec{V}_T. \quad (7.80)$$

У метеорології вектор  $\vec{V}_T$  зі складовими  $u_m$  і  $v_m$  звичайно називають *вектором термічного вітру* або просто *термічним вітром*. Таке позначення часто використовується при розрахунках зміни геострофічного вітру з висотою.

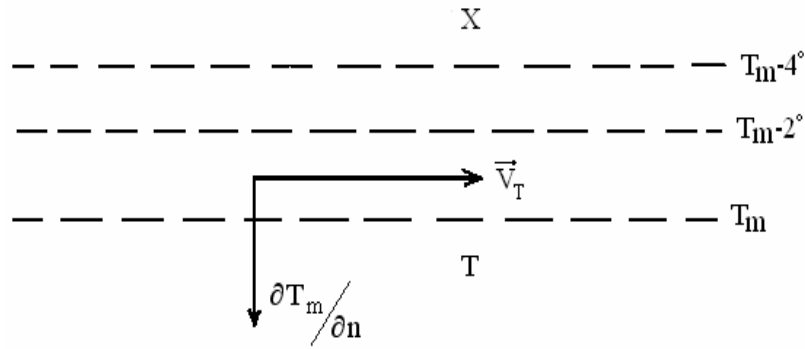


Рисунок 7.2 – Взаємне розташування векторів швидкості термічного вітру  $\vec{V}_T$  і градієнта середньої температури шару  $\partial \vec{T}_m / \partial n$

З урахуванням позначень (7.79) співвідношення (7.78) набувають вигляду

$$u_T = -\frac{g}{2 \omega_Z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial y} (Z_2 - Z_1),$$

$$v_T = \frac{g}{2 \omega_Z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial x} (Z_2 - Z_1). \quad (7.81)$$

Модуль вектора термічного вітру визначається зі співвідношення

$$V_T \equiv |\vec{V}_T| = \frac{g}{2 \omega_Z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial n} (Z_2 - Z_1), \quad (7.82)$$

де  $\partial T_m / \partial n$  – модуль вектора горизонтального градієнта середньої температури у шарі повітря товщиною  $Z_2 - Z_1$ .

Зі співвідношень (7.81) і (7.82) випливає, що зміна геострофічного вітру з висотою (або термічний вітер) визначається не тільки значенням горизонтального градієнта середньої температури у шарі, але і прямо пропорційна товщині цього шару.

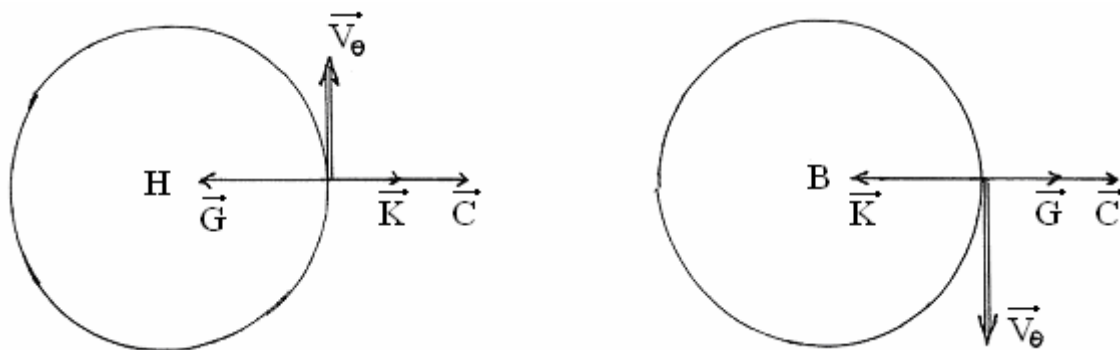
Крім того, оскільки скалярний добуток векторів  $\vec{V}_T$  і  $\partial \vec{T}_m / \partial n$  дорівнює

$$\vec{V}_T \cdot \frac{\partial \vec{T}_m}{\partial n} = -\frac{g}{2\omega_z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial y} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial T_m}{\partial x} + \frac{g}{2\omega_z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial x} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial T_m}{\partial y} = 0,$$

то ці вектори взаємно перпендикулярні, тобто вектор термічного вітру спрямований уздовж ізотерм так, що низькі температури залишаються ліворуч від напрямку вектора вітру (рис. 7.2).

### 7.2.5 Рухи синоптичного масштабу при кругових ізобарах

При кругових ізобарах у вільній атмосфері спостерігаються рухи, динаміка яких визначається наявністю балансу трьох сил: горизонтальної складової сили баричного градієнта, сили Коріоліса і відцентрової сили, що виникає за рахунок обертальної складової руху. Схематично баланс цих сил можна зобразити в такий спосіб (рис. 7.3).



$\vec{G}$  – вектор горизонтального градієнта тиску,  
 $\vec{K}$  – сила Коріоліса,  
 $\vec{C}$  – відцентрова сила

Рисунок 7.3 – Баланс сил, що діють на рухомий елементарний об'єм при кругових ізобарах

У метеорології рухи, що спостерігаються при кругових ізобарах, називаються *градієнтним вітром*. Розглянемо властивості цього руху.

У циліндричній системі координат (координатні осі:  $\theta, r, z$  – рис. 7.4)



рівняння руху у формі (7.68) набувають вигляду

$$\begin{aligned}\frac{dv_r}{dt} - \frac{v_\theta^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + 2\omega_z v_\theta, \\ \frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_r v_\theta}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} - 2\omega_z v_r,\end{aligned}\quad (7.83)$$

де  $v_\theta$  і  $v_r$  – складові горизонтального вектора швидкості руху (рис. 7.5).

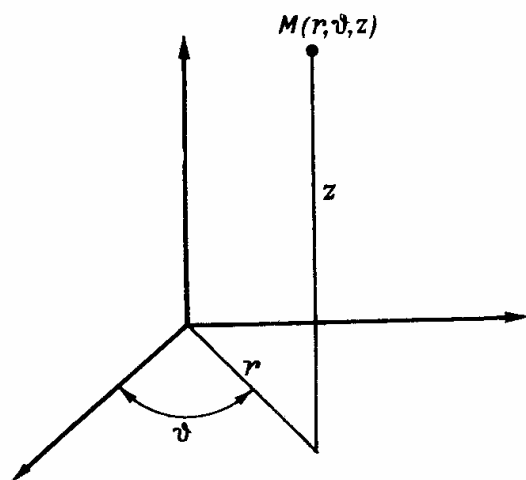


Рисунок 7.4 – Циліндрична система координат в циліндричній системі

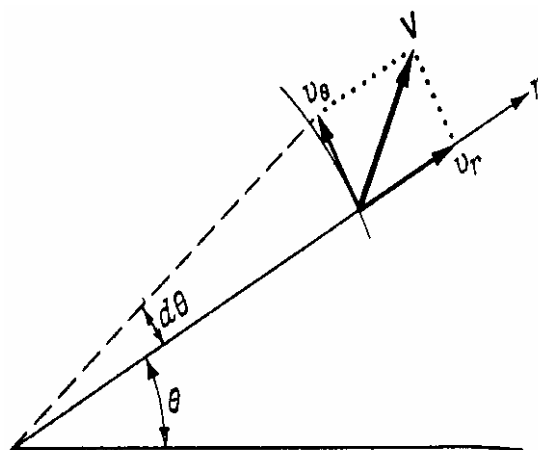


Рисунок 7.5 – Складові вектора швидкості вітру

Можна показати, що при кругових ізобарах

$$\frac{\partial}{\partial r}(r v_r) = 0, \quad (7.84)$$

тоді  $v_r = 0^*$ . Отже вектор швидкості завжди спрямований по дотичній до ізобари.

Оскільки градієнтний вітер – це рух, що виникає при рівновазі сил баричного градієнта, Коріоліса і відцентрової сили, то цей рух є стаціонарним, тобто модуль вектора швидкості не змінюється з часом

$$\frac{dV_\theta}{dt} = 0.$$

---

\* Тому що при кругових ізобарах  $r = \text{const}$ .

Крім того, при кругових ізобарах по визначенню  $\partial p / \partial \theta = 0$ , тоді система (7.83) перетворюється на рівняння\*

$$\frac{v_{\theta}^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + 2 \omega_Z v_{\theta} = 0, \quad (7.85)$$

яке описує баланс вищевказаних трьох сил.

Щодо швидкості руху при кругових ізобарах  $v_{\theta}$  (7.85) являє собою квадратне рівняння, коренями якого є

$$v_{\theta} = -\frac{r 2 \omega_Z}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{r 2 \omega_Z}{2}\right)^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (7.86)$$

При  $\partial p / \partial r = 0$  (тобто при відсутності градієнта тиску) швидкість вітру повинна бути рівною нулю, тому фізично обґрунтованим є лише один корінь розв'язання (7.86)

$$v_{\theta} = -r \omega_Z + \sqrt{(r \omega_Z)^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (7.87)$$

В зв'язку з тим, що в циклонах  $\partial p / \partial r > 0$ , а в антициклонах  $\partial p / \partial r < 0$ , то з аналізу формули для швидкості градієнтного вітру (7.87) впливають, принаймні, два висновки:

1) у циклонах швидкість градієнтного вітру  $v_{\theta} > 0$ , тобто у циклонах вектор швидкості спрямований по дотичній до ізобари проти годинникової стрілки. В антициклонах  $v_{\theta} < 0$  – вектор вітру спрямований по дотичній до ізобари за годинниковою стрілкою;

2) через те що в антициклонах  $\partial p / \partial r < 0$ , цей градієнт не може перевищувати деяке критичне значення, рівне

$$\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_{\max} = \rho r \omega_Z^2. \quad (7.88)$$

Крім того, при тому самому значенні горизонтального градієнта тиску в циклоні швидкість градієнтного вітру більше ніж в антициклоні. Це випливає з формули (7.87), тому що в циклонах  $\partial p / \partial r > 0$ , а в антициклонах  $\partial p / \partial r < 0$ .

---

\*) Друге рівняння системи (7.83) перетворилося на тривіальну тотожність типу  $0 = 0$ .

## Контрольні запитання

1. Що таке "вільна атмосфера" і рухи яких просторових масштабів у ній переважають?
2. Перелічити особливості динаміки великомасштабних атмосферних рухів.
3. Які сили врівноважуються у вертикальній і в горизонтальній площинах для великомасштабних атмосферних потоків?
4. Яке співвідношення між горизонтальним і вертикальним просторовими масштабами великомасштабних атмосферних процесів і які наслідки з цього?
5. Які висновки щодо внеску різних членів рівнянь руху впливають з їхнього аналізу за допомогою теорії подібності?
6. Фізичний сенс числа Кібеля, його приблизне значення для великомасштабних атмосферних рухів і наслідки з цього.
7. Перелічити головні члени рівнянь руху та члени цих рівнянь, що мають порядок числа Кібеля.
8. Перелічити властивості геострофічного вітру.
9. Довести, що вектори швидкості геострофічного вітру і горизонтального градієнта тиску взаємно перпендикулярні.
10. Від якої характеристики термічного стану великомасштабних атмосферних процесів залежить зміна геострофічного вітру з висотою і чому?
11. Дайте визначення термічного вітру і перелічіть його властивості.
12. Що таке "висота обертання вітру" і при якому співвідношенні векторів горизонтальних градієнтів тиску і температури вона спостерігається? Побудувати діаграму.
13. Як поводить się з висотою геострофічний вітер при горизонтальних градієнтах тиску і температури, спрямованих у одну сторону? Побудувати діаграму.
14. Довести, що вектори швидкості термічного вітру і горизонтального градієнта температури взаємно перпендикулярні.
15. Як поводить się з висотою геострофічний вітер при горизонтальних градієнтах тиску і температури, спрямованих у протилежні сторони?
16. Як поводить się з висотою геострофічний вітер при адвекції тепла, холоду? Побудувати відповідні діаграми.
17. Які сили врівноважуються у вільній атмосфері при чисто кругових ізобарах? Побудувати діаграму сил для циклону й антициклону.
18. У циклоні або антициклоні швидкість градієнтного вітру більше за інших рівних умов і чому?
19. У циклоні або антициклоні є обмеження на значення горизонтального градієнта тиску і чому?

## 7.3 Рівняння гідротермодинаміки для турбулентного середовища

### 7.3.1 Поняття ламінарного і турбулентного потоку. Критерій переходу з одного стану до іншого

Під ламінарним розуміють упорядкований рух рідини або газу, при якому частинки даної субстанції переміщуються по траєкторіях, паралельних напрямку течії, з різною (або однаковою) швидкістю.

Під турбулентним розуміють форму руху рідини або газу, при якій частинки даної субстанції здійснюють неупорядковані, несталі переміщення по складних траєкторіях, що приводить до інтенсивного перемішування між шарами рухомої рідини або газу. Турбулентний рух характеризується надзвичайно нерегулярною, хаотичною зміною з часом швидкості у кожній точці потоку (часова мінливість). Однак у той самий час можна помітити, що ці пульсації мають певну закономірність – швидкість і інші характеристики стану увесь час пульсують біля деякого певного значення, яке називають середнім. Така ж нерегулярна зміна характеристик стану має місце при переході від однієї точки потоку до іншої, розглянутого в заданий момент часу (просторова мінливість).

На цей час повної кількісної теорії турбулентності ще не існує. Відомий, однак, ряд важливих якісних результатів. Далі розглянемо деякі з них.

1) Виходячи із загальної теорії подібності, можна вивести критерій, що розділяє описані два стани рідини або газу.

Відомо, що сила молекулярної в'язкості згладжує випадково виникаючі в потоці дрібні неоднорідності полів швидкості, температури тощо, при цьому зміни характеристик потоку виявляються досить плавними. Сила інерції, яка в рівняннях руху описується членами лівої їхньої частини, навпаки, підсилює утворення різких локальних неоднорідностей руху. Отже, співвідношення цих сил істотно впливає на структуру потоку, його стабільність щодо випадкових збурень. Оцінити це співвідношення можна, використовуючи методику теорії подібності.

Вводячи типові масштаби швидкості течії  $U$ , геометричних розмірів течії  $L$ , можна визначити, що члени, які описують прискорення (силу інерції), мають порядок  $U^2/L$ , а члени, що описують силу молекулярної в'язкості, – порядок  $\nu U/L^2$ . Відношення цих величин

$$\frac{U^2/L}{\nu U/L^2} = \frac{UL}{\nu} = \text{Re}, \quad (7.89)$$

називається *числом Рейнольдса*. Таким чином, число Рейнольдса є відношення сил інерції до сил в'язкості. При малих числах Рейнольдса у рідині переважають сили в'язкості, і випадково виникаючі малі збурювання, повинні згодом швидко згаснути, витративши усю свою кінетичну енергію на подолання цієї сили. Таку властивість мають ламінарні течії, отже, ламінарний потік характеризується малими числами Рейнольдса.

В міру зростання числа Рейнольдса вплив сил в'язкості слабшає, малі збурення все важче згладжуються в'язкістю і, нарешті, при деякому критичному значенні числа Рейнольдса ( $Re_{кр}$ ) малі збурення, виникнувши в рідині (газі), підсилюються існуючими силами інерції та займають усе більшу частину потоку, переводячи рідину (газ) в хиткий турбулентний стан. Відносно малі сили молекулярної в'язкості вже не можуть „зупинити” цей процес. Таким чином, критерієм переходу рідини (газу) з ламінарного в турбулентний стан є виконання умови

$$Re \geq Re_{кр}. \quad (7.90)$$

2) При збільшенні числа Рейнольдса і переході в область закритичних значень у рідині (газі) спочатку виникають великомасштабні збурення (пульсації) або турбулентні вихори. Розмір цих вихрів ( $l$ ) є порівняним з масштабами самого потоку  $L$ , їхні амплітуди (тобто відхилення від середніх значень) максимальні і порівнянні з величиною зміни швидкості потоку  $\delta U$  на відстанях порядку  $L$ . При подальшому збільшенні числа Рейнольдса в потоці з'являються збурення або турбулентні вихори все менших масштабів і при дуже великих числах Рейнольдса в потоці присутні вихори з масштабами від найбільших до дуже малих (так звана розвинута турбулентність).

3) Розглянемо, за рахунок чого у турбулентному потоці виникають вихори різних просторових розмірів.

До числа Рейнольдса, яке визначає властивості течії газу в цілому, як характеристика розмірів входить просторовий масштаб потоку  $L$ . Поряд з таким числом, яке можна називати інтегральним числом Рейнольдса, можна ввести якісне поняття локальних чисел Рейнольдса для турбулентних вихрів різних масштабів. Так, якщо  $l$  – масштаб вихору, а  $V_l$  – порядок величини його швидкості, то локальне число Рейнольдса можна записати як

$$Re_l = \frac{V_l l}{\nu}. \quad (7.91)$$

Це число тим менше, чим менше масштаб вихру  $l$ . Для великомасштабних вихрів, які виникають у першу чергу при переході в

область закритичних чисел Рейнольдса, значення локального числа Рейнольдса  $Re_\ell$  максимальні. Але більші числа Рейнольдса еквівалентні малим в'язкостям. Звідси можна зробити висновок, що для великомасштабних вихрів в'язкість не відіграє істотної ролі і, крім того, ці вихори є нестійкими і при збільшенні чисел Рейнольдса вони повинні розпадатися на дрібніші\*.

В'язкість рідини стає істотною тільки для найдрібніших за розмірами вихорів, для яких  $Re_\ell$  менше за 1. Саме в цих дрібномасштабних вихорах, несуттєвих з погляду загальної картини руху рідини в турбулентному потоці, і відбувається дисипація (тобто перехід кінетичної енергії цих вихрів у внутрішню енергію рідини).

Таким чином, дисипацію кінетичної енергії в турбулентному потоці можна представити у вигляді наступного каскадного механізму. При переході з ламінарного до турбулентного стану частина кінетичної енергії потоку переходить до великомасштабних турбулентних вихорів, які з'являються у першу чергу. Від них – пульсацій з максимальними розмірами порядку  $l \sim L$  – кінетична енергія переходить (при дробленні цих вихрів) до вихрів менших масштабів, практично не дисипуючи при цьому. І так – до появи вихрів, для яких  $Re_\ell \sim 1$ . Можна говорити, що виникає нібито безперервний потік енергії від велико – до дрібномасштабних вихрів. Цей потік енергії при дробленні вихрів дисипує зі швидкістю, що збільшується, тобто кінетична енергія переходить у теплову енергію доти, доки сили молекулярної в'язкості не «розгладять» найдрібномасштабніші вихори. Якщо є зовнішнє джерело кінетичної енергії, що підтримує рух рідини (газу), то в потоці встановлюється "стаціонарний" стан цього каскадного потоку кінетичної енергії вихрів, а також режим „розвинутої турбулентності”.

### **7.3.2 Методика осереднення рівнянь гідротермодинаміки.**

#### **Правила осереднення**

Як було показано в попередньому пункті, у турбулентному потоці розподіл у просторі і в часі характеристик стану рідини або газу носить випадковий характер. Отже, за миттєвими значеннями цих характеристик у будь-якій окремій точці потоку неможливо відновити структуру потоку в цілому. В той же час раніше були отримані рівняння гідротермодинаміки для миттєвих значень характеристик одного елементарного об'єму рідини або газу, що займає в кожен момент часу конкретне місце в просторі. Тому для опису тривимірних полів миттєвих характеристик турбулентного

---

\* Це пояснює появу в потоці дрібних вихорів і виникнення повного спектра їх розмірів - від найбільших до найменших.

потoku в цілому безпосереднє використання цих рівнянь приводить до необхідності їхнього розв'язання для кожного елементарного об'єму цього потоку, що практично зробити неможливо.

Тоді постає запитання про виділення деяких інтегральних характеристик стану турбулентного потоку, що могли б характеризувати його поведінку в цілому. Які це можуть бути характеристики стану (природно, з того набору, що вже розглядався)? Для відповіді на це запитання скористаємося описаними вище властивостями турбулентного потоку. Так, відомо, що в турбулентному потоці миттєві значення його характеристик увесь час пульсують біля деяких своїх значень, які називають середніми. Такий самий характер змін характеристик стану має місце при переході від однієї точки потоку до іншої в заданий момент часу. Ці середні значення є повільно мінливими і згладженими як у просторі, так і в часі, що дозволяє побудувати для них систему рівнянь гідротермодинаміки на основі рівнянь гідротермодинаміки, виведених раніше. Уперше цю методику опису турбулентних потоків використав Рейнольдс.

Опишемо методику Рейнольдса більш докладно. Для цього уявимо, що турбулентний потік рідини, який вивчається, є суперпозицією (тобто сумою) двох рухів – деякого усередненого потоку, що описується середніми значеннями характеристик стану рідини ( $\bar{f}$ ), та турбулентних вихорів, які безперервно хаотично рухаються. Стан цих вихорів описується характеристиками  $f'$  – вони мають назву пульсацій характеристик стану. Саме ці пульсації, значення яких мають випадковий характер, створюють нерегулярний, хаотичний характер змін значень характеристик стану турбулентного потоку.

Таким чином, миттєве значення будь-якої характеристики стану турбулентної рідини ( $f$ ) можна виразити через суму значень цієї характеристики усередненого потоку в цій точці простору та характеристики турбулентного вихору, який знаходиться в даний момент часу в цій точці простору

$$f = \bar{f} + f', \quad (7.92)$$

і виходячи з того, що ми домовилися описувати турбулентний потік тільки через його осереднену складову, далі будемо розглядати тільки характеристики  $\bar{f}$ , для яких і будемо конструювати рівняння гідротермодинаміки.

Розглянемо тепер, як визначати середні значення  $\bar{f}$  на основі миттєвих значень  $f$ . З теоретичної точки зору, процедура осереднення повинна здійснюватися по всій сукупності можливих значень величини  $f$  з урахуванням імовірності їхньої реалізації в просторі і в часі – т.зв.

"осереднення по ансамблю". З практичної точки зору, виконання такої процедури досить утруднено. Тому, на практиці використовується процедура просторово-часового згладжування<sup>\*)</sup>

$$\langle f(\vec{X}, t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\vec{X} - \vec{x}, t - \tau) f(\vec{x}, \tau) d\vec{x} d\tau, \quad (7.93)$$

де  $\vec{X}$  – вектор значень просторових координат, які визначають положення елементарного об'єму рідини або газу;

$t$  – значення часової координати, що визначає момент часу, в який провадиться осереднення;

$\vec{x}$  – вектор просторових координат інтегрування, що охоплюють весь об'єм розглядуваного потоку рідини (газу);

$\tau$  – поточна координата інтегрування по проміжку часу, що свідомо перевищує період дрібномасштабних пульсацій, які потрібно відфільтрувати;

$G(\vec{X} - \vec{x}, t - \tau)$  – вагова функція (фільтр, що згладжує), фізичний сенс якої полягає в тім, що вона визначає, з яким внеском миттєве значення характеристики  $f$  із усього просторово-часового об'єму інтегрування ввійде в осереднену величину в конкретній точці простору і часу, що задається координатами  $\vec{X}, t$ .

Із визначення вагової функції, вона має такі властивості:

$$\begin{aligned} 1) \quad & \int_{-\infty}^{+\infty} G(\vec{x}, \tau) d\vec{x} d\tau = 1, \\ 2) \quad & G(\vec{x}, \tau) \geq 0. \end{aligned} \quad (7.94)$$

Визначення конкретного вигляду фільтра  $G(\vec{x}, \tau)$  представляє самостійну задачу, що не входить до програми курсу.

На практиці інтегрування за нескінченним просторово-часовим об'ємом замінюється осередненням за скінченим об'ємом або за певним інтервалом часу, який має назву періоду осереднення –  $T_*$ , тобто

$$\langle f(\vec{X}, t) \rangle = \int_{-T_*/2}^{+T_*/2} G(t - \tau) f(\vec{X}, \tau) d\tau, \quad (7.95)$$

Надалі для спрощення записів в операції осереднення будемо

---

<sup>\*)</sup> З математичної точки зору така заміна коректна за умови виконання для розглянутого потоку умови *ергодичної теореми* (про цю теорему див. § 4.6 монографії Монина А.С., Яглома А.М. "Статистическая гидромеханика", т.1. Гидрометеиздат, С.-П., 1992).



записувати тільки поточні змінні, тобто, наприклад,  $G(t-\tau) \equiv G(\tau)$ . Використовуємо для аналізу властивостей операції згладжування (осереднення) найпростішу форму фільтра – так званий прямокутний фільтр (рис. 7.6)

$$G(\tau) = \begin{cases} 0 & \text{при } |\tau| > T_*/2 \\ 1/T_* & \text{при } |\tau| \leq T_*/2 \end{cases} \quad (7.96)$$

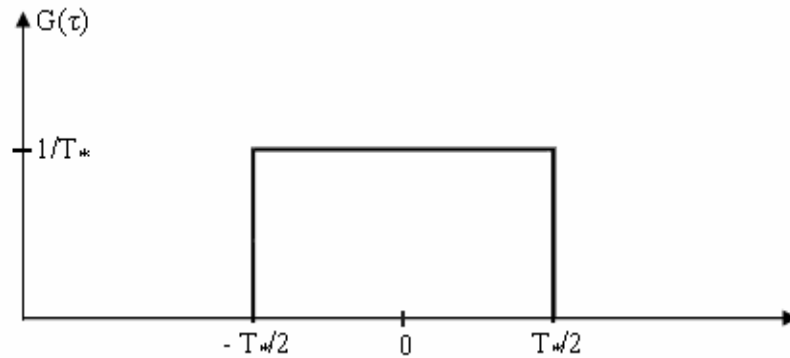


Рисунок 7.6 – Приклад прямокутного фільтра

У цьому випадку формула часового осереднення (7.95) набуває вигляду

$$\langle f(\vec{X}, t) \rangle = \frac{1}{T_*} \int_{-T_*/2}^{+T_*/2} f(\vec{X}, \tau) d\tau. \quad (7.97)$$

Тепер нам необхідно вибрати значення періоду осереднення  $T_*$  так, щоб математична середня  $\langle f(\vec{X}, t) \rangle$  співпадала з величиною  $\bar{f}$ , яка описує стан усередненого потоку з формули (7.92), у якому відфільтровано пульсаційні складові, обумовлені хаотичними переміщеннями турбулентних вихрів. Тобто необхідно вибрати такий період осереднення, при якому

$$\int_{-T_*/2}^{+T_*/2} f'(\vec{X}, \tau) d\tau = 0.$$

Дійсно, з виразу (7.92) маємо  $\bar{f} = f - f'$ . Проінтегруємо згідно з (7.95) праву частину виразу та одержимо:

$$\langle f - f' \rangle = \frac{1}{T_*} \int_{-T_*/2}^{+T_*/2} (f - f') d\tau = \frac{1}{T_*} \int_{-T_*/2}^{+T_*/2} f d\tau - \frac{1}{T_*} \int_{-T_*/2}^{+T_*/2} f' d\tau.$$

Якщо  $\int_{-T_*/2}^{+T_*/2} f' d\tau = 0$ , тоді  $\langle f - f' \rangle = \langle f(\vec{X}, t) \rangle$ , що і потрібно було довести.

Цей вибір будемо робити, виходячи з наступних міркувань. Оскільки процедура осереднення повинна відфільтровувати швидкі (високочастотні) дрібномасштабні турбулентні пульсації, що накладаються на великомасштабні середні величини, які повільно змінюються (низькочастотні коливання), то, по-перше, ясно, що просторовий масштаб осереднення ( $L_T$ ) повинен перевищувати масштаб дрібномасштабних пульсацій –  $l$ , тобто

$$L_T > l. \quad (7.98)$$

При цьому, низькочастотні коливання з хвильовими числами, меншими за  $K_T = 2\pi/L_T$ , ввійдуть у величину  $\bar{f}$ , а високочастотні – із хвильовими числами, більшими за  $K_T$ , ввійдуть у пульсаційну складову  $f'$ .

Виходячи з наведених міркувань, можна визначити і період осереднення  $T_*$ . Дійсно, хвильовому числу  $K_T^*$  відповідає частота  $\omega_T$ , тобто коливання з частотами, меншими за  $\omega_T$ , входять в осереднену частину величини  $f$  (низькочастотні коливання), а турбулентні пульсації з частотами, більшими за  $\omega_T$ , входять у пульсаційну частину величини  $f$  (високочастотні коливання). Звідси одержуємо

$$T_* = 2\pi/\omega_T. \quad (7.99)$$

Таким чином, період осереднення  $T_*$  варто вибирати так, щоб він був свідомо більше від періоду коливань високочастотної пульсаційної складової величини  $f$ , але у той же час, менше від періоду повільних коливань осередненої складової. На практиці вибирають  $T_* \sim 1$  година.

Отже, визначивши що являє собою операція осереднення, будемо будувати рівняння гідротермодинаміки, які описують поведінку осереднених характеристик стану рідини або газу, застосувавши до системи рівнянь Нав'є – Стокса операцію осереднення або фільтрації дрібномасштабної частини руху, яка була описана вище.

---

\* Під хвильовим числом  $K$  розуміють відношення  $K=2\pi/L$ , де  $L$  - довжина хвилі, а під частотою –  $\omega = 2\pi/T$ , де  $L$  – довжина хвилі, а  $T$  – період хвилі.

Для наступних перетворень рівнянь гідротермодинаміки важливо з'ясувати основні властивості оператора часового згладжування  $\langle f(\vec{X}, t) \rangle$ , введеного формулою (7.95).

Використовуючи формулу (7.97), можна вивести наступні правила осереднення, які ґрунтуються на властивостях операції інтегрування:

$$\begin{aligned} 1) \quad \overline{f + \varphi} &= \bar{f} + \bar{\varphi}, \\ 2) \quad \overline{c f} &= c \bar{f}, \text{ де } c = \text{const}; \\ 3) \quad \frac{\partial \bar{f}}{\partial s} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial s}, \text{ де } s - \text{просторова координата}; \\ 4) \quad \overline{\bar{f} \cdot \varphi} &= \bar{f} \cdot \bar{\varphi}. \end{aligned} \quad (7.100)$$

Наведемо, для прикладу, доведення 4-го правила осереднення. При обраних обмеженнях для періоду осереднення  $T_*$ , будемо вважати на цьому часовому інтервалі  $\bar{f} = \text{const}$ . Тоді, використовуючи формулу (7.99), маємо

$$\overline{\bar{f} \cdot \varphi} = \frac{1}{T_*} \int_{-T_*/2}^{+T_*/2} \bar{f} \varphi d\tau,$$

оскільки на часовому відрізку  $(-T_*/2, +T_*/2)$  величина  $\bar{f} = \text{const}$ , то її можна винести за знак інтеграла й одержати

$$\overline{\bar{f} \cdot \varphi} = \bar{f} \cdot \frac{1}{T_*} \int_{-T_*/2}^{+T_*/2} \varphi d\tau,$$

звідси, використовуючи (7.99), маємо  $\overline{\bar{f} \cdot \varphi} = \bar{f} \cdot \bar{\varphi}$ , що і було потрібно довести.

Використовуючи правила осереднення (7.100) і визначення (7.92), можна вивести наступні наслідки з правил осереднення:

$$\begin{aligned} 1) \quad \overline{\bar{f}} &= \bar{f}; & 2) \quad \overline{\bar{f} \cdot \bar{\varphi}} &= \bar{f} \cdot \bar{\varphi}; & 3) \quad \overline{\bar{f}'} &= 0; & 4) \quad \overline{\bar{f}' \cdot \bar{\varphi}} &= 0; \\ 5) \quad \overline{\bar{f} \cdot \varphi} &= \bar{f} \cdot \bar{\varphi} + \overline{\bar{f}' \cdot \varphi'} \end{aligned} \quad (7.101)$$

Для прикладу наведемо доведення 5-го наслідку. Маємо

$$\overline{f \cdot \varphi} = (\overline{f} + \overline{f'}) \cdot (\overline{\varphi} + \overline{\varphi'}) = (\overline{f} \cdot \overline{\varphi} + \overline{f'} \cdot \overline{\varphi} + \overline{f} \cdot \overline{\varphi'} + \overline{f'} \cdot \overline{\varphi'})$$

Використовуючи 1-е правило осереднення, одержимо

$$\overline{f \cdot \varphi} = \overline{f} \cdot \overline{\varphi} + \overline{f'} \cdot \overline{\varphi} + \overline{f} \cdot \overline{\varphi'} + \overline{f'} \cdot \overline{\varphi'}.$$

Застосовуючи тепер 1-ий і 3-ій наслідки з правил осереднення, маємо

$$\overline{f \cdot \varphi} = \overline{f} \cdot \overline{\varphi} + \overline{f'} \cdot \overline{\varphi'}, \quad \text{що і було потрібно довести.}$$

У математиці величина  $\overline{f' \cdot \varphi'}$  називається *коваріацією* і відображає ступінь взаємозв'язку величин  $f'$  і  $\varphi'$ .

### 7.3.3 Вивід осереднених рівнянь гідротермодинаміки для турбулентного середовища

Використаємо методику осереднення, викладену в попередньому пункті, для виводу осереднених рівнянь гідротермодинаміки, тобто рівнянь, що описують поведінку осереднених складових характеристик стану турбулентної рідини або газу. Для цього спочатку випишемо рівняння гідротермодинаміки ламінарної атмосфери в індексній формі (7.50):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho v_\alpha) &= 0, \\ \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2 \varepsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha v_\beta + \eta \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha}, \\ \frac{\partial \Theta}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial \Theta}{\partial x_\alpha} &= \frac{\Theta}{C_p T} \left( \mu \frac{\partial^2 T}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} + G \right). \end{aligned} \quad (7.102)$$

Прийmemo для турбулентної рідини умову нестисливості, тобто рівняння нерозривності будемо використовувати у вигляді (7.17)

$$\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0. \quad (7.116)$$

З урахуванням співвідношення (7.103) рівняння руху і припливу тепла можна записати в т.зв. "дивергентній" формі, за допомогою якої зручніше провадити операцію осереднення. Використовуючи (7.103) для членів

лівих частин рівнянь руху та припливу тепла, які описують процеси переносу імпульсу та тепла відповідно, маємо

$$v_{\alpha} \frac{\partial v_i}{\partial x_{\alpha}} = v_{\alpha} \frac{\partial v_i}{\partial x_{\alpha}} + v_i \frac{\partial v_{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} = \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (v_i v_{\alpha})$$

і, аналогічно

$$v_{\alpha} \frac{\partial \Theta}{\partial x_{\alpha}} = v_{\alpha} \frac{\partial \Theta}{\partial x_{\alpha}} + \Theta \frac{\partial v_{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} = \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (\Theta v_{\alpha}). \quad (7.104)$$

Таким чином, величина  $\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (v_i v_{\alpha})$  описує  $i$ -ту складову сумарного (по всіх трьох напрямках:  $\alpha = 1, 2, 3$ ) припливу імпульсу за одиницю часу крізь поверхню вибраного елементарного об'єму рідини. Аналогічно член  $\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (\Theta v_{\alpha})$  являє собою сумарний приплив тепла за одиницю часу крізь поверхню вибраного елементарного об'єму рідини.

Пояснімо цей висновок. З фізики відомо, що імпульсом називається добуток маси тіла на його швидкість. Для об'єму рідини одиничної маси  $i$ -складова імпульсу (кількість руху) буде дорівнювати  $i$ -ій складовій швидкості руху, тобто  $v_i$ . З фізики також відомо, що під потоком імпульсу розуміють добуток імпульсу тіла на швидкість його руху, тобто у нашому випадку у виразі  $\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (v_i v_{\alpha})$  ( $v_i v_{\alpha}$ ) – це  $i$ -складова потоку імпульсу в  $\alpha$ -напрямку<sup>\*)</sup>.

Далі, якщо позначити потік імпульсу (або будь-якої іншої характеристики, наприклад, тепла) через  $P$ , то операцію диференціювання потоку імпульсу по просторових координатах ( $\partial P / \partial x_i$ ) можна розглядати як визначення припливу (тобто різниці потоків на вході і виході) даної характеристики за одиницю часу через одиничні площинки на вході і виході поверхні даного елементарного об'єму в напрямку осі  $X_i$ . Операція  $\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}}$  являє собою операцію дивергенції, тобто підсумовування диференціалів по всіх трьох напрямках, за рахунок цієї операції одержуємо сумарний приплив імпульсу або густину потоку імпульсу.

Отже, величина  $\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (v_i v_{\alpha})$  повинна інтерпретуватися як  $i$ -складова

---

<sup>\*)</sup> Обсяг імпульсу  $v_i$ , що проходить за одиницю часу зі швидкістю  $v_{\alpha}$  через одиничну площинку поверхні елементарного об'єму, перпендикулярну до напрямку осі  $\alpha$ .

сумарного припливу імпульсу за одиницю часу через поверхню виділеного елементарного об'єму.

Підставляючи вирази (7.104) у рівняння руху і припливу тепла, одержимо ці рівняння в дивергентній формі

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(v_i v_\alpha) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2 \varepsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha v_\beta + \eta \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha},$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\Theta v_\alpha) = \frac{\Theta}{C_p T} \left( \mu \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} + G \right). \quad (7.105)$$

Застосуємо тепер до рівнянь (7.105) операцію осереднення (7.95). Маємо для рівнянь руху

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t}(\bar{v}_i + v'_i)} + \overline{\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \{(\bar{v}_i + v'_i)(\bar{v}_\alpha + v'_\alpha)\}} =$$

$$= -\overline{\frac{1}{(\bar{\rho} + \rho')} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i}} - \overline{\delta_{i3} g} - \overline{2 \varepsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha (\bar{v}_\beta + v'_\beta)} + \overline{\eta \frac{\partial^2 (\bar{v}_i + v'_i)}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha}}.$$

Осереднення всіх членів за допомогою правил осереднення (7.100), (7.101) не завдає труднощів, за виключенням члена сили баричного градієнта, тому докладніше розглянемо осереднення цього члена. Маємо

$$-\frac{1}{(\bar{\rho} + \rho')} = -\frac{1}{\bar{\rho} \left(1 + \rho' / \bar{\rho}\right)}.$$

В зв'язку з тим, що пульсації густини  $\rho'$  набагато менші від її осереднених значень (припущення Буссінеска), тобто

$$\rho' / \bar{\rho} \ll 1, \quad (7.106)$$

то нелінійний член сили баричного градієнта можна записати в наближенні Буссінеска

$$-\frac{1}{\bar{\rho} \left(1 + \rho' / \bar{\rho}\right)} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} \approx -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}. \quad (7.107)$$

Виконавши операцію осереднення з урахуванням (7.107), маємо

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\bar{v}_i \bar{v}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\overline{v'_i v'_\alpha}) = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2 \varepsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha \bar{v}_\beta + \eta \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} \quad (7.108)$$

Аналогічно одержуємо для рівняння припливу тепла

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\bar{\Theta} \bar{v}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\overline{\Theta' v'_\alpha}) = \frac{\bar{\Theta}}{C_p \bar{T}} \left( \mu \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} + \bar{G} \right). \quad (7.109)$$

Рівняння нерозривності (7.103) після осереднення набуває вигляду

$$\frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0. \quad (7.110)$$

Проаналізуємо фізичний сенс отриманих рівнянь гідротермодинаміки для осереднених характеристик стану турбулентної рідини або газу. Почнемо з осереднених рівнянь руху у формі (7.108). Вони мають назву *рівнянь руху у формі Рейнольдса* або *рівнянь Рейнольдса*. У порівнянні з рівняннями руху у формі Нав'є - Стокса (7.105) у рівняннях Рейнольдса з'явилися додаткові невідомі величини, описувані членом  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\overline{v'_i v'_\alpha})$ . З'ясуємо їхній фізичний сенс.

Для цього, спочатку розберемо фізичний сенс члена  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\bar{v}_i \bar{v}_\alpha)$ . Нагадаємо, що при виведенні співвідношення (7.104) ми з'ясували фізичний сенс величини  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha}(v_i v_\alpha)$ , тому за аналогією можна казати, що

$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\bar{v}_i \bar{v}_\alpha)$  описує *i-ту складову сумарного* (по всіх трьох напрямках:  $\alpha = 1, 2, 3$ ) *припливу імпульсу* за одиницю часу через поверхню вибраного елементарного об'єму рідини, *обумовленого рухом осередненого потоку*.

Аналогічно величина  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\overline{v'_i v'_\alpha})$  являє собою *i-складову сумарного припливу імпульсу, обумовленого хаотичним рухом турбулентних вихрів* через поверхню розглядуваного елементарного об'єму рідини або газу.

Також, за аналогією з раніше наведеним аналізом, величину  $\bar{v}_i \bar{v}_\alpha$  можна трактувати як *i-складову потоку імпульсу середнього руху в  $\alpha$ -напрямку*, а величину  $\overline{v'_i v'_\alpha}$  – як *i-складову осередненого потоку*

імпульсу пульсаційного руху в  $\alpha$ -напрямку, що виникає за рахунок хаотичного руху турбулентних вихорів через поверхню розглядуваного елементарного об'єму рідини або газу. Цю величину також називають  $i$ -складовою турбулентного потоку імпульсу в  $\alpha$ -напрямку.

У гідродинаміці використовують ще одну величину: складові *тензора турбулентних напружень Рейнольдса*

$$\tau_{i\alpha} = \bar{\rho} \left( \overline{v'_i v'_\alpha} \right). \quad (7.111)$$

З урахуванням позначення (7.111) можна записати

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \overline{v'_i v'_\alpha} \right) = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tau_{i\alpha}}{\partial x_\alpha} = \frac{1}{\bar{\rho}} \operatorname{div} \bar{\tau}_i, \quad (7.112)$$

де  $\bar{\tau}_i$  –  $i$ -компонента тензора турбулентних напружень Рейнольдса –  $\bar{\tau}$

$$\bar{\tau} = \{ \tau_x, \tau_y, \tau_z \}. \quad (7.113)$$

Таким чином, додатковим фізичним механізмом, що впливає на зміну швидкості осередненого потоку, є *турбулентний перенос імпульсу*, обумовлений хаотичними переміщеннями турбулентних вихрів в осередненому потоці.

Раніше було розглянуто ефект молекулярної в'язкості, що виявляється в появі додаткового потоку імпульсу за рахунок хаотичного руху молекул через поверхню розглядуваного об'єму.

Вище показано, що за рахунок хаотичного руху турбулентних вихрів через поверхню цього об'єму в турбулентному потоці виникає ще один додатковий потік імпульсу. І за аналогією з механізмом молекулярної в'язкості у випадку турбулентної рідини ми можемо говорити про появу механізму турбулентної в'язкості, який виявляється в появі додаткового турбулентного потоку імпульсу.

Якщо перенести член  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \overline{v'_i v'_\alpha} \right) = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tau_{i\alpha}}{\partial x_\alpha}$  у праву частину рівнянь руху Рейнольдса (7.108), то відповідно до принципу Даламбера цю величину можна трактувати як додаткову силу, що виникає за рахунок хаотичного переміщення вихрів через поверхню розглядуваного об'єму. Цю силу будемо називати силою турбулентної в'язкості. Її дія виявляється в зміні імпульсу осередненої складової швидкості елементарного об'єму турбулентної рідини.

Таким чином, у рівнянні зміни імпульсу елементарного об'єму для в'язкої рідини (7.46) у випадку наявності турбулентності у тензорі



поверхневих напружень з'являється ще одна складова – *тензор турбулентних напружень Рейнольдса*

$$\sigma_{i\alpha} = p \delta_{ij} + \sigma'_{i\alpha} + \tau_{i\alpha}, \quad (7.114)$$

а саме рівняння (7.45) набуває вигляду

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho v_i}) = - \frac{\partial \overline{\Pi_{i\alpha}}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial \overline{\sigma'_{i\alpha}}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial \overline{\tau_{i\alpha}}}{\partial x_\alpha}.$$

Аналогічно додаткові члени в рівнянні припливу тепла (7.109) є  $\alpha$ -складового турбулентного потоку тепла –  $\vec{Q}$ , обумовленого переносом тепла турбулентними вихорами, що хаотично переміщуються через поверхню розглядуваного елементарного об'єму рідини або газу

$$\vec{Q} = \{Q_x, Q_y, Q_z\}, \quad (7.115)$$

де  $Q_x = \overline{\Theta' v'_x}$ ,  $Q_y = \overline{\Theta' v'_y}$ ,  $Q_z = \overline{\Theta' v'_z}$

Тоді, величину  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{\Theta' v'_\alpha})$  можна інтерпретувати як *сумарний турбулентний приплив тепла*, обумовлений переносом тепла турбулентними вихрами, що хаотично переміщаються через поверхню розглядуваного елементарного об'єму рідини або газу

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{\Theta' v'_\alpha}) = \text{div } \vec{Q}. \quad (7.116)$$

### 7.3.4 Замикання системи рівнянь гідротермодинаміки для турбулентного середовища

Аналіз отриманої після операції осереднення системи рівнянь гідротермодинаміки (7.108) - (7.110) показує, що з математичної точки зору ця система стала істотно незамкненою – в ній виникла велика кількість додаткових невідомих величин:

– дев'ять складових тензора турбулентних напружень Рейнольдса (турбулентного потоку імпульсу)

$$\tau_{ij} = \bar{\rho} \begin{vmatrix} \overline{v'_1 v'_1} & \overline{v'_1 v'_2} & \overline{v'_1 v'_3} \\ \overline{v'_2 v'_1} & \overline{v'_2 v'_2} & \overline{v'_2 v'_3} \\ \overline{v'_3 v'_1} & \overline{v'_3 v'_2} & \overline{v'_3 v'_3} \end{vmatrix}, \quad (7.117)$$

– три складових турбулентного потоку тепла

$$\vec{Q} = \{ \overline{\Theta' v'_1}, \overline{\Theta' v'_2}, \overline{\Theta' v'_3} \}. \quad (7.118)$$

Тому для розв'язання цієї системи рівнянь (визначення єдиної можливої комбінації значень характеристик стану осередненого потоку у певній точці простору в даний момент часу) необхідно знайти шляхи її замикання, тобто, по-перше, шляхи зменшення числа додаткових невідомих величин і, по-друге, шляхи побудови нових рівнянь (по числу додаткових невідомих величин), що пов'язують між собою ці невідомі величини.

Почнемо зі зменшення числа додаткових невідомих величин. Для цього скористаємося властивістю ізотропності турбулентного руху, яка означає, що властивості турбулентного руху однакові в усіх напрямках і, зокрема, вони не залежать від напрямку швидкості осередненого руху. Тоді, тензор турбулентних напружень Рейнольдса має властивість симетричності, тобто

$$\overline{v'_i v'_j} = \overline{v'_j v'_i}. \quad (7.119)$$

Отже, число невідомих складових тензора  $\tau_{ij}$  зменшується з дев'яти до шести.

Тепер звернемося до розгляду методик замикання, пов'язаних з побудовою додаткових співвідношень. Ці методики можна розбити на дві групи:

- методики, засновані на використанні т.зв. "К-теорії",
- методики, засновані на побудові гідродинамічних рівнянь для додаткових невідомих величин.

Обмежимося розглядом більш простих методик, заснованих на т.зв. "К-теорії". Основу цієї теорії складає припущення про аналогії між турбулентним і молекулярним переносом імпульсу, тепла тощо за рахунок хаотичного переміщення турбулентних вихрів і молекул відповідно.

Дійсно, можна розглядати турбулентні вихори як деякі "елементарні" частини ("дуже великі молекули") турбулентного потоку, що мають свої визначені значення імпульсу, кількості тепла, інших субстанції, які вони переносять у процесі свого хаотичного переміщення в потоці. Тоді, за аналогією з молекулярним переносом субстанції, для турбулентного переносу імпульсу і тепла можна застосувати такі ж самі припущення, які

вже використовувалися нами при розгляді зв'язку, наприклад, молекулярного потоку імпульсу з характеристиками поля швидкості потоку рідини чи газу.

Тобто, турбулентний потік імпульсу (або тепла) виникає тільки в тому випадку, коли в потоці осереднена швидкість руху (температура) розподілена нерівномірно і, отже, величина турбулентного потоку імпульсу (тепла) повинна бути пропорційна ступеню неоднорідності в розподілі осередненої швидкості (температури) потоку. Далі, враховуючи те, що тензор турбулентних напружень (турбулентний потік імпульсу) є симетричним, він також повинен бути пропорційний характеристиці ступеня неоднорідності поля осередненої швидкості, яка має властивість симетрії відносно координатних осей. Як було показано раніше, такою характеристикою є деформація осередненої швидкості руху

$$\bar{D}_{ij} = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i}. \quad (7.120)$$

Отже,

$$\tau_{ij} \sim \bar{D}_{ij}.$$

Для подальших перетворень виділимо з тензора напружень дві групи складових:

– складові турбулентного потоку імпульсу, спрямовані по нормалі до поверхні елементарного об'єму рідини або газу – нормальні турбулентні напруження –  $\tau_{ii}$ ;

– складові турбулентного потоку імпульсу, спрямовані по дотичній до поверхні елементарного об'єму рідини або газу – дотичні або тангенціальні турбулентні напруження –  $\tau_{ij} (i \neq j)$ .

Нормальні складові тензора напружень діють по нормалі до поверхні цього об'єму разом із силами зовнішнього тиску  $p$ , причому дія сил тиску природно перевищує вплив тензора напружень, тому звичайно ці дві величини поєднуються в одну, котра позначається так само, як і сили тиску

$$\bar{P} = \bar{p} + \tau_{ii}. \quad (7.121)$$

Тангенціальні складові тензора напружень Рейнольдса за аналогією з молекулярним переносом пов'яжемо з деформацією поля осередненої швидкості за допомогою градієнтної гіпотези – припущення про лінійний зв'язок додаткових турбулентних потоків імпульсу з відповідними градієнтами осереднених величин, причому коефіцієнт пропорційності  $K$  не є постійною величиною, а має тензорний вигляд

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho} K_{ij} \bar{D}_{ij}. \quad (7.122)$$

Цей коефіцієнт пропорційності  $K_{ij}$  називається коефіцієнтом турбулентного обміну для імпульсу або просто коефіцієнтом турбулентності.

Знак "-" у співвідношенні (7.122) з'являється через те, що градієнт швидкості і потік імпульсу спрямовані в протилежні сторони.

Розглянемо властивості коефіцієнта турбулентного обміну для імпульсу. По-перше, у силу ізотропності турбулентного руху він має властивість симетричності

$$K_{ij} = K_{ji}, \quad (7.123)$$

тоді, градієнтну гіпотезу можна використовувати в найбільш простому вигляді

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho} K_{ij} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j}. \quad (7.124)$$

По-друге, у силу властивості однорідності турбулентного руху в горизонтальній і (окремо) у вертикальній площинах турбулентний обмін у кожній з цих площин можна характеризувати одним значенням коефіцієнта турбулентності:

–  $K_s$  – у горизонтальній площині,

–  $K_z$  – у вертикальній площині.

Тоді складові тензора турбулентних напружень Рейнольдса по осях X, Y і Z відповідно набувають вигляду:

$$\begin{aligned} \tau_x &= \frac{\partial \tau_{x\alpha}}{\partial x_\alpha} = \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{v'_1 v'_\alpha}) = -\bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( K_s \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_\alpha} \right), \\ \tau_y &= \frac{\partial \tau_{y\alpha}}{\partial x_\alpha} = \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{v'_2 v'_\alpha}) = -\bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( K_s \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial x_\alpha} \right), \\ \tau_z &= \frac{\partial \tau_{z\alpha}}{\partial x_\alpha} = \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{v'_3 v'_\alpha}) = -\bar{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( K_z \frac{\partial \bar{v}_3}{\partial x_\alpha} \right). \end{aligned} \quad (7.125)$$

Таким чином, за рахунок використання "К-теорії", а також гіпотез ізотропності й однорідності турбулентного руху, нам вдалося зменшити число додаткових невідомих величин у рівняннях руху з дев'яти до двох –  $K_s$  і  $K_z$ .

Аналогічно за допомогою "К-теорії" можна виразити складові турбулентного потоку тепла через складові градієнта осередненої потенційної температури потоку:

$$\begin{aligned}
Q_x &= \overline{\Theta' v'_1} = -K_S^T \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial x_1}, \\
Q_y &= \overline{\Theta' v'_2} = -K_S^T \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial x_2}, \\
Q_z &= \overline{\Theta' v'_3} = -K_Z^T \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial x_3},
\end{aligned} \tag{7.126}$$

де  $K_S^T$  і  $K_Z^T$  – коефіцієнти турбулентного обміну тепла в горизонтальній і вертикальній площинах, відповідно. За експериментальними даними коефіцієнти турбулентного обміну для імпульсу і тепла лінійно пов'язані один з одним:

$$K_S^T = \alpha_T K_S, \quad K_Z^T = \alpha_T K_Z, \tag{7.127}$$

де  $\alpha_T$  – постійний коефіцієнт, що встановлюється експериментально (для атмосфери  $\alpha_T \sim 1.25$ ).

Отже, система осереднених рівнянь гідротермодинаміки в рамках "К-теорії" має вигляд

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{v}_i \bar{v}_\alpha) = & -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2 \varepsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha \bar{v}_\beta + \\
& + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( K_\alpha \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_\alpha} \right) + \nu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha},
\end{aligned} \tag{7.128}$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\Theta} \bar{v}_\alpha) = \frac{\bar{\Theta}}{C_p \bar{T}} \left( \mu \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} + \bar{G} \right) + \alpha_T \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( K_\alpha \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_\alpha} \right), \tag{7.129}$$

$$\frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0. \tag{7.130}$$

Тут

$$K_\alpha = \begin{cases} K_s & \text{для } \alpha = 1, 2; \\ K_z & \text{для } \alpha = 3. \end{cases}$$

У системі рівнянь для осереднених характеристик турбулентного потоку (7.128) - (7.130), отриманих за допомогою "К-теорії", замість дванадцяти додаткових невідомих (див. систему рівнянь (7.108) - (7.110)) залишилося всього дві –  $K_s$  і  $K_z$ . Однак і в цьому випадку загальне число невідомих величин більше за число рівнянь (саме на ці дві додаткові

невідомі величини).

Для замикання системи рівнянь (7.128) - (7.130), насамперед, уведемо допущення, що коефіцієнт турбулентного обміну в горизонтальній площині однозначно виражається через характеристики поля осередненої швидкості (формула Смагоринського)

$$K_S = \alpha_S (D_T^2 + D_S^2)^{1/2}, \quad (7.131)$$

де  $\alpha_S$  – числовий коефіцієнт, що встановлюється експериментально;

$D_T$  і  $D_S$  – подовжня і поперечна деформації поля осередненої швидкості руху:

$$D_T = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}, \quad D_S = \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}.$$

І, отже, із двох додаткових невідомих залишається лише одна –  $K$ . Надалі для скорочення записів будемо позначати цю величину через  $K$ .

### 7.3.5 Рівняння балансу і швидкості дисипації кінетичної енергії турбулентних вихорів

Побудуємо тепер додаткові співвідношення для величини  $K$ . Для цього скористаємося гіпотезою Колмогорова:

– при описі турбулентного потоку можна виділити дві визначальні характеристики турбулентності, через які можна виразити всі інші.

Як такі визначальні характеристики виберемо середню кінетичну енергію турбулентних вихорів

$$b = \frac{1}{2} \sum_i \overline{v'_i v'_i} \quad \text{або} \quad b = \frac{1}{2} \overline{v'_\alpha v'_\alpha} \quad (7.132)$$

і дисипацію кінетичної енергії турбулентних вихорів у тепло

$$\varepsilon_T = \frac{\eta}{2} \sum_i \sum_j \overline{\left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad \text{або} \quad \varepsilon_T = \frac{\eta}{2} \overline{\left( \frac{\partial v'_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v'_\beta}{\partial x_\alpha} \right)^2}. \quad (7.133)$$

Оскільки розмірності  $[b] = \text{м}^2/\text{с}^2$ ,  $[\varepsilon_m] = \text{м}^2/\text{с}^3$ ,  $[K] = \text{м}^2/\text{с}$ , то єдиною комбінацією визначальних характеристик  $b$  і  $\varepsilon_m$ , яка має розмірність величини  $K$ , є комбінація  $b^2/\varepsilon_m$ , тобто можна записати:

$$K = \alpha_b \frac{b^2}{\varepsilon_T}, \quad (7.147)$$

де  $\alpha_b$  – константа, яка визначається експериментальним шляхом.

Тепер для замикання системи рівнянь (7.128) - (7.130), (7.134) необхідно виписати рівняння для визначальних характеристик турбулентності  $b$  і  $\varepsilon_m$ . Ці рівняння конструюються на основі рівнянь Нав'є – Стокса для миттєвих значень характеристик турбулентного потоку і рівнянь Рейнольдса для осереднених значень.

Випишемо і проаналізуємо спочатку *рівняння балансу кінетичної енергії турбулентності*

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( b \bar{v}_\alpha + \frac{1}{2} \overline{v'_\beta v'_\beta v'_\alpha} + \frac{1}{\rho} \overline{p' v'_\alpha} - \frac{1}{\rho} \overline{\sigma'_{\alpha\beta} v'_\alpha} \right) - \delta_{\alpha 3} \frac{g}{\rho} \overline{\rho' v'_\alpha} - \varepsilon_T - \overline{v'_\alpha v'_\beta} \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_\beta}, \quad (7.135)$$

де  $\sigma'_{\alpha\beta}$  – пульсації сили молекулярної в'язкості.

У лівій частині рівняння (7.135) знаходиться похідна, що описує часові зміни середньої кінетичної енергії турбулентних вихорів обраного елементарного об'єму турбулентної рідини, а в правій частині рівняння – члени, що характеризують фізичні фактори, які приводять до зміни цієї кінетичної енергії.

Розділимо всі члени правої частини рівняння (7.135) на дві групи:

– члени, що стоять під знаком просторової похідної, являють собою сумарний ефект фізичних процесів, що відбуваються на поверхні розглядуваного елементарного об'єму турбулентної рідини;

– інші члени, що характеризують фізичні процеси, які відбуваються всередині цього об'єму турбулентної рідини.

Розглянемо спочатку фізичний сенс членів першої групи.

Перший член  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (b \bar{v}_\alpha)$  являє собою сумарний приплив кінетичної енергії турбулентності, обумовлений її переносом осередненим рухом через поверхню виділеного об'єму.

Другий член  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \frac{1}{2} \overline{v'_\beta v'_\beta v'_\alpha} \right) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{b' v'_\alpha})$ , де  $b' = \frac{1}{2} \overline{v'_\beta v'_\beta}$ . Цей член характеризує сумарний приплив кінетичної енергії турбулентності, обумовлений переміщенням турбулентних вихрів через поверхню виділеного об'єму – так звана "турбулентна дифузія" кінетичної енергії турбулентності.

Третій член  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \frac{1}{\rho} \overline{p' v'_\alpha} \right)$  характеризує сумарний ефект роботи

пульсацій сил тиску на поверхню виділеного об'єму за одиницю часу.

Четвертий член  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\sigma'_{\alpha\beta} v'_\alpha} \right)$  являє собою сумарний ефект роботи

пульсацій сили молекулярної в'язкості на поверхні виділеного об'єму за одиницю часу – тобто ефект переносу кінетичної енергії турбулентності за рахунок молекулярного руху – "молекулярна дифузія".

Перейдемо до членів, що характеризують процеси всередині виділеного об'єму.

П'ятий член  $\delta_{\alpha 3} \frac{g}{\bar{\rho}} \overline{\rho' v'_\alpha}$ . Його можна переписати у вигляді  $\frac{1}{\bar{\rho}} \overline{g \rho' w'}$ .

Величина  $g \rho'$  являє собою силу плавучості, що діє на турбулентні вихори, які переміщаються у вертикальній площині

$$g \rho' = g \rho - g \bar{\rho},$$

де  $\rho$  – густина рідини в турбулентному вихрі, а  $\bar{\rho}$  – густина рідини в навколишньому осередненому потоці. Таким чином, якщо турбулентний вихор "легше" від оточуючого навколишнього середовища в осередненому потоці, то він одержує додаткове прискорення при русі у вертикальній площині (як догори, так й вниз) за рахунок роботи сили плавучості, і, навпаки, – якщо вихор "більш важкий", ніж навколишнє середовище в осередненому потоці, він буде "гальмуватися" силою плавучості при переміщеннях у вертикальній площині, тобто його кінетична енергія буде витрачатися на роботу проти сили плавучості.

Таким чином, п'ятий член описує вплив (роботу) сили плавучості на зміну кінетичної енергії в турбулентній рідині.

Шостий член  $\varepsilon_m$  – описує процес переходу кінетичної енергії турбулентних вихрів у теплову енергію під дією сил молекулярної в'язкості.

Сьомий член  $\overline{v'_\alpha v'_\beta} \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_\beta}$  описує процес переходу кінетичної енергії

осередненого потоку в кінетичну енергію турбулентних вихрів, тобто механізм виникнення турбулентних вихрів в осередненому потоці.

У рівнянні балансу кінетичної енергії турбулентності (7.135) з'явилося багато додаткових невідомих членів, тому використаємо "К-теорію" для того, щоб виразити їх через основні характеристики осередненого потоку. Нагадаємо, що тепер ми розглядаємо лише турбулентний перенос у вертикальній площині – „наближення вертикальної площини”. Маємо послідовно:



1) член  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha}(b \bar{v}_\alpha)$  з урахуванням рівняння нерозривності (7.130)

можна записати

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}(b \bar{v}_\alpha) = \bar{v}_\alpha \frac{\partial b}{\partial x_\alpha}. \quad (7.136)$$

$$2) \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\overline{b'v'_\alpha}) \approx \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(\overline{b'w'}) = -\frac{\partial}{\partial z} K^b \frac{\partial b}{\partial z} = -\alpha_b \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b}{\partial z}. \quad (7.137)$$

$$3) \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{g \rho' w'} = \overline{g \rho' / \bar{\rho} w'} \approx \frac{\bar{g}}{\bar{\Theta}} \overline{\Theta' w'} = -\frac{\bar{g}}{\bar{\Theta}} \alpha_T K \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \quad *). \quad (7.138)$$

$$4) \overline{v'_\alpha v'_\beta} \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_\beta} = \overline{w' v'_\alpha} \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} = -K \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} = -K \left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} \right)^2. \quad (7.139)$$

Звичайно роботою пульсацій сил тиску і молекулярної в'язкості нехтують, тому що їхній внесок у зміни кінетичної енергії турбулентності на декілька порядків менший у порівнянні з іншими членами рівняння.

Таким чином, рівняння балансу кінетичної енергії турбулентності (7.135) у рамках "К-теорії" при врахуванні ефекту лише вертикального турбулентного перемішування ("наближення вертикальної площини") набуває вигляду

$$\frac{\partial b}{\partial t} + \bar{v}_\alpha \frac{\partial b}{\partial x_\alpha} = K \left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} \right)^2 - \lambda \alpha_T K \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b}{\partial z} - \varepsilon_T. \quad (7.140)$$

Тут введено позначення  $\lambda = \frac{\bar{g}}{\bar{\Theta}}$  – параметр плавучості.

Відповідно до рівняння (7.140) часова зміна кінетичної енергії відбувається за рахунок наступних фізичних факторів:

– по-перше, за рахунок перетворення кінетичної енергії осередненого руху на кінетичну енергію турбулентних вихрів – "продукція кінетичної енергії турбулентності". Цей фізичний процес описує перший член правої частини рівняння;

– по-друге, за рахунок переносу кінетичної енергії турбулентності осередненим рухом через поверхню виділеного об'єму (другий член лівої частини рівняння);

– по-третє, за рахунок переносу кінетичної енергії турбулентності

---

\*) Тут використано наближення Буссінеска (7.106) з урахуванням того, що  $\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \approx \frac{\theta'}{\bar{\theta}}$ .

пульсаційним рухом, тобто турбулентними вихорами, що хаотично переміщуються у вертикальній площині, через поверхню виділеного об'єму – т.зв. "дифузійний член" (третій член правої частини рівняння);

– по-четверте, за рахунок впливу сили плавучості на турбулентні вихори, які переміщуються у вертикальній площині (другий член правої частини рівняння);

– по-п'яте, за рахунок перетворення кінетичної енергії турбулентних вихрів на тепло під впливом сили молекулярної в'язкості – дисипація (останній член правої частини рівняння).

Оцінки показують, що основними фізичними факторами зміни кінетичної енергії турбулентності в атмосфері є продукція кінетичної енергії і роботи сили плавучості. Якщо знехтувати процесами турбулентної дифузії і дисипації кінетичної енергії турбулентності, то рівняння балансу (7.140) набуває вигляду

$$\frac{db}{dt} = K \left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} \right)^2 (1 - \alpha_T Ri), \quad (7.141)$$

$$\text{де } Ri = \frac{\lambda \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z}}{\left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} \right)^2} - \text{число Річардсона}, \quad (7.142)$$

тобто число Річардсона являє собою відношення роботи сили плавучості до продукції кінетичної енергії турбулентності.

Відповідно до рівняння (7.141) знак змін з часом кінетичної енергії турбулентності залежить від значення числа Річардсона:

$$\begin{aligned} & - \text{якщо } (1 - \alpha_T Ri) < 0, \text{ тобто } Ri > \frac{1}{\alpha_T}, \text{ то } db/dt < 0; \\ & - \text{якщо } (1 - \alpha_T Ri) > 0, \text{ тобто } Ri < \frac{1}{\alpha_T}, \text{ то } db/dt > 0; \\ & - \text{якщо } (1 - \alpha_T Ri) = 0, \text{ тобто } Ri = \frac{1}{\alpha_T}, \text{ то } db/dt = 0. \end{aligned} \quad (7.143)$$

Таким чином, число Річардсона в умовах (7.143) править за критерій розвитку турбулентності. Крім того, оскільки при нестійкій стратифікації

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} < 0, \text{ тоді і } Ri < 0,$$

отже при нестійкій стратифікації  $db/dt > 0$  – за рахунок роботи сили плавучості турбулентні вихори, що переміщуються у вертикальній площині, одержують додаткове позитивне прискорення, тобто їхня

кінетична енергія зростає. При стійкій стратифікації

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} > 0, \quad \text{тоді} \quad \text{і} \quad Ri > 0.$$

На турбулентні вихори, що переміщуються у вертикальній площині, при стійкій стратифікації діє сила плавучості, яка сповільнює їхній рух, і кінетична енергія вихорів витрачається на подолання цієї сили. При цьому, знак  $db/dt$  буде залежати від співвідношення продукції кінетичної енергії турбулентності (знаменник числа  $Ri$ ) і роботи, яка витрачається на подолання сили плавучості (чисельник числа  $Ri$ ), тут вступають у дію критерії (7.143).

Аналогічно до рівняння балансу кінетичної енергії турбулентності (7.135) можна одержати, використовуючи рівняння руху Нав'є – Стокса і Рейнольдса, рівняння швидкості дисипації кінетичної енергії турбулентності, яке у рамках "К-теорії" і з врахуванням лише вертикального турбулентного обміну набуває наступного вигляду

$$\frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} + \bar{v}_\alpha \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial x_\alpha} = \alpha_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon_T}{b} K \left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} \right)^2 - \lambda \alpha_{T\varepsilon} \frac{\varepsilon_T}{b} K \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} + \alpha_{2\varepsilon} \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial z} + \alpha_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon_T^2}{b}. \quad (7.144)$$

Тут  $\alpha_{1\varepsilon}$ ,  $\alpha_{T\varepsilon}$ ,  $\alpha_{2\varepsilon}$  – числові константи, що визначаються експериментально.

### 7.3.6 Система рівнянь гідротермодинаміки в рамках "К-теорії"

Таким чином, зараз можна сформулювати замкнену систему рівнянь гідротермодинаміки для осереднених значень характеристик турбулентного середовища в рамках "К-теорії" з врахуванням лише турбулентного перемішування у вертикальній площині у наступному вигляді

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{v_i v_\alpha}) = & -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \delta_{i3} g - 2 \varepsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha \bar{v}_\beta + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_3} \left( K \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_3} \right) + \eta \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha}, \end{aligned} \quad (7.145)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\Theta} \bar{v}_\alpha) = \frac{\bar{\Theta}}{C_p \bar{T}} \left( \mu \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} + \bar{G} \right) + \alpha_T \frac{\partial}{\partial x_3} \left( K \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3} \right), \quad (7.146)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0, \quad (7.147)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + \bar{v}_\alpha \frac{\partial b}{\partial x_\alpha} = K \left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_3} \right)^2 - \lambda \alpha_T K \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial x_3} K \frac{\partial b}{\partial x_3} - \varepsilon_T, \quad (7.148)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} + \bar{v}_\alpha \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial x_\alpha} = & \alpha_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon_T}{b} K \left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial x_3} \right)^2 - \lambda \alpha_{T\varepsilon} \frac{\varepsilon_T}{b} K \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3} + \\ & + \alpha_{2\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_3} K \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial x_3} + \alpha_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon_T^2}{b}, \end{aligned} \quad (7.149)$$

$$K = \alpha_b \frac{b^2}{\varepsilon_T}. \quad (7.150)$$

Де невідомими величинами є:

- складові швидкості осередненого руху  $\bar{v}_i$ ;
- осереднена потенційна температура в турбулентному потоці  $\bar{\Theta}$ ;
- осереднений тиск ( $\bar{p}$ ) і густина ( $\bar{\rho}$ ) у турбулентному потоці;
- коефіцієнт турбулентного обміну імпульсом у вертикальній площині  $K$ ;
- кінетична енергія турбулентності  $b$ ;
- дисипація кінетичної енергії турбулентності  $\varepsilon_T$ .

Параметрами (величинами, що задаються і від яких залежить розв'язок) системи рівнянь (7.145) – (7.150) є:

- приплив тепла від зовнішніх джерел  $Q$ ;
- складова кутової швидкості обертання Землі  $\omega_\alpha$ ;
- кінематичні коефіцієнти молекулярної в'язкості ( $\nu$ ) і теплопровідності ( $\mu$ );
- прискорення вільного падіння  $g$ ;
- параметр плавучості  $\lambda$ ;
- числові коефіцієнти (константи):  $\alpha_T$ ,  $\alpha_b$ ,  $\alpha_{1\varepsilon}$ ,  $\alpha_{T\varepsilon}$ ,  $\alpha_{2\varepsilon}$ ,  $\alpha_{3\varepsilon}$ .

Для замикання також залучаються рівняння стану і співвідношення для потенційної температури (див. співвідношення (7.55)).

### Контрольні запитання

1. Охарактеризуйте різницю між ламінарним і турбулентним потоками.
2. Поясніть фізичний сенс числа Рейнольдса й охарактеризуйте

- критерій переходу від ламінарного до турбулентного характеру руху рідини або газу.
3. Поясніть фізичний сенс терміна "дисипація" і для якого розміру турбулентних вихрів (великих або дрібних) процес дисипації максимальний і чому?
  4. Поясніть причину неможливості безпосереднього використання рівнянь Нав'є – Стокса для опису руху турбулентного потоку.
  5. Доведіть 1-е правило осереднення  $\overline{f + \varphi} = \overline{f} + \overline{\varphi}$ .
  6. Доведіть 2-е правило осереднення  $\overline{c \cdot f} = c \cdot \overline{f}$ , де  $c = \text{const}$ .
  7. Доведіть 3-є правило осереднення  $\overline{\frac{\partial f}{\partial s}} = \frac{\partial \overline{f}}{\partial s}$ .
  8. Доведіть 3-ій наслідок із правил осереднення  $\overline{f'} = 0$ .
  9. Доведіть 4-ий наслідок із правил осереднення  $\overline{f' \cdot \varphi} = 0$ .
  10. Поясніть суть гіпотези Буссінеска.
  11. Перелічіть фізичні фактори, що впливають на зміну швидкості руху турбулентного потоку, відповідно до рівнянь Рейнольдса.
  12. Перелічіть фізичні фактори, що впливають на зміну потенційної температури в турбулентному потоці, відповідно до рівняння припливу тепла.
  13. Поясніть фізичний сенс додаткових невідомих членів, що з'являються за рахунок процедури осереднення в рівняннях Рейнольдса  $\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{v'_i v'_\alpha})$ .
  14. Поясніть фізичний сенс складової тензора турбулентних напружень Рейнольдса  $\overline{u' w'}$ .
  15. Поясніть фізичний сенс виразу  $\overline{v' w'}$ .
  16. Поясніть фізичний сенс виразу, що входить у рівняння припливу тепла  $\overline{\theta' w'}$ .
  17. Поясніть, у чому необхідність залучення додаткових рівнянь до системи рівнянь ГТД для турбулентного середовища, що включає рівняння руху Рейнольдса, припливу тепла, нерозривності і стану, а також співвідношення для потенційної температури?
  18. Охарактеризуйте основні положення "К-теорії".
  19. Наведіть основне положення градієнтної гіпотези "К-теорії".
  20. Пов'яжіть із градієнтами відповідних величин (на основі "К-теорії") наступний вираз  $\overline{u' w'}$ .
  21. Пов'яжіть із градієнтами відповідних величин (на основі "К-теорії") наступний вираз  $\overline{\theta' w'}$ .
  22. Перелічіть фізичні фактори, що впливають на часову зміну

- кінетичної енергії турбулентних пульсацій.
23. Поясніть фізичний сенс наступного члена рівняння балансу кінетичної енергії турбулентних вихрів  $K \left( \frac{\partial \bar{v}_\alpha}{\partial z} \right)^2$ .
24. Поясніть фізичний сенс наступного члена рівняння балансу кінетичної енергії турбулентних вихрів  $-\lambda \alpha_T K \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z}$ .
25. Поясніть фізичний сенс наступного члена рівняння балансу кінетичної енергії турбулентних вихрів  $\alpha_b \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b}{\partial z}$ .
26. Поясніть фізичний сенс числа Річардсона й охарактеризуйте критерій розвитку турбулентності в стратифікованому по вертикалі повітрі.
27. При якій стратифікації (стійкій чи нестійкій) спостерігається більш інтенсивне турбулентне перемішування (за інших рівних умов) і чому?

## 7.4 Динаміка граничного шару атмосфери

### 7.4.1 Кількісний опис взаємодії атмосфери і підстильної поверхні Землі

Як уже вказувалося вище в тропосфері виділяється два шари, що розрізняються за характером динаміки повітряних течій. Це вільна атмосфера, у якій рухи мають переважно ламінарний характер, і граничний шар, що примикає до поверхні Землі, у якому підстильна поверхня має істотний вплив на динаміку рухів повітря. Цей вплив проявляється в тім, що рухи в граничному шарі атмосфери мають переважно турбулентний характер (особливо поблизу підстильної поверхні). Таким чином, граничний шар атмосфери можна визначити як шар повітря товщиною до 1,5 км, що безпосередньо примикає до поверхні Землі і динаміка якого істотно залежить від взаємодії потоку, що натікає, і підстильної поверхні Землі.

Формування турбулентності в граничному шарі атмосфери можна пояснити в такий спосіб. Безпосередньо на самій підстильній поверхні швидкість потоку повітря, що натікає, дорівнює нулю – відомий з фізики *ефект прилипання*. В зв'язку з цим, у шарі повітря вище від цього рівня виникають значні вертикальні градієнти швидкості потоку. Відповідно до рівняння балансу кінетичної енергії турбулентності (7.162) у цьому шарі ці

градієнти генерують значну кінетичну енергію турбулентності, тобто потік повітря втрачає стійкість і в ньому з'являються турбулентні вихри спочатку великих розмірів, а потім ці вихри дробляться на дрібніші і так далі, весь шар повітря, що примикає до підстильної поверхні, заповнюється турбулентними вихрами різних розмірів. З часом ці вихри займають все більший по вертикалі шар – його товщина буде залежати від кінетичної енергії вихрів, що переміщуються у вертикальній площині.

За рахунок ефекту прилипання чим більше швидкість потоку, що натікає, тим більше його кінетичної енергії переходить у кінетичну енергію турбулентності і тим більшим за вертикальними розмірами буде граничний шар атмосфери.

Таким чином, *взаємодія* атмосфери (потіку повітря, що натікає на підстильну поверхню) і підстильної поверхні проявляється у формуванні турбулентного шару, який прилягає до поверхні Землі, і кількісно описати цю взаємодію можна опосередковано через кількісні характеристики цього граничного шару. Природно, що ці характеристики граничного шару повинні описувати інтенсивність турбулентного перемішування в цьому шарі. Отже, до цих характеристик можна віднести турбулентні потоки імпульсу і тепла, що формуються в граничному шарі атмосфери.

Найбільш інтенсивне турбулентне перемішування спостерігається поблизу підстильної поверхні (де максимальний перехід кінетичної енергії), отже, максимальні турбулентні потоки будуть спостерігатися поблизу підстильної поверхні. В міру віддалення від неї інтенсивність турбулентного перемішування зменшується (тому що зменшуються вертикальні градієнти швидкості потоку, зменшується кінетична енергія турбулентних вихрів) і на верхній межі граничного шару, де швидкість потоку стає постійною по вертикалі\*, ці турбулентні потоки дорівнюють нулю.

З цих міркувань можна зробити два висновки:

– по-перше, верхньою межею граничного шару атмосфери ( $H$ ) можна вважати той рівень, де або швидкість потоку стає постійною\*, або турбулентні потоки імпульсу і тепла дорівнюють нулю;

– по-друге, характеристиками інтенсивності турбулентного перемішування будемо вважати максимальні значення турбулентних потоків імпульсу і тепла біля поверхні Землі, тобто їхні так звані "приземні" значення –  $\bar{\tau}_0$  і  $\bar{Q}_0$ .

Приземний турбулентний потік імпульсу  $\bar{\tau}_0$  буде характеризувати

---

\* В умовах *бароклінності* (горизонтальний градієнт температури відмінний від нуля) геострофічний вітер змінюється з висотою, що створює додатковий вертикальний градієнт швидкості в граничному шарі.

динамічну взаємодію потоку, що натікає, і підстильної поверхні. Цей потік завжди спрямований від атмосфери до підстильної поверхні, тобто від шарів з більш високою швидкістю потоку до нижче розташованих шарів повітря, де швидкість потоку менше внаслідок ефекту прилипання.

На практиці широко використовується характеристика динамічної взаємодії, яка є похідною від  $\bar{\tau}_0$ , так звана "динамічна швидкість":

$$V_* = \sqrt{|\bar{\tau}_0|/\rho} . \quad (7.151)$$

Аналогічно приземний турбулентний потік тепла  $\bar{Q}_0$  характеризує термічну взаємодію потоку, що натікає, і підстильної поверхні. Напрямок цього потоку (від високих значень потенційної температури до малих) буде залежати від термічної стратифікації граничного шару – при стійкій стратифікації (потенційна температура з висотою зростає) потік тепла буде спрямований униз, а при нестійкій стратифікації (потенційна температура з висотою зменшується) турбулентний потік тепла буде спрямований вгору.

Приземні турбулентні потоки імпульсу і тепла, крім того, можуть застосовуватися як кількісні характеристики інтенсивності турбулентного перемішування в граничному шарі атмосфери, тобто вони відносяться до так званих "внутрішніх параметрів" граничного шару.

До внутрішніх параметрів можна також віднести (поряд з кінетичною енергією турбулентного перемішування поблизу підстильної поверхні –  $b_0$ ) і висоту граничного шару –  $H$ , що визначається як рівень, на якому швидкість атмосферного потоку стає незмінною і дорівнює швидкості руху у вільній атмосфері (тобто дорівнює швидкості геострофічного вітру  $V_g$ ).

Однак інтенсивність турбулентного перемішування в граничному шарі врешті – решт визначається зовнішніми умовами його формування. Ці умови характеризуються „зовнішніми параметрами”, до яких можна віднести:

– по-перше, перепад швидкостей потоку на нижній і верхній межах граничного шару, тому що саме він визначає величину продукції кінетичної енергії турбулентності. Цей перепад складає:

"швидкість геострофічного вітру на верхній межі" =  $V_g$

мінус

"швидкість потоку на нижній межі" = нулю,

---


$$= V_g$$

Таким чином, швидкість вітру на верхній межі –  $V_g$  є першим "зовнішнім параметром" граничного шару атмосфери (ГША);



– по-друге, термічна стратифікація в ГША\*, яка визначається перепадом потенційних температур на верхній ( $\Theta_H$ ) і на нижній ( $\Theta_0$ ) межах ГША:

$$\Delta \Theta = \Theta_H - \Theta_0. \quad (7.152)$$

– по-третє, інтенсивність турбулентного перемішування в ГША, особливо в його нижній частині, буде залежати і від ступеня шорсткості підстильної поверхні – цю величину будемо описувати через "параметр шорсткості" –  $z_0$ ;

– по-четверте, при наявності в граничному шарі горизонтальної неоднорідності поля температури (ефект бароклінності) у силу співвідношень термічного вітру (7.81, 7.82) геострофічний вітер  $V_g$  змінюється з висотою. Отже, до зовнішніх параметрів варто віднести складові горизонтального градієнта температури  $\frac{\partial T}{\partial x}$  та  $\frac{\partial T}{\partial y}$ .

#### 7.4.2 Динаміка приземного шару атмосфери

Експериментальні і теоретичні дослідження показали, що граничний шар атмосфери має складну внутрішню структуру. Це виявляється, насамперед, у формуванні двох підшарів:

– приземного шару атмосфери, розташованого безпосередньо над підстильної поверхнею, і

– вільного граничного шару, розташованого над приземним шаром атмосфери.

Відмінною рисою приземного шару атмосфери є сталість турбулентних потоків по висоті, а також незмінність напрямку вітру по висоті (при різкому збільшенні швидкості). Висота приземного шару складає близько 50 метрів.

Опис динаміки цього шару здійснюється в наш час на основі теорії Обухова - Моніна. Відповідно до цієї теорії безрозмірні вертикальні профілі осереднених характеристик стану приземного шару є універсальними функціями\*\* безрозмірної висоти  $\zeta$

$$\zeta = z/L, \quad (7.153)$$

---

\* За рахунок роботи сили плавучості термічна стратифікація посилює турбулентне перемішування в ГША (при нестійкій стратифікації) або послабляє його (при стійкій стратифікації).

\*\* Під універсальною будемо розуміти функцію, що залежить тільки від одного параметра.

$$L = -\frac{V_*^2}{\kappa^2 \lambda T_*}, \quad (7.154)$$

$$T_* = -\frac{Q_0 / (C_p \rho)}{V_*}, \quad (7.155)$$

де  $L$  – масштаб довжини в приземному шарі;

$T_*$  – масштаб температури.

Отже, відповідно до цієї теорії можна записати (якщо напрямити вісь  $X$  по напрямку приземного вітру)

$$\frac{\partial u_n}{\partial \zeta} = g_u(\zeta), \quad \frac{\partial \Theta_n}{\partial \zeta} = g_\Theta(\zeta), \quad (7.156)$$

де  $g_u(\zeta)$ ,  $g_\Theta(\zeta)$  – універсальні функції для вітру і температури відповідно;

$u_n = u/V_*$  – безрозмірна швидкість осередненого руху;

$\Theta_n = \Theta/T_*$  – безрозмірна осереднена температура. (7.157)

У формулах (7.156) і (7.157) і далі по тексту усунуто знак осереднення – для скорочення записів.

Відзначимо, що відповідно до теорії Обухова - Моніна безрозмірний вертикальний профіль будь-якої субстанції (у тому числі і концентрації домішки  $q$ ) є універсальною функцією безрозмірної висоти

$$\frac{\partial q_n}{\partial \zeta} = g_q(\zeta), \quad \text{де } q_n = q/q_*, \quad (7.158)$$

де  $q_*$  – обраний масштаб концентрації домішок у приземному шарі.

Підставляючи в (7.156) вираз для безрозмірних характеристик (7.157), а також уводячи позначення

$$g_u(\zeta) \equiv \frac{1}{\kappa \zeta} \Phi_u(\zeta), \quad g_\Theta(\zeta) \equiv \frac{1}{\alpha^0 \zeta} \Phi_\Theta(\zeta)^*, \quad (7.159)$$

одержуємо

$$\frac{L}{V_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\kappa \zeta} \Phi_u(\zeta) \quad \text{або} \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{V_*}{\kappa z} \Phi_u(\zeta) \quad (7.160)$$

і аналогічно

---

\*  $\Phi_u(\zeta)$  і  $\Phi_\Theta(\zeta)$  – також універсальні функції безрозмірної координати  $\zeta$ ,  $\kappa$  – постійна Кармана,  $\alpha^0$  – числова константа, про вибір  $\kappa$  і  $\alpha^0$  дивися нижче.

$$\frac{L}{T_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{\alpha^0 \zeta} \varphi_\Theta(\zeta) \quad \text{або} \quad \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{T_*}{\alpha^0 z} \varphi_\Theta(\zeta). \quad (7.161)$$

Розглянемо загальний вигляд універсальних функцій  $\varphi_u(\zeta)$  і  $\varphi_\Theta(\zeta)$ . При нейтральній стратифікації, як показують експериментальні дані, профіль осереднених характеристик стану повітряного потоку має логарифмічний вигляд, тобто

$$u(z_2) - u(z_1) \sim \ln(z_2/z_1),$$

$$\Theta(z_2) - \Theta(z_1) \sim \ln(z_2/z_1),$$

де  $z_1$  і  $z_2$  – довільні рівні в приземному шарі.

Отже, виходячи з формул (7.160) і (7.161), при нейтральній стратифікації універсальні функції повинні дорівнювати деяким постійним значенням. Згадаємо тепер, що вираз (7.159) містить постійну Кармана ( $\kappa$ ) і числову константу  $\alpha^0$ , про принцип визначення яких поки ще нічого не говорилося. Умовимося вибирати їх таким чином, щоб при нейтральній стратифікації виконувалася рівність

$$\varphi_u(0) = 1 \quad \text{і} \quad \varphi_\Theta(0) = 0^*. \quad (7.162)$$

Тоді співвідношення (7.160) і (7.161) при нейтральній стратифікації набувають вигляду

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{V_*}{\kappa z}, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{T_*}{\alpha^0 z}. \quad (7.163)$$

Інтегруючи співвідношення (7.163), одержуємо формули для логарифмічного приземного шару

$$\begin{aligned} u(z_2) - u(z_1) &= \frac{V_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right), \\ \Theta(z_2) - \Theta(z_1) &= \frac{T_*}{\alpha^0} \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right). \end{aligned} \quad (7.164)$$

Оскільки при  $z = z_0$   $u = 0$ , то можна записати з урахуванням того, що при  $z_1 = z_0$  швидкість повітря  $u(z_0) = 0$ , і, беручи  $z_2 = z$

$$u(z) = \frac{V_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right). \quad (7.165)$$

Можна також вивести, що коефіцієнт турбулентного обміну у

---

\* При нейтральній стратифікації  $T_* \rightarrow 0$ , отже  $L \rightarrow \infty$  та  $\zeta = \zeta/L \rightarrow 0$ .

вертикальній площині  $K$  при нейтральній стратифікації лінійно зростає з висотою

$$K = \kappa V_* z. \quad (7.166)$$

Водночас відзначимо, що при будь-якій стратифікації на малих висотах (тобто при  $z \rightarrow 0$ ) безрозмірна висота  $\zeta \rightarrow 0$ . Отже, при будь-якій стратифікації поблизу підстильної поверхні Землі (до висоти порядку  $0,5 \div 1$  м) завжди спостерігається логарифмічний профіль осереднених характеристик стану повітряного потоку.

Для того, щоб одержати вирази для вертикальних профілів у більш високих шарах приземного шару, необхідно проінтегрувати вирази (7.160) - (7.161)

$$u(z) = \frac{V_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) + f_u(z) - f_u(z_0) \right], \quad (7.167)$$

$$\Theta(z_2) - \Theta(z_1) = \frac{T_*}{\alpha_0} \left[ \ln \left( \frac{z_2}{z_1} \right) + f_\Theta(z_2) - f_\Theta(z_1) \right], \quad (7.168)$$

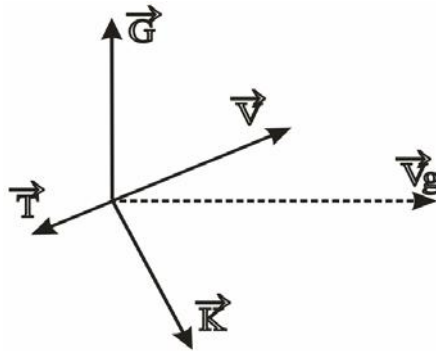
де  $f_u(z)$  і  $f_\Theta(z)$  – первісні функцій  $\varphi_u$  і  $\varphi_\Theta$ ; їхній вигляд визначається експериментально.

### 7.4.3 Динаміка вільного граничного шару атмосфери

На відміну від приземного шару у вільному граничному шарі істотний вплив чинить сила Коріоліса, тому часто цей шар називають *планетарним граничним шаром* (ПГШ), тобто шаром, що утворюється на обертовій Землі в потоці повітря, яке рухається над підстильною поверхнею, внаслідок спільної дії сил баричного градієнта ( $\vec{G}$ ), турбулентного тертя ( $\vec{T}$ ) і сили Коріоліса ( $\vec{K}$ ). Схематично взаємодію цих основних сил, що визначають динаміку вільного граничного шару, можна представити графічно так (рис.7.7).

У планетарному граничному шарі динамічний і термічний режими є взаємозалежними і взаємообумовленими. Так, вертикальні профілі вітру, що встановилися, з одного боку, визначають інтенсивність турбулентного перемішування і відповідно вертикальні потоки тепла, і тим самим встановлюють вертикальний розподіл температури в ПГШ, а з іншого боку, вертикальні профілі температури, що встановилися, визначають термічну стратифікацію в ПГШ і тим самим (через дію сили плавучості) визначають інтенсивність турбулентного перемішування, а отже, і вертикальний розподіл вітру. Таким чином, для опису динаміки ПГШ необхідно залучати повну систему рівнянь гідротермодинаміки для

турбулентного середовища (7.145) - (7.150).



$\vec{V}$  - вектор фактичного вітру в ПГШ;  $\vec{V}_g$  - вектор геострофічного вітру при даному значенні сили баричного градієнта  $\vec{G}$ ;  $\vec{K}$  - сила Коріоліса.

Рисунок 7.7 – Взаємодія основних сил, що визначають динаміку ПГШ

Для спрощення цієї системи рівнянь, з урахуванням наведеного раніше опису фізики формування граничного шару атмосфери, зменшимо число невідомих функцій, що входять у систему (7.145) - (7.150).

Будемо вважати, що в граничному шарі атмосфери виконується умова гідростатики (7.60), тобто замість третього рівняння руху можна використовувати рівняння статки

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\bar{\rho} g. \quad (7.169)$$

Раніше було показано, що швидкість геострофічного вітру є зовнішнім параметром граничного шару, тому в задачі розрахунку характеристик стану граничного шару атмосфери природно віднести до числа параметрів, що задаються заздалегідь, члени складової сили баричного градієнта

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2),$$

оскільки ці члени пов'язані зі швидкістю геострофічного вітру (див. співвідношення (7.70)):

$$2\omega_z u_g = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}, \quad 2\omega_z v_g = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}. \quad (7.183)$$

За рахунок цієї операції з числа невідомих виключаються тиск ( $p$ ) і густина ( $\rho$ ) осередненого потоку; а в число параметрів задачі включаються

складові швидкості геострофічного вітру ( $u_g, v_g$ ). У цьому випадку задача (7.145) - (7.150) зводиться до наступної системи рівнянь:

$$\frac{du}{dt} = 2\omega_Z(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (7.171)$$

$$\frac{dv}{dt} = -2\omega_Z(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad (7.172)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\Theta v_\alpha) = \frac{\Theta}{C_p T} \left( \mu \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x_\alpha^2} + Q \right) + \alpha_T \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right), \quad (7.173)$$

$$\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0, \quad (7.174)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial b}{\partial x_\alpha} = K \left( \frac{\partial v_\alpha}{\partial z} \right)^2 - \lambda \alpha_T K \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b}{\partial z} - \varepsilon_T, \quad (7.175)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial x_\alpha} = & \alpha_{1\varepsilon} K \left( \frac{\partial v_\alpha}{\partial z} \right)^2 - \lambda \alpha_{T\varepsilon} K \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \\ & + \alpha_{2\varepsilon} \frac{b}{\varepsilon_T} \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b}{\partial z} - \alpha_{3\varepsilon} \varepsilon_T, \end{aligned} \quad (7.176)$$

$$K = \alpha_b \frac{b^2}{\varepsilon_T}. \quad (7.177)$$

У рівняннях для скорочення записів усунено знак осереднення.

У системі рівнянь (7.171)-(7.177) невідомими величинами є:

- складові швидкості осередненого руху  $v_i$ ;
- осереднена потенційна температура в турбулентному потоці  $\theta$ ;
- коефіцієнт турбулентного обміну імпульсом у вертикальній площині  $K$ ;
- кінетична енергія турбулентності  $b$ ;
- дисипація кінетичної енергії турбулентності  $\varepsilon_T$ .

Параметрами (величинами, що задаються і від яких залежить розв'язок) системи рівнянь (7.171) - (7.177) є:

- складові швидкості геострофічного вітру ( $u_g, v_g$ );
- приплив тепла від зовнішніх джерел  $Q$ ;
- вертикальна складова кутової швидкості обертання Землі  $\omega_Z$  (параметр Коріоліса);

- кінематичний коефіцієнт теплопровідності ( $\mu$ );
- прискорення вільного падіння  $g$ ;
- параметр плавучості  $\lambda$ ;
- числові коефіцієнти:  $\alpha_T, \alpha_b, \alpha_{1\varepsilon}, \alpha_{T\varepsilon}, \alpha_{2\varepsilon}, \alpha_{3\varepsilon}$ .

Таким чином, система рівнянь (7.171) - (7.177) є замкненою і може бути використана для опису динаміки вільного граничного шару атмосфери.

#### 7.4.4 Спіраль Екмана

Розглянемо розв'язання найпростішого варіанта цієї системи рівнянь для умов стаціонарного горизонтально однорідного вільного граничного шару\*. У цьому випадку рівняння руху (7.171)-(7.172) набувають наступного вигляду

$$0 = -2\omega_Z(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad (7.178)$$

$$0 = -2\omega_Z(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad (7.179)$$

Для аналітичного розв'язання системи рівнянь (7.178)-(7.179) запровадимо додаткове обмеження – коефіцієнт турбулентності в межах вільного граничного шару не змінюється по висоті, тобто

$$K = \text{const}. \quad (7.180)$$

Тоді, рівняння можна записати як

$$K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega_Z(v - v_g) = 0, \quad (7.181)$$

$$K \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega_Z(u - u_g) = 0. \quad (7.182)$$

Граничний шар атмосфери, динаміка якого описується системою рівнянь (7.181 - 7.182), має назву екманівський граничний шар, на ім'я німецького вченого Екмана, який одержав розв'язок цієї системи рівнянь. Помножимо рівняння (7.181) на уявну одиницю та складемо отримане рівняння з (7.182). Одержимо

---

\* При цьому  $\frac{d v_i}{d t} = 0$  і складові геострофічного вітру незмінні по висоті.

$$K \frac{\partial^2}{\partial z^2} (u + i v) + 2 \omega_Z (v - i v - i u + i u_g) = 0. \quad (7.183)$$

Оскільки в умовах задачі прийнято, що складові геострофічного вітру не змінюються з висотою, то

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} (-u_g - i v_g) = 0,$$

отже, цю величину можна додати до першого члена співвідношення (7.183), не змінюючи його структури. Крім того,

$$2 \omega_Z (v - v_g - i u + i u_g) = i 2 \omega_Z (u + i v - u_g - i v_g).$$

Таким чином, рівняння (7.183) можна переписати в наступному вигляді

$$K \frac{\partial^2}{\partial z^2} (u + i v - u_g - i v_g) - i 2 \omega_Z (u + i v - u_g - i v_g) = 0. \quad (7.184)$$

Запровадивши нову змінну

$$u + i v - u_g - i v_g = \Phi, \quad (7.185)$$

рівняння (7.184) перепишемо у вигляді

$$K \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - i 2 \omega_Z \Phi = 0$$

або

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - i \frac{2 \omega_Z}{K} \Phi = 0. \quad (7.186)$$

Розв'язок рівняння (7.186) будемо шукати у вигляді

$$\Phi = c_1 e^{a(1+i)Z} + c_2 e^{-a(1+i)Z}, \quad (7.187)$$

$$\text{де } c_1 \text{ і } c_2 - \text{сталі інтегрування і } a^2 = 2 \omega_Z / K. \quad (7.188)$$

Сталі інтегрування визначимо з граничних умов для швидкості вітру в граничному шарі. На верхній межі швидкість вітру стає рівною швидкості



геострофічного вітру

$$u = u_g; \quad v = v_g,$$

таким чином, з (7.185) одержуємо на верхній межі  $\Phi = 0$ .

Таким чином, при  $z \rightarrow \infty^*$ ,  $\Phi \rightarrow 0$ , тоді

$$c_1 = 0. \quad (7.189)$$

На нижній межі граничного шару – при  $z = 0$  маємо

$$u = 0, \quad v = 0,$$

тоді з (7.185)

$$\Phi = -u_g - i v_g.$$

Підставляючи цей вираз для  $\Phi$  в розв'язок (7.187), одержуємо (з урахуванням (7.189))

$$-u_g - i v_g = c_2 e^{-a(1+i)z} = c_2 \cdot 1 = c_2. \quad (7.190)$$

Таким чином, розв'язок (7.187) набуває наступного вигляду

$$\Phi = -(u_g + i v_g) e^{-a(1+i)Z} \quad (7.191)$$

Підставимо тепер у (7.191) вираз (7.185) для  $\Phi$ , у результаті одержимо

$$u + i v - (u_g - i v_g) = -(u_g + i v_g) e^{-a(1+i)Z} = -(u_g + i v_g) e^{-aZ} e^{-i a Z}$$

або

$$u + i v = (u_g + i v_g) (1 - e^{-aZ} e^{-i a Z}). \quad (7.192)$$

Оскільки

$$e^{-i a Z} = \cos(a z) - i \sin(a z),$$

розв'язок (7.192) набуває вигляду

$$u + i v = (u_g + i v_g) \{1 - e^{-aZ} [\cos(a z) - i \sin(a z)]\}. \quad (7.193)$$

Розділяючи реальну і уявну частини розв'язку (7.193), одержимо

$$u = u_g - e^{-aZ} [u_g \cos(a z) + v_g \sin(a z)], \quad (7.194)$$

$$i v = i \{v_g - e^{-aZ} [v_g \cos(a z) - u_g \sin(a z)]\}$$

---

\* У строгому математичному значенні верхня границя області розв'язку повинна бути нескінченно віддалена від нижньої границі.

або

$$v = v_g - e^{-a z} [v_g \cos(a z) - u_g \sin(a z)]. \quad (7.195)$$

Якщо напрямити вісь  $X$  уздовж напрямку геострофічного вітру, тоді  $v_g = 0$ , а  $u_g = V_g$ , де  $V_g$  – модуль швидкості геострофічного вітру на верхній межі граничного шару. У цьому випадку формули (7.194) - (7.195) набудуть кінцевого вигляду

$$u = V_g [1 - e^{-a z} \cos(a z)], \quad v = V_g e^{-a z} \sin(a z). \quad (7.196)$$

З аналізу формул (7.196) можна зробити наступні висновки щодо характеру зміни вітру з висотою в граничному шарі атмосфери:

1) швидкість вітру з висотою збільшується від нуля при  $z = 0$  до значення швидкості геострофічного вітру  $V_g$  на верхній межі граничного шару ( $z = H$ );

2) біля поверхні землі вітер завжди відхилений ліворуч від напрямку геострофічного вітру на кут  $45^\circ$  (цей кут називають кутом повного повороту вітру в граничному шарі і позначають через  $\alpha_0$ ), а з висотою вітер повертає праворуч і на верхній межі його напрямок збігається з напрямком геострофічного вітру;

3) значення швидкості вітру на будь-якому рівні в граничному шарі прямо залежить від швидкості геострофічного вітру.

Зміни з висотою вектора швидкості вітру відповідно до формул (7.196) можуть бути представлені у вигляді так званого годографа швидкості вітру (рис. 7.8).

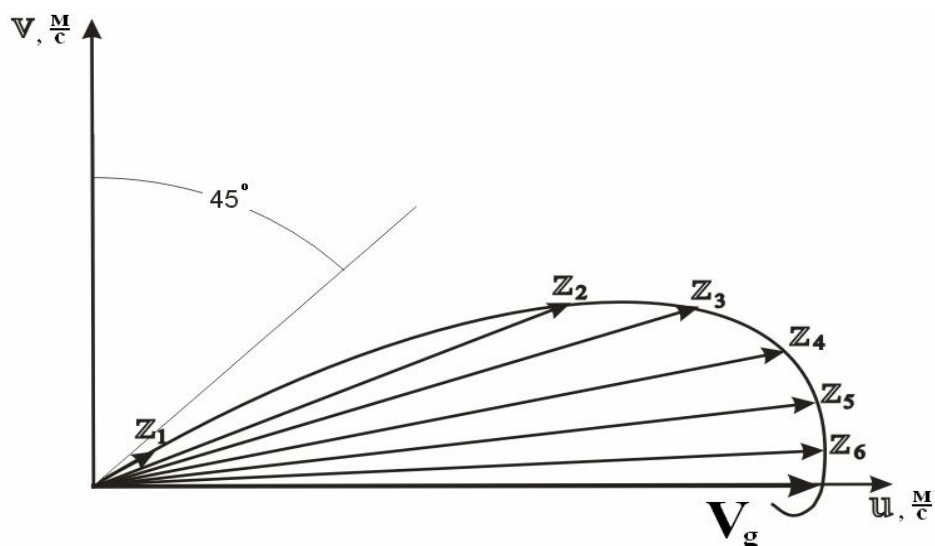


Рисунок 7.8 – Годограф швидкості вітру у граничному шарі

У реальній атмосфері прийнята раніше умова незмінності з висотою коефіцієнта турбулентного обміну  $K$  ніколи не виконується, однак, модель Екмана (7.196) усе-таки відображає головні риси розподілу вітру в граничному шарі атмосфери.

Опишемо принципи відмінності в розподілі вітру в реальному граничному шарі атмосфери.

По-перше, на реальний профіль вітру істотний вплив справляє температурна стратифікація. При стійкій стратифікації кут повного повороту вітру в граничному шарі ( $\alpha_0$ ) збільшується в порівнянні з нейтральною стратифікацією на  $15 \div 20^\circ$  і досягає  $40 \div 50^\circ$ , крім того, значно збільшуються вертикальні градієнти швидкості вітру за рахунок різкого зменшення висоти граничного шару в порівнянні з нейтральною стратифікацією. Навпаки, при нестійкій стратифікації кут повного повороту вітру зменшується до  $20 \div 25^\circ$ , а вертикальні градієнти швидкості вітру в граничному шарі за рахунок різкого зростання висоти граничного шару зменшуються.

По-друге, на профіль вітру вплив також справляє горизонтальна адвекція температури (за рахунок ефекту зміни з висотою параметрів  $u_g$  і  $v_g$ ). При цьому при значних горизонтальних градієнтах температури профіль вітру набуває дуже складного вигляду, можливі випадки, коли кут повороту  $\alpha_0$  виявляється негативним, тобто вітер біля землі відхилений праворуч від напрямку геострофічного вітру на верхній межі граничного шару.

Опишемо також поведінку в граничному шарі атмосфери іншої важливої для задач розсіювання домішок характеристики граничного шару – коефіцієнта турбулентного обміну  $K$ .

У звичайних умовах коефіцієнт турбулентного обміну швидко збільшується з висотою в нижній частині граничного шару від нуля до деякого максимального значення  $K_{max}$  на висоті  $100 \div 200$  м (рис. 7.9).

Значення  $K_{max}$  при нейтральній стратифікації і швидкості геострофічного вітру близько  $10$  м/с коливається в межах  $5 \div 10$  м<sup>2</sup>/с. Потім з висотою коефіцієнт турбулентного обміну плавно зменшується знову до нуля на верхній межі граничного шару. Величина  $K_{max}$ , а також висота, на якій спостерігаються максимальні значення ( $h_{max}$ ), істотно залежать від швидкості геострофічного вітру і температурної стратифікації в граничному шарі, тому що коефіцієнт турбулентного обміну за визначенням віддзеркалює інтенсивність турбулентного перемішування в граничному шарі.

Так, при збільшенні швидкості геострофічного вітру і при нестійкій стратифікації максимальні значення коефіцієнта турбулентного обміну різко зростають (досягаючи  $40 \div 50$  м<sup>2</sup>/с), зростає також і висота  $h_{max}$ .

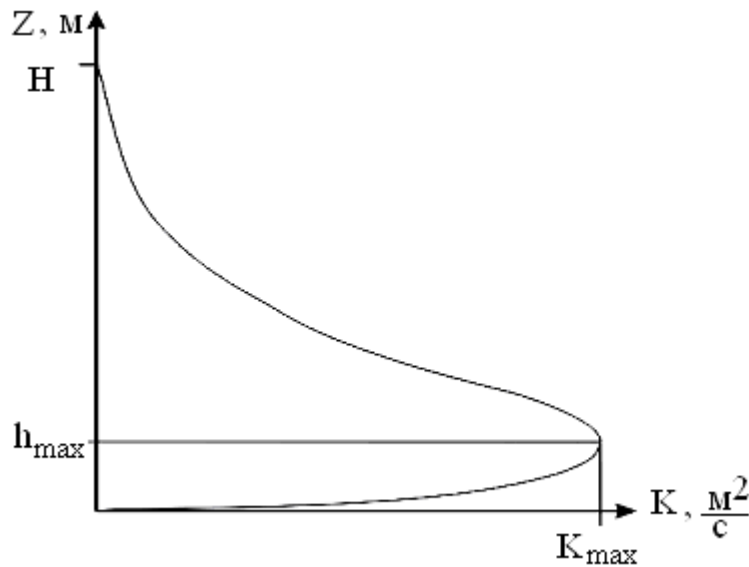


Рисунок 7.9 – Типовий профіль коефіцієнта турбулентності  $K$  у граничному шарі.

При зменшенні швидкості геострофічного вітру, і особливо, при стійкій стратифікації коефіцієнт турбулентності і висота  $h_{max}$  різко зменшуються.

### Контрольні запитання

1. Дайте визначення граничного шару атмосфери та поясніть фізичний механізм його виникнення.
2. Перелічіть зовнішні та внутрішні параметри, які визначають структуру граничного шару атмосфери, і поясніть, які фізичні механізми вони характеризують.
3. Які параметри характеризують динамічну та термічну взаємодію повітряного потоку, що натікає, з підстильною поверхнею? Чому саме ці параметри – доведіть.
4. Опишіть вплив зовнішніх фізичних факторів на зміну висоти граничного шару атмосфери.
5. Який профіль характеристик стану атмосфери спостерігається безпосередньо поблизу підстильної поверхні і чому?
6. Який профіль вітру та потенційної температури спостерігається в приземному шарі атмосфери при нейтральній стратифікації?
7. Які обмеження (спрощення) уведені при описі динаміки екманівського граничного шару атмосфери?
8. Від яких величин залежать значення складових швидкості вітру у вільному граничному шарі (у моделі Екмана) і чому саме від них з огляду на основні положення фізики граничного шару.

9. Опишіть спіраль Екмана й основні висновки, що випливають з її аналізу.
10. Опишіть зміну з висотою швидкості і напрямку вітру у вільному граничному шарі атмосфери.
11. Поясніть, чи впливають горизонтальні градієнти температури на вертикальний профіль вітру у вільному граничному шарі і чому ?
12. Опишіть вплив температурної стратифікації на вертикальні профілі вітру у вільному граничному шарі.
13. Що означає термін «повний поворот вітру в граничному шарі»?
14. Опишіть зміну з висотою значень турбулентних потоків у граничному шарі атмосфери з урахуванням особливостей приземного підшару.
15. Опишіть зміну з висотою коефіцієнта турбулентного обміну в граничному шарі атмосфери.

## 7.5 Опис переносу і розсіювання домішок у турбулентній атмосфері

Вміст будь-якої субстанції в атмосферному повітрі звичайно характеризується *відношенням суміші* ( $\chi$ ) – масою речовини, що міститься в одному грамі атмосферного повітря, або *об'ємною концентрацією* ( $q$ ) – масою речовини, що міститься в одиниці об'єму атмосферного повітря. Ці дві характеристики вмісту будь-якої речовини в повітрі пов'язані між собою співвідношенням

$$q = \rho \chi, \quad (7.197)$$

де  $\rho$  – густина повітря.

Будь-яка домішка, потрапляючи в атмосферу, розноситься повітряними течіями. При цьому великомасштабні потоки повітря *переносять* об'єми домішки як ціле, а дрібномасштабні турбулентні пульсації, які хаотично переміщуються у цьому потоці, *розсіюють* домішки шляхом перемішування їх з навколишнім повітрям\*.

Процес розсіювання домішки в турбулентному середовищі називається *турбулентною дифузією*.

У загальному випадку концентрація  $q$  аерозольної субстанції, що знаходиться в елементарному об'ємі повітря, який мігрує разом з потоком повітря в атмосфері, є функцією просторових координат і часу (п. 7.1.1)

---

\* При розсіюванні домішки в турбулентному середовищі молекулярну дифузію варто враховувати тільки поблизу твердих границь, а також на межі розділу двох середовищ (наприклад, вода-повітря) або при дуже слабкому розвитку турбулентності.

$$q = q(x, y, z, t). \quad (7.198)$$

Тоді, якщо  $p(\vec{X}, t, \vec{X}', t_0)$  - імовірність переміщення елементарного об'єму, який містить домішку з концентрацією  $q(\vec{X}', t_0)$ , з точки з просторовими координатами  $\vec{X}'$  у момент часу  $t_0$  у точку з просторовими координатами  $\vec{X}$  у момент  $t$ , то середнє значення концентрації в точці простору  $\vec{X}$  в момент часу  $t$  буде мати вигляд

$$q(\vec{X}, t) = \int p(\vec{X}, t, \vec{X}', t_0) q(\vec{X}', t_0) d\vec{X}'. \quad (7.199)$$

Формула (7.199), де інтегрування ведеться по всіх точках простору, дає розподіл концентрації (в імовірнісному сенсі) по тривимірному простору в момент часу  $t$ , якщо відомо початковий розподіл  $q(\vec{X}', t_0)$  і імовірність усіх переміщень елементарних об'ємів у цьому просторі -  $p(\vec{X}, t, \vec{X}', t_0)$ . При цьому необхідно пам'ятати, що  $\int p(\vec{X}, t, \vec{X}', t_0) d\vec{X}' = 1$ , отже концентрація у всьому розглянутому просторі зберігається. Однак на практиці розподіл у просторі значень імовірності  $p(\vec{X}, t, \vec{X}', t_0)$  невідомий, у той час як для опису поля концентрації домішки досить знати тільки деякі його характеристики – середні значення й інші, більш високі моменти. Розглянемо деякі фізичні особливості картини розповсюдження домішок в атмосфері, які дадуть нам змогу визначити конкретні шляхи опису цього процесу.

Домішка, що попадає в турбулентне середовище, під дією пульсацій швидкості потоку починає поширюватися в ній, утворюючи *забруднену область*. Вибір способу опису цього процесу залежить від способу надходження домішки в середовище і від кінцевого результату, який потрібно нам одержати. Варто розрізняти два типи дифузії домішки в турбулентному середовищі.

У першому випадку розглядається розсіювання домішки відносно фіксованої точки – положення фіксованого (або такого, що рухається з відомою швидкістю) довгостроково діючого нескінченно малого (точкового) джерела, причому потрібно визначити *всю область*, у якій у той або інший час домішка мала б знаходитися. У другому випадку вважається, що вся домішка відразу займає деякий початковий об'єм і утворює хмару, яка під дією турбулентних пульсацій розсіюється. У цьому випадку розглядається переміщення та дифузія відносно миттєвого центра ваги хмари.

Одним з реальних об'єктів, до яких можна застосувати обидві ці моделі, є *димовий факел* від заводської вентиляційної труби. Якщо спостерігати його збоку (вертикальна дифузія) або зверху (поперечна), то можна помі-

тити, що факел (або струмінь) розширюється, а його вісь безупинно змінює своє положення (див. рис. 7.10). У цьому конкретному випадку, крім пульсацій швидкості, є середня швидкість потоку ( $U$ ), що створює знесення домішки від джерела за напрямом вітру. Частинка, яка пройшла через джерело (наприклад, вершину труби), після часу  $t$  буде знаходитися в середньому на відстані  $x = U \cdot t$  від його площини. В якості моделі факела можна прийняти таку умовну схему – біля вершини труби в кожному мить утворюється димовий клуб (або „вихідна хмара” кінцевих розмірів), який відразу ж зноситься вітром по потоку, а на його місці утворюється новий клуб. У цьому випадку конфігурація факела в кожен момент часу являє собою ряд таких клубів, випущених послідовно один за одним.

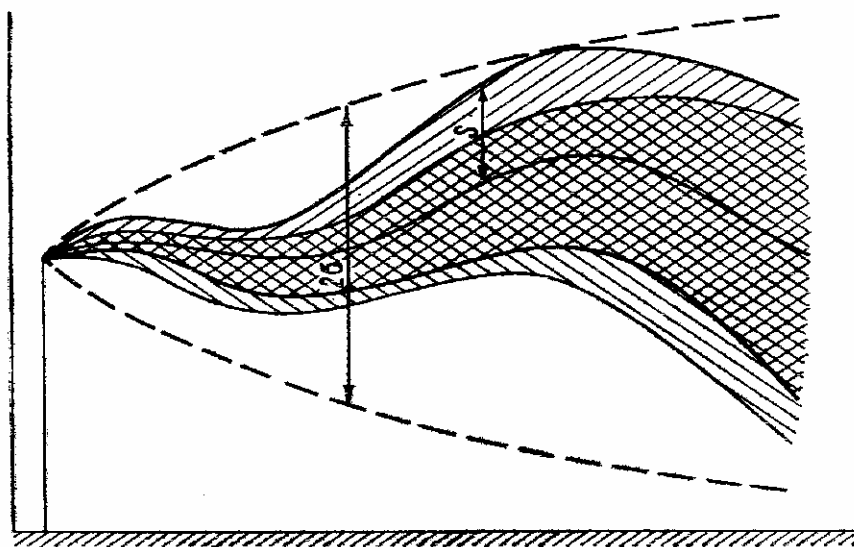


Рисунок 7.10 – Схема димового факела

При цьому можна спостерігати за еволюцією такого клубу (це буде зазначений вище другий підхід). Якщо ж протягом тривалого періоду часу вимірювати поперечний розподіл концентрації диму в факелі на деякій відстані від труби, то всі "миттєві факели", наче накладаючись один на одного, утворять якийсь "середній факел", який визначає область, забруднену викидом труби (це буде перший підхід).

Як відомо, рух рідини чи газу з математичної точки зору можна описати двома способами. У першому випадку\* (змінні Ейлера) аргументом є сукупність координат точок простору, а складові вектора швидкості рідини в даній точці простору розглядаються як функції цих координат ( $x, y, z$ ) і часу  $t$ . В іншому випадку (змінні Лагранжа) виділяють якийсь елементарний об'єм рідини або газу, який у момент часу  $t = t_0$  має координати  $(x_0, y_0,$

\* У попередніх розділах ми використовували саме цей підхід до опису рідини.

$z_0$ ) і, немов прямуючи за ним, розглядають його координати в наступні моменти часу як функції часу і його початкових координат. У цьому випадку швидкості елементарних об'ємів є похідними від координат за часом.

При математичному описі розсіювання домішки в атмосфері використовуються обидва ці підходи. Перший спосіб заснований на узагальненні рівняння молекулярної дифузії, що приводить до т.зв. *"напівемпіричного рівняння турбулентної дифузії"*, а другий підхід приводить до т.зв. *"статистичної теорії турбулентної дифузії"*. Розглянемо основи цих двох підходів.

### 7.5.1. Основи статистичної теорії розсіювання домішки в турбулентній атмосфері

Повернемося до моделей "середнього" і "миттєвого" факелів, які були введені на початку цього розділу. У статистичній теорії дифузії домішок статистичними методами досліджуються залежності від часу одноточкових і двоточкових моментів координат і швидкостей частинок повітряного потоку та їхнього зв'язку зі статистичними характеристиками турбулентності. При цьому приймають, що в першому наближенні розподіл домішки у факелі можна вважати близьким до нормального. Викладемо основні положення цього підходу, який є основою статистичної теорії турбулентності в змінних Лагранжа.

Будемо вважати, що димовий факел домішки, який виходить з вихідного отвору труби нескінченно малого розміру, утворюється послідовністю частинок, кожна з яких проходить через точку, що є джерелом. Рух частинок цієї домішки в турбулентному потоці відбувається за деякими траєкторіями  $x_i(t; x_i^{(0)}, t')$ , які у момент часу  $t'$  проходять через точку з координатами  $x_i^{(0)}$ .

Область, забруднена домішкою, визначається статистичною сукупністю таких точок, тому характеристика просторового розміру димового факела може визначатися дисперсією місця розташування частинок факела ( $\sigma_{x_i}^2$  - див. рис. 7.10) за формулою

$$\sigma_{x_i}^2 = \overline{[x_i(t_1 - t'; x_i^{(0)}, t') - x_i^{(0)}]^2}. \quad (7.200)$$

У співвідношенні (7.200) осереднення відбувається за змінною  $t'$ , а величина  $t_1 - t' = t$  являє собою «час дифузії», тобто час „мандрування” частинки після її „вильоту” з точки  $x_i^{(0)}$ . Швидкість переміщення окремої частинки домішки записується у вигляді



$$v_i(t_1) = \frac{dx(t_1, x_i^{(0)}, t')}{dt},$$

а прискорення

$$a_i(t_1) = \frac{dv_i(t_1)}{dt}.$$

Траєкторія частинки домішки, її швидкість і прискорення є випадковими функціями часу, тому ці характеристики можна вивчати за допомогою методів статистичної теорії. Найбільш простими статистичними характеристиками випадкових функцій є їхній перший і другий моменти. Розглянемо деякі співвідношення і зв'язки між ними, керуючись висновками статистичної теорії турбулентності.

Якщо зовнішній масштаб турбулентності існує, то систему координат завжди можна вибрати так, щоб перші моменти (тобто середні значення) функцій  $a_i(t)$ ,  $v_i(t)$  і  $x_i(t)$  дорівнювали нулю. Оскільки для масштабів рухів, багато менших від зовнішнього масштабу турбулентності, турбулентне поле має властивості однорідності й ізотропності, то перераховані функції є стаціонарними, а їхні другі моменти залежать лише від різниці моментів часу:

$$\begin{aligned} B_v^i &= \overline{v_i(t; x_i^{(0)}, t') v_i(t + \tau; x_i^{(0)}, t')} = B_v^i(\tau), \\ B_a^i &= \overline{a_i(t; x_i^{(0)}, t') a_i(t + \tau; x_i^{(0)}, t')} = B_a^i(\tau). \end{aligned} \quad (7.201)$$

Оскільки швидкість у змінних Лагранжа  $v_i(t)$  і прискорення частинки домішки  $a_i(t)$  є похідними від її траєкторії  $x_i(t)$ , то кореляційні функції (7.201) пов'язані між собою відомими диференціальними співвідношеннями

$$B_a^i(\tau) = -\frac{d^2 B_v^i(\tau)}{d\tau^2}; \quad B_v^i(\tau) = -\frac{d^2 B_x^i(\tau)}{d\tau^2}. \quad (7.202)$$

Замість кореляційних функцій зручно розглядати структурні функції для швидкостей

$$D_v^i(\tau) = \overline{[v_i(t; x_i^{(0)}, t') - v_i(t + \tau; x_i^{(0)}, t')]^2}. \quad (7.203)$$

Структурні функції для координат і прискорень мають аналогічний вигляд. Так, структурна функція для координат пов'язана з дисперсією координат (7.200) співвідношенням

$$D_x(t) = 2\sigma_x^2(t). \quad (7.204)$$

Структурна функція у простий спосіб пов'язана з кореляційною:

$$D_v(\tau) = 2B(0) - 2B_v(\tau). \quad (7.205)$$

Таким чином, ми навели існуючі зв'язки між основними статистичними характеристиками, що описують рух частинки в турбулентному потоці. Досить знати хоча б одну з цих функцій, щоб визначити інші.

Розміри хмари, утвореної миттєвим викидом домішки з джерела кінцевого об'єму, у першому наближенні визначаються дисперсією координат частинок домішки щодо миттєвого центра ваги хмари, яка змінює своє положення протягом процесу дифузії. При цьому відхилення частинок від центра ваги визначаються високочастотними пульсаціями, а його «блукання» - низькочастотними, що приводить до вигинів миттєвої осі факела, який є суперпозицією хмар домішки, що послідовно виходять із джерела (див. рис. 7.10). Відзначимо, що розсіювання хмари, навіть якщо вона складається тільки з двох частинок, принципово відрізняється від розсіювання окремих частинок, які послідовно проходять через фіксовану точку простору, оскільки, як би не були близько розташовані дві частинки в початковий момент, у результаті випадкових блукань через якийсь час вони обов'язково розійдуться і будуть рухатися незалежно одна від одної.

Позначимо координати частинок хмари в початковий момент часу  $t = 0$  через  $x_j^i(0)$ , а в момент  $t$  – через  $x_j^i(t)$  ( $i$  - номер частинки,  $j = 1, 2, 3$  - номер координати). Тоді поточне положення центра ваги хмари визначається як

$$\tilde{x}_j(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_j^i(t),$$

де  $N$  - кількість частинок домішки в хмарі. Дисперсію координат частинок хмари відносно миттєвого центра ваги визначимо (див. рис. 7.10) як

$$S_j^2(t) = [x_j^i(t) - \tilde{x}_j(t)]^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [x_j^i(t) - \tilde{x}_j(t)]^2. \quad (7.206)$$

Як показують численні експерименти, є підстави думати, що розподіл частинок домішки в струмені або хмарі досить близький до нормального. У цьому випадку можна одержати досить просту формулу для розрахунку концентрації домішки в факелі.

Нехай в однорідному стаціонарному потоці повітря, що рухається із середньою швидкістю  $U$ , у точці  $(0, y_0, z_0)$  розташовано джерело домішки, яке має *потужність* (швидкість випускнення)  $M$ . У цьому випадку утвориться факел, що представляє собою зону, забруднену домішкою. Область факела утвориться всіма частинками, які пройшли через джерело.

Якщо вважати, що концентрація домішки в факелі розподілена за нормальним законом, то величина  $\sigma^2(x)$  при  $x = U t$ , визначена виразом (7.200) для складових швидкості, нормальних до осі струменя, є дисперсією цього розподілу, тоді для концентрації  $q$  (середньої за великий проміжок часу) у випадку рівноправності координат  $y$  і  $z$  маємо

$$q(x, y, z) = \frac{M \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2(x)}\right]}{2\pi U \sigma^2(x)}, \quad (7.207)$$

де  $r^2 = (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$ . Величина  $U$  у знаменнику визначає швидкість розведення домішки за рахунок її переносу повітряним потоком.

У випадку неізотропного потоку, якщо вважати розсіювання домішки по осях  $y$  і  $z$  взаємно незалежними процесами, і, отже, дисперсії  $\sigma_y^2(x)$  і  $\sigma_z^2(x)$  різними, то одержимо для середньої концентрації домішки в факелі

$$q_\sigma(x, y, z) = \frac{M \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2(x)} - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2(x)}\right]}{2\pi U \sigma_y(x) \sigma_z(x)}. \quad (7.208)$$

Для факела, що меандрує, з координатами миттєвої осі  $\tilde{y}_0$  і  $\tilde{z}_0$ , які змінюються з часом, одержимо за аналогією з (7.207) вираз для концентрації домішки в миттєвому факелі

$$q_s(\tilde{x}, y, z) = \frac{M \exp\left[-\frac{(y - \tilde{y}_0)^2}{2S_y^2(\tilde{x})} - \frac{(z - \tilde{z}_0)^2}{2S_z^2(\tilde{x})}\right]}{2\pi U S_y(\tilde{x}) S_z(\tilde{x})}, \quad (7.209)$$

де  $\tilde{x}$  відраховується вздовж криволінійної осі факела.

Згідно з (7.208) і (7.209) максимальні концентрації домішки як  $q_\sigma(x)$ , так і  $q_s(x)$  на заданій відстані від джерела мають місце на осі струменя вниз по потоку при  $y = y_0$ ,  $z = z_0$  і відповідно  $y = \tilde{y}_0$ ,  $z = \tilde{z}_0$ . Тоді для цих величин маємо

$$\frac{q_\sigma(x)}{q_s(x)} = \frac{S_y(x) S_z(x)}{\sigma_y(x) \sigma_z(x)}. \quad (7.210)$$

### 7.5.2. Вивід рівняння молекулярної дифузії домішок в ламінарному потоці

При підході Ейлера до опису розсіювання домішок відповідно до закону збереження маси рівняння балансу, що описує перенос цієї субстанції вздовж траєкторії частинок повітря, у найпростішому випадку запишеться як\*

$$dq/dt = 0, \quad (7.211)$$

або у розгорнутому вигляді

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} = 0, \quad (7.212)$$

або в індексних позначеннях (див. п. 7.1.5)

$$\frac{\partial q}{\partial t} + v_{\alpha} \frac{\partial q}{\partial x_{\alpha}} = 0.$$

Оскільки для нижньої частини атмосфери з достатньою точністю виконується умова нестисливості, то рівняння нерозривності запишемо у вигляді:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (7.213)$$

або в індексних позначеннях  $\frac{\partial v_{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} = 0.$

З урахуванням цього, приходимо до рівняння переносу домішок в *дивергентній формі*

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \text{div}(\vec{V} q) = 0,$$

або

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (v_{\alpha} q) = 0. \quad (7.214)$$

Тут величина  $\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (v_{\alpha} q)$  описує сумарний приплив (або надходження)

---

\* Будемо вважати, що в рухомому повітряному потоці, міститься домішка, яка так чи інакше потрапила в нього, та, що ця домішка може являти собою в одних випадках рідину або газ, в інших - дуже дрібні тверді чи рідкі частинки. Також вважається, що домішка *пасивна* (не впливає на рух основного середовища), а також *консервативна* - не вступає в хімічні реакції і не розпадається на складові хімічні елементи.

домішки через межі одиничного об'єму повітря за одиницю часу за рахунок переносу домішки повітряним потоком у горизонтальній і у вертикальній площинах.

Розв'язок задачі визначимо в циліндричній області  $\Psi$  з поверхнею  $Q$ , що складається з бічної поверхні  $S$ , нижньої основи  $S_0$  (при  $z = 0$ ) і верхньої основи  $S_H$ . Початкові умови задамо у вигляді

$$q = q_0 \quad \text{при } t = 0. \quad (7.215)$$

Граничні умови на поверхні  $Q$  області розрахунків  $\Psi$  у загальному вигляді можна записати як

$$q = q_0 \quad \text{на } Q \quad \text{при } u_n < 0, \quad (7.216)$$

де  $q_0$  і  $q$  - задані функції,  $u_n$  - проекція вектора  $\vec{V}$  на зовнішню нормаль до поверхні  $Q$ . Умова (7.216) задає рішення на тій частині  $Q$ , де повітряні маси, що містять субстанцію  $q$ , "втікають" в область  $\Psi$ .

Точне розв'язання задачі (7.214)-(7.216) можливо в тому випадку, коли відомі значення складових вектора  $\vec{V} = \{u, v, w\}$  у просторі й в усі моменти часу.

Рівняння (7.214) можна узагальнити на випадок, якщо в процесі поширення частина субстанції входить у реакцію із зовнішнім середовищем або розпадається, а також якщо в області визначення розв'язку є джерела субстанції, які описуються функцією  $f(x, y, z, t)$ .

Крім того, за рахунок хаотичного броунівського руху молекул через межі розглядуваного елементарного об'єму повітря відбувається перенос домішки аналогічно переносу інших субстанцій (імпульсу, тепла і т.д. - див. п. 7.1.5). Сумарний приплив домішки за рахунок ефекту молекулярної в'язкості можна записати аналогічно іншим припливам як

$$\chi \Delta q,$$

де  $\chi$  - *кінематичний коефіцієнт молекулярної дифузії* даної домішки.

У цьому випадку рівняння переносу домішки набуває наступного вигляду

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{V} q) + G q = f + \chi \Delta q$$

або

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(v_\alpha q) + G q = f + \chi \frac{\partial^2 q}{\partial x_\alpha^2}. \quad (7.217)$$

де  $G \geq 0$  - величина, обернено пропорційна інтервалу часу, за який концентрація субстанції зменшиться в порівнянні з початковою в  $e$  разів, і описує ефекти трансформації домішки за рахунок фізико-хімічних процесів.

### 7.5.3. Рівняння турбулентної дифузії домішок в атмосфері

Задача (7.214) - (7.217) описує процес переносу домішок у ламінарному потоці з урахуванням ефектів молекулярної в'язкості. Як відзначалося вище, для умов реальної атмосфери впливом молекулярної в'язкості на процеси переносу домішок в абсолютній більшості задач можна знехтувати, однак наявність турбулентності в атмосферному граничному шарі вносить істотні корективи в механізм поширення домішок.

Одержимо рівняння, що описує процес переносу домішок у турбулентному атмосферному потоці. Загальноприйнята методика виведення такого рівняння ґрунтується на застосуванні методу осереднення Рейнольдса, описаного в підрозділі 7.3. При цьому рівняння переносу буде описувати зміну з часом усереднених значень концентрації домішки. Опишемо коротенько цей вивід, спираючись на положення п. 7.3.3.

Припустимо, що миттєве значення концентрації якої-небудь домішки  $q$  можна представити у вигляді суми усередненої  $\bar{q}$  і пульсаційної  $q'$  складових, тобто

$$q = \bar{q} + q',$$

причому період осереднення обрано так, що пульсаційний компонент визначається турбулентністю. Тоді, провівши операцію осереднення над рівнянням переносу (7.230) з урахуванням правил осереднення (7.100)-(7.101), одержимо рівняння переносу для осередненої складової

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{v}_\alpha \bar{q}) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{v'_\alpha q'}) + G \bar{q} = \bar{f}, \quad (7.218)$$

де  $\bar{v}_\alpha = \{ \bar{u}, \bar{v}, \bar{w} \}$  - складові вектора осередненої швидкості потоку,

$v'_\alpha = \{ u', v', w' \}$  - складові вектора пульсаційної складової швидкості потоку, обумовленої турбулентним характером потоку.

Додатковий член, що з'являється за рахунок операції осереднення у рівнянні переносу (7.218), трактується як додатковий сумарний приплив (надходження) субстанції  $q$ , обумовлений турбулентним характером потоку, а величина  $\overline{q'v'_\alpha}$  - як складова вектора турбулентного потоку субстанції  $q$  у  $\alpha$  - напрямку ( $\alpha = 1, 2, 3$ ), тобто по осях  $X, Y, Z$ .

У рамках "К-теорії" складові вектора турбулентного потоку субстанції виражаються через градієнти осереднених полів домішки в найпростішому випадку (див. п. 7.3.3)

$$\overline{q'u'} = -K_S^q \frac{\partial \bar{q}}{\partial x}; \quad \overline{q'v'} = -K_S^q \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}; \quad \overline{q'w'} = -K_Z^q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}; \quad (7.219)$$

де  $K_s^q$  - коефіцієнт турбулентної дифузії для домішки  $q$  у горизонтальній площині,

$K_z^q$  - коефіцієнт турбулентної дифузії для домішки  $q$  у вертикальній площині.

При виводі співвідношень (7.219) передбачається ізотропність турбулентного перемішування окремо в горизонтальній і у вертикальній площинах. Звичайно, при розрахунках передбачається рівність коефіцієнтів турбулентного обміну для імпульсу і турбулентної дифузії для домішки  $q$ , тобто

$$K_s^q = K_s, \quad K_z^q = K_z. \quad (7.220)$$

Якщо співвідношення (7.219) і (7.220) врахувати в (7.218), то одержимо дифузійне наближення рівняння розповсюдження домішок у турбулентній атмосфері:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{v}_\alpha \bar{q}) - \frac{\partial}{\partial x} K_s \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} K_s \frac{\partial q}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial q}{\partial z} + G \bar{q} = \bar{f}. \quad (7.221)$$

Для розв'язання рівняння (7.221) необхідно задати (крім параметрів задачі  $\sigma$  і  $f$ ) значення складових усередненої швидкості вітру  $v_i$  і коефіцієнта турбулентного обміну  $K_i$  у кожній точці області визначення розв'язку  $\Psi$  і в кожен момент часу розрахунку. Ці значення можна одержати при розв'язанні системи рівнянь гідротермодинаміки для турбулентної атмосфери (7.145) -(7.150) або її більш спрощеного варіанта (7.171) -(7.173). Таким чином, рівняння (7.221) повинно бути включено в систему рівнянь для турбулентної атмосфери як рівняння для визначення однієї з характеристик стану повітряного потоку (у даному випадку – концентрації домішки  $q$ ).

Але у цьому випадку виникає проблема визначення коефіцієнта турбулентного обміну в горизонтальній площині –  $K_s$ ; для якого в системі немає співвідношень. Виведення такого співвідношення, придатного для використання в рівнянні переносу домішок, пов'язано з великими труднощами, тому що в міру поширення хмари домішок у повітряному потоці в її розсіюванні беруть участь турбулентні вихри усе більших розмірів. Отже, величина  $K_s^q$  повинна істотно залежати від розмірів хмари домішок, що розсіюється, тобто власне кажучи, від відстані від джерела домішок (таким чином раніше прийняте припущення щодо рівності  $K_s$  і  $K_s^q$  є некоректним).<sup>\*\*</sup>

---

<sup>\*\*</sup> дифузії у горизонтальній площині ліпше розглядати з точки зору статистичної теорії турбулентної дифузії у змінних Лагранжа.

Для виключення з рівняння (7.221) членів, що містять величину  $K_s$ , тобто

$$-\frac{\partial}{\partial x} K_s \frac{\partial q}{\partial x} \quad \text{та} \quad -\frac{\partial}{\partial y} K_s \frac{\partial q}{\partial y}, \quad \text{зробимо такі операції.}$$

*По-перше*, вісь  $X$  направимо по напрямку повітряного потоку, тоді поперечна складова усередненого руху дорівнює нулю, тобто  $v = 0$ , а  $u = |\vec{V}|$ . Отже, перенос домішки в горизонтальній площині осеред-

неним рухом описується членом  $\frac{\partial}{\partial x}(u q)$ , причому цей перенос у

багато разів перевершує ефект турбулентної дифузії домішки в напрямку осі  $X$ . Тому, надалі членом, що описує турбулентний потік домішки в  $X$  - напрямку в рівнянні (7.221)  $-\frac{\partial}{\partial x} K_s \frac{\partial q}{\partial x}$ , можна зне-

хтувати.

*По-друге*, рівняння переносу домішки (7.221) будемо розв'язувати у вертикальній площині  $XOZ$  (яка проходить, наприклад, по осі факела). Таким чином, ефекти переносу домішки в напрямку, поперечному напрямку повітряного потоку (тобто по осі  $Y$ ) при його розв'язанні не розглядаємо. Отже, з рівняння (7.220) випадає член  $-\frac{\partial}{\partial y} K_s \frac{\partial q}{\partial y}$  і рівняння (7.221) набирає вигляду

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} + u \frac{\partial q^*}{\partial x} + w \frac{\partial q^*}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial q^*}{\partial z} + G q^* = f. \quad (7.222)$$

Тут  $q^* = q^*(x, z, t)$  - концентрація домішки в площині  $XOY$  на осі факела без урахування турбулентного переносу по осі  $Y$  - «плоска концентрація».

Для врахування ефекту переносу домішки по осі  $Y$  використовуємо припущення зі статистичної теорії турбулентної дифузії щодо нормального розподілу домішки в напрямку, перпендикулярному до напрямку повітряного потоку, тобто одержуємо шуканий просторовий розподіл домішки по всій області визначення розв'язку за формулою:

$$q(x, y, z, t) = q^*(x, z, t) \frac{\exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_Y^2}\right)}{\sqrt{2\pi\sigma_Y^2}}. \quad (7.223)$$

Тут:  $y - y_0$  - відстань по осі  $Y$  від площини  $XOY$  до розрахункової точки,



$\sigma_y^2$  - дисперсія координати  $y$  місця розташування частинки домішки, що знаходиться на відстані  $y - y_0$  від площини  $XOY$  і обумовлена турбулентним характером повітряного потоку. Ця величина визначається співвідношенням (7.200) та прямо пропорційна інтенсивності турбулентного перемішування і, як було показано вище, відстані  $X$  по потоку від джерела домішки.

Розглянемо також найпростіший випадок поширення і розсіювання домішки, коли можна одержати аналітичний вираз для розподілу концентрації домішки в області розрахунків.

Для однорідного й ізотропного середовища зі стаціонарною турбулентністю (тобто  $\partial q / \partial t = 0$  і  $K_s^q = K_z^q = K$ ) рівняння переносу і розсіювання домішки (7.221) має вигляд

$$U \frac{\partial q}{\partial x} = K \left( \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right). \quad (7.224)$$

Розв'язком цього рівняння у випадку стаціонарного точкового джерела потужністю  $M$ , розташованого на початку координат, є

$$q(x, y, z) = \frac{M \exp \left[ -\frac{(y^2 + z^2)U}{2 K x} \right]}{2 \pi K U x}. \quad (7.225)$$

При заданих обмеженнях відповідно до розв'язку (7.225) розподіл домішки в області розрахунків описується нормальним законом розподілу (гауссовий розподіл). Вісь струменя прямолінійна, ступінь "розкриття" факела і концентрація домішки в ньому залежать від інтенсивності турбулентного перемішування, яке описується значеннями коефіцієнта дифузії -  $K$ , швидкості переносу -  $U$ , а також залежить від відстані до джерела -  $x$ . Неважко помітити, що вираз (7.225) цілком збігається з (7.207) при  $\sigma^2 = 2 K x / U$ .

#### 7.5.4. Завдання початкових і крайових умов для рівняння переносу домішок

Для розв'язання рівняння переносу (7.221) необхідно задати початкові і граничні умови для шуканої функції  $q$ . Як початкові умови задамо значення концентрації домішок у всій області визначення розв'язку  $\Psi$  у вихідний моменту часу  $t_0$ , у той момент часу, з якого починаються розрахунки,

тобто початковий розподіл концентрації домішки в просторовій області  $\Psi$ . Таким чином,

$$q(x, y, z) = q_0(x, y, z) \quad \text{при } t = t_0. \quad (7.226)$$

Граничні (крайові) умови для рівняння (7.221) повинні задаватися на бічних границях області розрахунків у площині XOY (тобто при  $x = x_0$  і при  $x = x_k$ , де  $x_0$  і  $x_k$  - координати початкової і кінцевої точки області розрахунків по осі X) - т.зв. *бічні граничні умови*, а також на нижній і верхній межах області розрахунків (тобто при  $z = 0$  і  $z = z$ , де  $z$  - висота верхньої межі області розрахунків).

*Нижня крайова умова.* При формулюванні нижньої крайової умови будемо виходити з наступних фізичних міркувань. На рівні підстильної поверхні можна уявити такі фізичні процеси:

- поглинання домішки підстильною поверхнею;
- відбиття домішки від підстильної поверхні зворотно у повітряний потік;
- зрив домішки з підстильної поверхні повітряним потоком і надходження її внаслідок цього процесу в повітряний потік.

Розглянемо побудову нижньої граничної умови, яка враховує перші два механізми. Почнемо з крайніх варіантів. Якщо підстильна поверхня повністю поглинає домішку, яка утримується в повітряному потоці (наприклад, водна поверхня), то концентрація домішки в повітряному потоці на рівні підстильної поверхні повинна наближатися до нуля, тобто можна вважати, що за умови повного поглинання виконується умова

$$q(x, y, t) = 0 \quad \text{при } z = 0. \quad (7.227)$$

За умови повного відбиття домішки від підстильної поверхні поблизу неї повинна встановлюватися сталість концентрації домішки по висоті. Отже вертикальний турбулентний потік домішки поблизу підстильної поверхні за умови повного відбиття повинен дорівнювати нулю

$$K_z \frac{\partial q}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = 0. \quad (7.228)$$

Таким чином, узагальнюючи (7.227) і (7.228), для будь-якої підстильної поверхні нижня крайова умова може бути записана

$$K_z \frac{\partial q}{\partial z} + \beta q = 0, \quad (7.229)$$

де  $\beta$  – параметр поглинання, обумовлений властивостями підстильної поверхні. Цей параметр може змінюватися від нуля (умова повного відбиття) до нескінченності (умова повного поглинання).

*Верхня крайова умова.* При постановці верхньої крайової умови можуть виникнути два варіанти в залежності від співвідношення вертикальних розмірів хмари домішок і висоти розрахункової області.

Якщо вертикальні розміри хмари домішок набагато менше за висоту розрахункової зони, тоді можна вважати, що на верхній межі області розрахунків ( $z_H$ ) концентрація домішки близька до нуля, тобто

$$q(x, y, t) = 0 \quad \text{при } z = z_H. \quad (7.230)$$

Якщо ж вертикальні розміри хмари домішок порівнянні з висотою розрахункової зони, то постановка верхньої крайової умови стає аналогічною постановці бічних граничних умов. Тому перейдемо до постановки бічних граничних умов.

Важливість коректної постановки *бічних граничних умов* пов'язана з тим, що рівняння поширення домішок (7.221) звичайно розв'язується для обмеженої області розрахунків  $\Psi$ . У зв'язку з цим, при числовому інтегруванні за некоректно заданих бічних граничних умов виникають помилки розв'язання, які через невеликі просторові розміри області розрахунків швидко поширюються всередину її та "засмічують" правдивий розв'язок. Цей процес одержав назву "*відбиття помилкового розв'язання від меж області розрахунків*".

Усі методи постановки бічних граничних умов можна поділити на дві групи:

- у першій групі умови шукаються безпосередньо для самого рівняння переносу;
- у другій групі саме рівняння переносу модифікується таким чином, щоб будь-які фіктивні бічні граничні умови не спотворювали розв'язок усередині області розрахунків.

Умови першого типу одержали назву *умов випромінювання*. Розв'язання рівняння переносу можна представити у вигляді хвильового розв'язку (тобто суперпозиції хвиль різної довжини й амплітуди), тому на межі цей розв'язок також повинен мати вигляд хвилі, яка б задовольняла вихідне рівняння переносу. Якщо цього домогтися, то "помилкова хвиля" не буде відбиватися від меж, а буде йти за межі області розрахунків.

Найпростіше співвідношення для бічних граничних умов по осі  $X$ , що має хвильовий розв'язок – це хвильове рівняння

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \varphi_{ph} \frac{\partial q}{\partial x} = 0, \quad (7.231)$$

де  $\varphi_{ph}$  – фазова швидкість хвильового розв'язку.

Для того, щоб співвідношення (7.231) задовольняло рівняння (7.221) необхідно, щоб фазова швидкість хвильового розв'язку  $\varphi_{ph}$  збігалася з фа-

зовою швидкістю розв'язку рівняння (7.221). Таким чином, задача постановки бічної граничної умови тепер зводиться до методики визначення  $\varphi_{ph}$ . Це найбільш складна задача й однозначного розв'язку поки не має.

Бічні граничні умови другого типу одержали назву умов поглинання. В цій методиці модифікація рівняння переносу відбувається шляхом введення штучної в'язкості, "що з'їдає хвилі", в міру їх наближення до бічної межі. При цьому, рівняння переносу домішки (7.222) записується у вигляді (для бічних умов по осі X):

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} + u \frac{\partial q^*}{\partial x} + w \frac{\partial q^*}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial q^*}{\partial z} + G q^* = f + v(x) \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}. \quad (7.232)$$

Тут  $v(x)$  - коефіцієнт штучної в'язкості, який дорівнює нулю всередині області розрахунків і збільшується від нуля до визначеної величини в граничній області. Ця область називається *буферною зоною*. За рахунок цієї штучної в'язкості в буферній зоні кінетична енергія хвилі цілком зникає і хвилі перестають рухатися, а отже, і не відбиваються від межі за рахунок некоректної бічної граничної умови.

Недоліком цього методу є те, що розміри буферної зони мають бути досить великі, щоб забезпечити плавність збільшення  $v(x)$ . Якщо штучна в'язкість зростає стрибками, то це створює умови для відбиття хвильових розв'язків, що зводить нанівець переваги цього методу.

У найбільш простих розрахунках часто користуються бічними граничними умовами у вигляді

$$\frac{\partial q}{\partial n} = 0, \quad (7.233)$$

де  $n$  - нормаль до бічної межі. Ця гранична умова забезпечує достатню точність обчислень у найпростіших моделях розсіювання домішок.

#### **7.5.5. Завдання джерела домішки в області визначення рішення при розв'язанні рівняння переносу домішки**

У рівнянні переносу домішки (7.221) джерело домішки описується функцією  $f$ . Розглянемо, як практично необхідно задавати джерело домішки при розв'язанні рівняння переносу. Для простоти міркувань задамо одиначне джерело домішки постійної дії, розташоване на висоті  $H$  над рівнем підстильної поверхні. Нехай це джерело має просторові координати  $(x_n, y_n, H)$  і за одиницю часу викидає в атмосферу  $M$  грам домішки, яка має вертикальну швидкість  $W_0$  вильоту з устя джерела. Тоді можна говорити, що *потужність* розглянутого джерела дорівнює  $M$  (г/с). Подальші міркування будемо будувати, виходячи з моделі димового факела, яка була описана на

початку цього розділу. Тоді можна розглядати димовий клуб або "вихідну хмару" домішки, що утворюється біля вершини труби, з якої виходить перегріта домішка\*, на висоті

$$H_e = H + \Delta H. ** \quad (7.234)$$

У такий спосіб джерело домішки повинно задаватися концентрацією домішки у вихідній хмарі -  $Q$  і об'ємом цієї вихідної хмари -  $V$ .

Ясно, що вихідна концентрація  $Q$  зв'язана з вихідним об'ємом  $V$  співвідношенням

$$Q = M/V. \quad (7.235)$$

Отже задача зводиться до визначення вихідного об'єму  $V$ . У найпростішому випадку будемо вважати, що вихідна хмара формується над джерелом за одиницю часу (наприклад, за одну секунду\*\*\*) і потім підхоплюється повітряним потоком, далі її трансформація відбувається відповідно до фізичних механізмів, які описані рівнянням переносу домішки в турбулентній атмосфері. Тоді розміри цього димового клубу визначаються відстанями, яких досягне по осях  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  за одиницю часу домішка, що вилетіла з устя джерела. По осі  $X$  домішка за одиницю часу поширюється зі швидкістю потоку  $u$  на відстань  $u$ , аналогічно по осі  $Y$  - на відстань  $v$ , і у вертикальному напрямку - на відстань  $(w + W_0)$ . Тут  $u$ ,  $v$ ,  $w$  - складові швидкості повітряного потоку над джерелом домішки. Таким чином, вихідний об'єм хмари домішки, що формується за одиницю часу, в першому наближенні буде дорівнювати

$$V = u \times v \times (w + W_0). \quad (7.236)$$

Отже джерело домішки, що знаходиться в точці з координатами  $(X_H, Y_H, H)$ , може бути задано в області визначення розв'язку  $\Psi$  наступним співвідношенням для її концентрації

$$q(x, y, z, t) = \frac{M}{u(X_H, Y_H, H) \cdot v(X_H, Y_H, H) \cdot (w(X_H, Y_H, H) + W_0)} \delta(x, y, z), \quad (7.237)$$

---

\* Ступінь перегріву домішки щодо навколишнього середовища оцінюється за величиною  $\Delta T$  та вертикальною швидкістю  $W_0$ , якої набуває за рахунок перегріву домішка, що вилітає з труби.

\*\* Тут  $\Delta H$  - висота перехідної ділянки, на якій перегріта домішка втрачає первісний імпульс і перегрів. Ця висота залежить від швидкості викиду домішки в атмосферу  $\omega$ , швидкості переносу  $U$ , ступеня перегріву  $\Delta T$  і діаметра вихідного устя труби.

\*\*\* Час формування вихідної хмари, з фізичної точки зору, є умовна величина і тому до його визначення підходять з обчислювальної точки зору – ці розміри повинні бути порівнянні з лінійними розмірами комірки обчислювальної сітки.

де

$$\delta(x, y, z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z = H, x = X_H, y = Y_H; \\ 0 & \text{при } z \neq H, x \neq X_H, y \neq Y_H. \end{cases} \quad (7.238)$$

#### 7.5.6. Аналіз впливу метеорологічних умов на процеси поширення і розсіювання домішки в атмосфері

З аналізу рівняння (7.221) або (7.222) можна зробити наступні висновки.

1. *Основними фізичними факторами*, що впливають на процеси перенесення і розсіювання домішки в атмосфері, є:

- а) перенесення домішки повітряним потоком  $\left( \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{v}_\alpha \bar{q}) \right)$ ;
- б) турбулентна дифузія домішки в горизонтальній  $\left( \frac{\partial}{\partial x} K_s \frac{\partial q}{\partial x} \right)$  і  $\left( \frac{\partial}{\partial y} K_s \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right)$ , а також у вертикальній  $\left( \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right)$  площинах;
- в) фізико-хімічні процеси трансформації домішки, які описуються у рівнянні (7.221) або (7.222) параметром  $G$ . До цих процесів можна віднести:
  - гравітаційне осадження домішки, пов'язане з дією сили тяжіння на частинки домішки;
  - хімічне перетворення домішки за рахунок хімічних і фотохімічних реакцій в атмосфері;
  - вимивання домішки опадами.

2. Практично всі описані вище фізичні фактори обумовлюються метеорологічними умовами нижньої атмосфери, де відбуваються процеси поширення і розсіювання домішки.

Тому послідовно проаналізуємо вплив метеорологічних умов на ці процеси. Спочатку розглянемо вплив метеорологічних умов на перенесення домішки повітряним потоком в атмосферному граничному шарі (АГШ).

При слабких вітрах викиди низьких і неорганізованих джерел скупчуються в приземному шарі. Найбільші концентрації домішок у містах часто спостерігаються при швидкості вітру  $0 \div 1$  м/с. З високих труб повітряна суміш (факел) виходить з визначеною швидкістю. Якщо ця домішка має більш високу температуру, чим навколишнє повітря, вона піднімається на-

гору, і шкідливі домішки виносяться у верхні шари атмосфери. При слабких вітрах підйом факела збільшується, і домішка майже не досягає поверхні Землі поблизу джерела. При ослабленні вітру до штилю, відбувається підйом перегрітих викидів від окремих високих джерел у верхню частину граничного шару атмосфери або навіть у вільну атмосферу, де вони розсіюються.

Однак, якщо при цих умовах спостерігається інверсія, то вона утворює щось подібне до «стелі», яка перешкоджає підйому викидів у верхні шари (див. рис. 7.11б). Тоді концентрація домішки в приземному шарі буде різко зростати. Велику небезпеку становлять так звані «застої повітря», тобто ситуації, коли приземні інверсії спостерігаються при штильових умовах.

При сильних вітрах спостерігається перенесення домішки повітряним потоком на значні відстані від місця викиду. Але є деяка проміжна швидкість вітру, при якій факел опускається до землі\*, спостерігається ефект «задимлення» і в приземному шарі формується найбільший рівень забруднення. Ця швидкість і є *небезпечною*. Її значення залежить від висоти, швидкості і температури викидів із джерела, наприклад, для теплових електростанцій вона дорівнює  $4\div 6$  м/с.

Наступним метеорологічним фактором, що має прямий вплив на поширення домішки, є напрямок вітру. Максимум концентрації звичайно створюється на відстані кратній  $10\div 20$  висотам труб джерела викидів. Тому при проектуванні розміщення промислових підприємств і житлових об'єктів враховується повторюваність різних напрямків вітру (роза вітрів), особливо з боку підприємств, і відстань до підприємства.

Інтенсивність турбулентного перемішування (дифузії) також обумовлюється метеорологічними умовами в граничному шарі атмосфери. Як відомо, на інтенсивність турбулентного перемішування істотний вплив мають:

- вертикальний градієнт швидкості вітру в АГШ;
- температурна стратифікація в АГШ.

Відомо, що вертикальний градієнт швидкості вітру є первинним джерелом кінетичної енергії турбулентних вихрів. Тому збільшення цього

---

\* Ефект опускання факела пов'язаний з посиленням турбулентного перемішування (див. аналіз впливу цього фізичного фактора далі у підручнику).

градієнта однозначно спричиняє зростання інтенсивності турбулентного перемішування в граничному шарі атмосфери.

Загальною характеристикою величини вертикального градієнта швидкості вітру в граничному шарі, як уже раніше вказувалося, може служити значення швидкості вітру на верхній межі АГШ, тому що вона характеризує перепад швидкостей на верхній і нижній межі АГШ (швидкість вітру на нижній межі – рівні земної поверхні – дорівнює нулю).

Таким чином, швидкість вітру на верхній межі АГШ істотно впливає на умови переносу і розсіювання домішки в граничному шарі – чим вона більше, тим більш потужною є турбулентна дифузія домішки в АГШ.

Аналізуючи одночасний вплив швидкості вітру як фактора «ламінарного» переносу домішки по потоку і фактора, що обумовлює інтенсивність дифузії, тобто ступінь «розкриття факела», можна бачити складний характер такого комплексного впливу цього метеорологічного фактора. З одного боку, збільшення швидкості вітру зумовлює більш швидкий знос домішки від джерела, що знижує концентрацію поблизу джерела. З іншого боку, зростання швидкості вітру приводить до збільшення дифузії, і, отже, до більш швидкого досягнення домішки поверхні Землі.

Характер стратифікації в АГШ також істотно впливає на інтенсивність турбулентного перемішування, тому що стратифікація визначає знак дії сили плавучості на турбулентні вихри, що переміщаються у вертикальному напрямку.

При нестійкій стратифікації сила плавучості додає енергії турбулентним вихрам, а при стійкій – навпаки, сповільнює рух цих вихрів у вертикальній площині. Отже посилення турбулентної дифузії за інших рівних умов варто очікувати при нестійкій стратифікації, а ослаблення – при стійкій стратифікації.

Характер температурної стратифікації обумовлюється значенням вертикального градієнта температури в АГШ. Нагадаємо, що:

якщо  $\gamma > \gamma_a$  ( $\partial \Theta / \partial z < 0$ ) - нестійка стратифікація;

якщо  $\gamma = \gamma_a$  ( $\partial \Theta / \partial z = 0$ ) - байдужа стратифікація;

якщо  $\gamma < \gamma_a$  ( $\partial \Theta / \partial z > 0$ ) - стійка стратифікація;



де  $\gamma_a = -\frac{\partial T}{\partial z}$  - сухоадіабатичний градієнт (зі знаком мінус) температури в АГШ. Він дорівнює  $0.98\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{м}$ .

Особливий вплив на процеси дифузії домішки має наявність *інверсії температури* в АГШ. Під інверсією розуміють зростання температури повітря з висотою ( $\partial T/\partial z > 0$ ), тобто умови надстійкості.

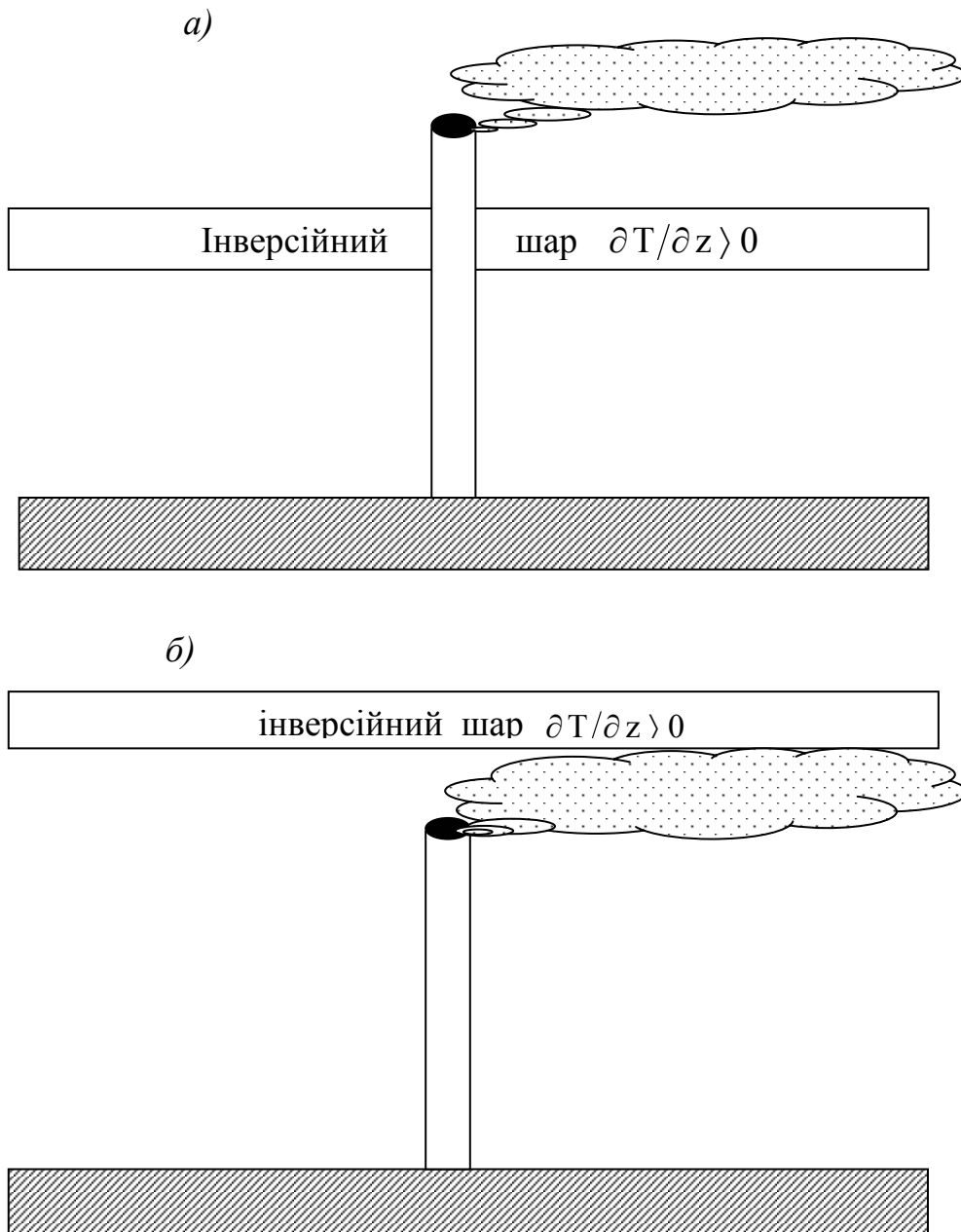


Рисунок. 7.11 – Поширення домішки у випадку наявності температурної інверсії: (а) нижче джерела і (б) вище джерела

У шарах повітря, де відзначається інверсія, будь-які турбулентні рухи придушуються, тому ці шари зводяться «замикаючими» шарами – вище або нижче цих шарів домішка за рахунок турбулентної дифузії не переноситься.

Таким чином, розташування шару інверсії стосовно джерела домішки є важливою характеристикою умов задимлення даного району.

Якщо джерело домішки знаходиться над шаром інверсії (рис. 7.11а), то домішка не опускається нижче цього шару, і приземні концентрації її мінімальні. І, навпаки, якщо інверсія розташована над джерелом (рис. 7.11б), то домішка не виходить за межі підінверсійного шару. І тому її концентрація в приземному шарі зростає.

У реальних умовах можуть спостерігатися всілякі комбінації динамічних (швидкість вітру) і термічних (стратифікація) факторів умов поширення й розсіювання домішки. Найбільш небезпечними (щодо значення концентрації домішки біля підстильної поверхні землі) є сполучення слабких вітрів (ослаблений перенос) або штилів із стійкою (інверсійною) стратифікацією. Відзначимо також, що при штильових умовах і нестійкій стратифікації вся домішка розсіюється поблизу джерела, й рівень максимальних концентрацій у міру зростання стійкості повинен віддалятися від джерела домішок.

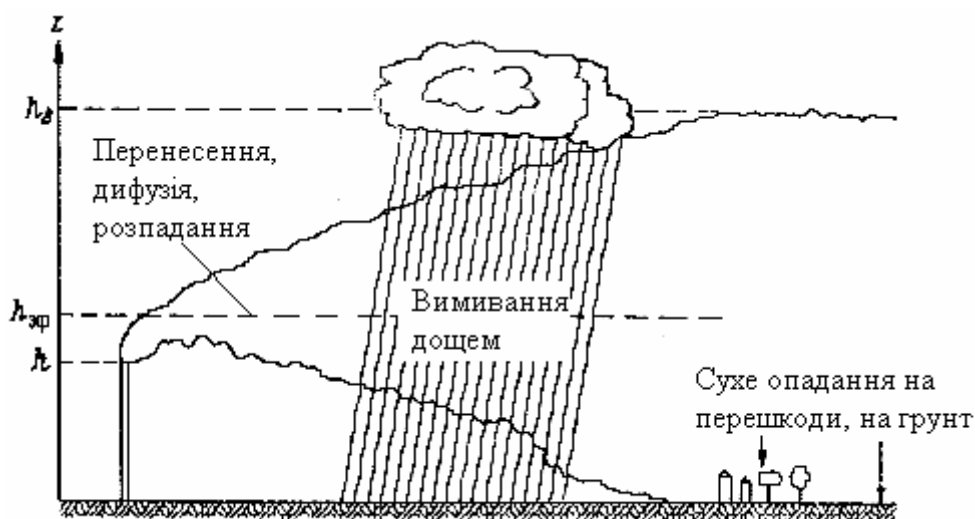


Рисунок. 7.12. - Процеси, що відбуваються з домішкою в атмосфері

У загальному випадку виявлення закономірностей впливу динамічних і термічних факторів (див. рис. 7.12) можливо лише на основі математичного моделювання умов поширення й розсіювання домішок за допомогою рівняння (7.221).

Істотний вплив на рівні приземних концентрацій справляють фізико-хімічні процеси трансформації домішки. До таких процесів відносяться тумани й опади, процеси гравітаційного осадження домішки, радіаційні процеси (див. рис. 7.12).

При туманах забруднення повітря в нижньому шарі атмосфери підсилюється. Краплі туману поглинають шкідливі речовини як поблизу поверхні, так і із забруднених шарів повітря, що знаходяться вище, отже, концентрація домішки в тумані зростає. Шкідливий вплив димових і газових домішок при туманах виявляється більш гостро, чим за інших погодних умов. Відзначається і зворотний ефект, коли наявність диму сприяє конденсації атмосферної вологи.

Таким чином, спостерігається взаємнопідсилювальна дія димів і туманів. Фізичне явище, спричинене такою взаємодією, називається «*смогом*».

Значний інтерес становить дослідження впливу туману на дифузію діоксида сульфуру, який відноситься до найбільш небезпечних розповсюджених в атмосфері шкідливих домішок. Як було показано вище, забруднення в тумані, якщо розглядати сумарне забруднення в повітрі і водяних краплях, часто істотно зростає в порівнянні з випадками відсутності туману, причому велика частка домішки переходить у краплі туману. Розчинення діоксида сульфуру в краплях туману спричиняє утворення аерозолу сульфітної кислоти.

Аналогічним способом відбувається перехід двоокису сульфуру в сульфітну кислоту в атмосферних опадах, що є однією з причин кислотних дощів.

Важливу роль у процесі поширення домішки відіграють атмосферні опади. Краплі дощу або сніжинки захоплюють частинки пилу і несуть їх до поверхні землі. Процес самоочищення відбувається в хмарах, де хмарні краплі захоплюють порошини, частинки сажі і диму, а також при проходженні дощових крапель і сніжинок крізь шар атмосфери.

Підвищення концентрації домішок майже не спостерігається після

дощу. Чим більше кількість опадів, що випали, тим чистіше атмосфера. Однак опади стають джерелом забруднення ґрунту, водою шкідливими речовинами.

Сонячна радіація також може істотно впливати на рівень забруднення атмосфери. При високій інтенсивності сонячного сяйва, особливо в південних районах, в атмосфері відбуваються фотохімічні реакції, наприклад, окислювання двоокису сульфуру з утворенням сульфатних аерозолів. При наявності в атмосфері окислів азоту й органічних речовин у ясні сонячні дні можливі фотохімічні процеси з утворенням фотохімічного смогу, при якому в атмосфері синтезується озон і найбільш шкідливий продукт фотохімічної реакції – пероксіацетилнітрат (ПАН).

### **Контрольні запитання**

1. Що таке турбулентна дифузія і які характеристики визначають вміст домішки в атмосфері?
2. Опишіть концепцію “димового факела”, поняття “миттєвого” і “середнього” факела.
3. Чим визначаються розміри хмари домішки у відповідності зі статистичною теорією розсіювання домішки?
4. Відповідно до якого закону розподіляються частинки домішки в димовому факелі в статистичній теорії розсіювання домішки?
5. Які фізичні фактори визначають дифузію домішки в ламінарному потоці?
6. Які фізичні фактори визначають дифузію домішки в турбулентному потоці?
7. Опишіть крайові умови по вертикалі для рівняння переносу домішки.
8. Опишіть постановку граничних бічних умов для рівняння переносу домішки за типом умов випромінювання.
9. Опишіть постановку граничних бічних умов для рівняння переносу домішки за типом умов поглинання.
10. Як впливає термічна стратифікація на умови дифузії домішки в атмосфері?
11. Як впливає швидкість повітряного потоку на умови дифузії домішки в атмосфері?
12. Що таке “небезпечна” швидкість вітру і чим вона визначається?
13. Від яких фізичних факторів залежить наземна концентрація домішки?

## VIII АТМОСФЕРНІ ПРОЦЕСИ ХМАРОУТВОРЕННЯ

### 8.1 Фізичні умови формування хмар шаруватих форм

#### 8.1.1 Вплив упорядкованих і турбулентних рухів

Хмари є одним з елементів кругообігу води в системі Земля-атмосфера. Утворення й еволюція хмар обумовлюються фізичними процесами, що розвиваються в атмосфері, з якої хмари отримують запаси водяної пари. Але, в свою чергу, хмари дуже впливають на розподіл характеристик стану атмосфери. По-перше, вони виступають у ролі регулятора радіаційних процесів, по-друге, роблять визначний внесок в процеси перетворення енергії в атмосфері завдяки фазовим переходам води.

Незважаючи на те, що в атмосфері утримується в стані водяної пари близько  $13\,000\text{ км}^3$  води, водяна пара у середньому перебуває в стані далекому від стану насичення. Біля земної поверхні відносна вологість повітря найчастіше дорівнює 60 - 70% й зменшується в 2-3 рази в області тропопаузи. Тому для виникнення хмар повинно бути локальне зростання відносної вологості, завдяки якому у тій або іншій частині атмосфери водяна пара стала б насиченою. Крім того, потрібно, щоб у зоні насичення була достатньою кількість ядер конденсації або при низьких від'ємних температурах ядер льодоутворення.

Зростання відносної вологості може обумовлюватись, як вже добре відомо, припливом водяної пари чи зниженням температури, або дією обох факторів разом. Причиною зниження температури можуть бути як адіабатичні, так і неадіабатичні процеси. Близьким до адіабатичного є процес охолодження повітря при вертикальних підйомах частинок повітря. Основними неадіабатичними процесами, які впливають на хмароутворення, є фазові переходи води, радіаційні процеси в атмосфері, турбулентний теплообмін атмосфери з підстильною поверхнею та між сусідніми шарами атмосфери. Найбільш значним є внесок неадіабатичних процесів при утворенні низьких хмар шаруватих форм.

Вихідні рівняння припливу тепла й водяної пари, які враховують зазначені вище процеси, мають вигляд

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{Lv}{c_p \rho}, \quad (8.1)$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial s}{\partial z} \right) - \frac{v}{\rho}, \quad (8.2)$$

де  $\theta$  – потенціальна температура,

$s$  – масова частка водяної пари,

$\nu$  – абсолютна швидкість конденсації водяної пари, тобто маса водяної пари, що конденсується за одиницю часу в одиничному об’ємі повітря.

Перші члени правих частин рівнянь (8.1) і (8.2) описують турбулентний приплив тепла та водяної пари відповідно, другі – вплив конденсації пари на змінення тепловмісту й масової частки водяної пари (вологовмісту) повітря в хмарі. У праву частину рівняння (8.1) не включено член, що характеризує радіаційний приплив тепла. Але його роль є суттєвою лише поблизу від меж хмари. Роль радіаційних процесів при хмароутворенні буде докладно розглянута пізніше.

Крім того в рівняннях (8.1) - (8.2) знехтувано членами, які описують вплив горизонтального турбулентного обміну на зміни температури та вологовмісту повітря. Це доцільно у тому випадку, якщо процеси біля бокових меж хмар не розглядаються.

До системи рівнянь (8.1) - (8.2) для хмар, де водяна пара перебуває у стані насичення, треба додати співвідношення

$$s = s_m = 0,622 \frac{E(T)}{P}. \quad (8.3)$$

Як відомо, рівняння (8.1) і (8.2) характеризують змінення за часом температури й масової частки водяної пари в частинках повітря, що переносяться уздовж потоку повітря. Визначимо зміни їх у деякій точці простору, для чого перейдемо у лівих частинах цих рівнянь від індивідуальних до частинних похідних.

Будемо мати

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial \theta}{\partial x} + \nu \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{Lv}{c_p \rho}, \quad (8.4)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial s}{\partial x} + \nu \frac{\partial s}{\partial y} \right) - w \frac{\partial s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial s}{\partial z} \right) - \frac{\nu}{\rho}. \quad (8.5)$$

Рівняння (8.4) і (8.5) показують, що в деякій точці хмари зміни температури й вологості повітря обумовлюються адвекцією, упорядкованими вертикальними рухами, турбулентністю атмосфери й конденсаційним припливом тепла, стоком водяної пари. Таким чином рівняння (8.4) і (8.5) описують всі фізичні механізми, які мають суттєве значення при хмароутворенні.

Безпосередній розв’язок системи (8.1) - (8.3) поєднується з великими труднощами. По-перше, якщо з цієї системи вилучити  $s$  і  $\nu$ , то отримаємо дуже складне диференціальне рівняння відносно потенціальної температури, яке є нелінійним, має змінні коефіцієнти й досить складні праві части-

ни. По-друге, шукані функції повинні задовольняти умови на рухомих межах хмари, що ускладнює розв'язок системи (8.1) - (8.3) ще більше. По-третє, невідомим є момент початку хмароутворення і, разом з цим, момент переходу від системи рівнянь переносу тепла і пари у безхмарній атмосфері до системи (8.1) - (8.3).

Л.Т. Матвєєвим був опрацьований метод, у якому усунуті найбільш суттєві труднощі з перелічених. Основою методу є передумова про повне захоплення хмарних елементів (крапель та кристалів льоду) турбулентними молями. Вона підтверджується розрахунками, які показали, що краплі радіусом  $r < 100$  мкм, а такі краплі складають в основному спектр крапель хмар, повністю беруть участь у турбулентних рухах частинок повітря. Отже, при повному захопленні крапель й кристалів у хмарі рівняння переносу вогності має вигляд

$$\frac{d\delta_w}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \hat{s}}{\partial z} \right) + \frac{v}{\rho}, \quad (8.6)$$

де  $\delta_w$  – питома водність хмари. Питоною водністю називають масу води, яка утримується в одному кілограмі хмарного повітря.

Складемо рівняння (8.2) і (8.6). Будемо мати

$$\frac{d\tilde{s}}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \hat{s}}{\partial z} \right). \quad (8.7)$$

Якщо помножити рівняння (8.2) на  $\frac{L}{c_p}$  і скласти його з рівнянням (8.1), то отримаємо

$$\frac{d\Pi}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right). \quad (8.8)$$

В рівнянні (8.7)  $\tilde{s} = s + \delta_w$  – питокий вологовміст. *Питомим вологовмістом* називають масу водяної пари, крапель і кристалів льоду в одиниці маси повітря. Функція  $\Pi(x, y, z, t)$  у рівнянні (8.8), очевидно, дорівнює

$$\Pi(x, y, z, t) = \frac{L}{c_p} s(x, y, z, t). \quad (8.9)$$

Рівняння (8.7) і (8.8) еквівалентні рівнянням

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} \right), \quad (8.10)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial \Pi}{\partial x} + v \frac{\partial \Pi}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right). \quad (8.11)$$

В результаті зазначених перетворень отримані рівняння, де швидкість конденсації  $v$  відсутня.

Рівняння (8.7) і (8.8) дають змогу прийти до цікавих висновків. По-перше, вони показують, що функції  $\tilde{s}$  і  $\Pi$  у повітряній масі, що рухається, змінюються за часом тільки під впливом турбулентного обміну. По-друге, у випадку, коли турбулентність відсутня,  $\frac{d\tilde{s}}{dt} = \frac{d\Pi}{dt} = 0$ . Фізичний сенс цього

результату полягає в тому, що при відсутності турбулентності  $\Pi = \text{const}$ ,  $\tilde{s} = \text{const}$ , тобто ці функції представляють собою інваріанти, які зберігають постійне значення за часом як до початку конденсації водяної пари, так і в процесі утворення й еволюції хмар.

Розв'язок рівнянь (8.7) і (8.8) при відповідних граничних умовах (однією з них може бути така:  $\tilde{s} = s_1(x, y, t)$  при  $z = 0$ ,  $s = s_2(x, y, t)$  при  $z = H$ , де  $H$  – висота тропопаузи,  $s_1$  і  $s_2$  – масові частки водяної пари на зазначених висотах як функції горизонтальних координат й часу) дає можливість отримати

$$\tilde{s}(x, y, z, t) = f_1(x, y, z, t), \quad (8.12)$$

$$\Pi(x, y, z, t) = f_2(x, y, z, t), \quad (8.13)$$

на основі яких можна визначити температуру і водність хмари при заданих швидкостях упорядкованих рухів і інтенсивності турбулентності атмосфери, яку характеризує значення коефіцієнта турбулентності  $k$ . Отже, виникають питання про характеристики упорядкованих і турбулентних рухів у хмарах шаруватих форм.

Основним джерелом великомасштабних вертикальних рухів у тропосфері є *агеострофічні відхилення* швидкості вітру, тобто відхилення вектора фактичного вітру в атмосфері від геострофічного (тобто обумовленого горизонтальним градієнтом атмосферного тиску). Основною причиною агеострофічних відхилень є вплив турбулентності у граничному шарі та нестационарність великомасштабних повітряних рухів.

Агеострофічність потоків у центральній частині циклонів і в області баричних улоговин приводить до конвергенції (збіжності) потоків і, таким чином, до підйому повітря, а в антициклонах і баричних гребнях – до дивергенції (розбіжності) вітру й осідання повітря (низхідні вертикальні рухи).

Середня швидкість великомасштабних упорядкованих вертикальних рухів у циклонах помірних широт не перевищує десятків см/с.



Наявність зв'язку між упорядкованими вертикальними рухами й хмарами шаруватих форм виявляється у тому, що системи хмар шарувато-дощові – високошаруваті ( $N_s - A_s$ ) спостерігаються лише в областях упорядкованих вертикальних рухів. У областях, де  $W < 0$ , хмари вище від граничного шару зустрічаються лише в 7% випадків. Найбільш інтенсивні й тривалі опади спостерігаються саме в циклонах і баричних улоговинах, тобто там, де існують упорядковані вертикальні токи.

Разом з тим, хмари шаруватих форм часто мають і внутрішньомасове походження. Наприклад, над Україною хмари шаруватих форм у 58% випадків спостерігаються в області антициклонів, з якими пов'язані низхідні великомасштабні вертикальні рухи, а в 17% випадків – у малоградієнтних баричних полях. Отже, утворення хмар шаруватих форм може бути обумовлено не тільки упорядкованими вертикальними рухами, але й іншими факторами, наприклад, атмосферою турбулентністю.

Вплив турбулентності можна уявити собі таким чином. При стійкій стратифікації під інверсійним затримуючим шаром турбулентний потік тепла направлений донизу, тобто верхня частина граничного слою охолоджується. В той же час турбулентний потік вологи, як правило, направлений вгору, тобто у верхній частині граничного шару відносна вологість повинна зростати. Таким чином, турбулентність приводить до створення сприятливих умов хмароутворення під інверсійним затримуючим шаром поблизу верхньої межі граничного шару.

Те, що турбулентність є важливим фактором хмароутворення для шаруватих хмар, підтверджують і статистичні дані. У табл. 8.1 наводяться значення коефіцієнтів турбулентності, які були отримані за вимірюваннями за допомогою літаків.

З табл. 8.1 випливає, що у хмарах шаруватих форм коефіцієнт турбулентності має більші значення, ніж при їх відсутності.

Таблиця 8.1 – Середні значення коефіцієнта турбулентності  $K$  для  $St$  і  $Sc$  (шаруватих і шарувато-купчастих хмар)

Форма хмар	Сезон	$K$ , $m^2/c$	Число вимірювань
$Sc$	літо	28,2	25
$Sc$	зима	21,2	28
$St$	зима	20,9	111
Відсутні	зима	17,8	56

У 80 - 89% випадків, як показали вимірювання,  $K < 75 m^2/c$ . Всередині підінверсійних  $St$  і  $Sc$  спостерігається локальний максимум коефіцієнта турбулентності. Часто вертикальний профіль коефіцієнта турбулентності є

двогорбим, причому нижній максимум розташовується біля земної поверхні, а верхній – у верхній половині хмари.

Табл. 8.2 містить в собі дані про значення коефіцієнта турбулентності для хмар шаруватих форм, пов'язаних з атмосферними фронтами й на деяких висотах при ясному небі. Нагадаємо, що атмосферним фронтом називається поверхня поділу між двома повітряними масами з різними фізичними властивостями. Атмосферні fronti розташовуються в баричних улоговинах, з якими пов'язані упорядковані висхідні рухи. Але і турбулентні рухи в зоні атмосферних фронтів виявляються дуже добре.

Таблиця 8.2 – *Значення коефіцієнта турбулентності  $K$  у хмарах атмосферних фронтів й при ясному небі ( $Cs$  – перистошаруваті,  $Ac$  – висококупчасті хмари)*

$K$ , м <sup>2</sup> /с	Хмари				Ясне небо		
	$Cs$	$Ac$	$As$	$Ns$	$z < 2$ км	2-8км	8-12км
Тепле півріччя							
Середнє	31	68	58	46	24	22	18
Максимальне	101	109	89	92	35	42	34
Холодне півріччя							
Середнє		46	43	34	22	20	6
Максимальне		79	62	66	38	55	14

Видно, що в зазначених хмарах коефіцієнти турбулентності значно більші, ніж при ясному небі.

Дуже великою є мінливість турбулентності по горизонталі в фронтальних хмарах. Вона виявляється як у тому, що ділянки з інтенсивною турбулентністю чергуються з ділянками, де турбулентність незначна, так і у великих різницях амплітуд і масштабів турбулентних пульсацій на одній висоті. У більшості випадків розміри індивідуальних турбулентних ділянок не перевищують 15 - 20 км.

### 8.1.2 Вплив радіаційного фактора на хмароутворення

У початковій стадії утворення хмари роль радіаційного теплообміну не значна. Навіть в умовах насичення повітря парою радіаційний приплив тепла приблизно в 100 разів менший від припливу, що обумовлюється конденсацією водяної пари. Після утворення хмари вклад радіаційного фактора стає більш суттєвим. Навіть при невеликій водності хмар радіаційне вихолодження збільшується в декілька разів, оскільки коефіцієнт поглинення крапель і кристалів на порядок перевищує коефіцієнт поглинення водяної пари.

Роль радіаційних факторів зростає при збільшенні тривалості «життя» хмари. Оскільки шаруваті хмари існують більш тривалий час, на них радіація впливає в найбільшій мірі.

Радіаційне змінювання температури виявляється в основному у шарі товщиною майже сто метрів безпосередньо біля меж хмари. В решті хмари виконуються умови променистої рівноваги, і температура не змінюється.

Майже вся довгохвильова радіація, що надходить до шаруватої хмари зверху, поглинається у її верхній частині. Але температура верхньої частини хмари в цілому знижується, оскільки радіаційне вихолодження хмари, яке обумовлюється її власним випромінюванням, відбувається значно швидше ніж нагрівання. Виділення при цьому теплоти фазових переходів приводить до зменшення охолодження лише на 20 – 30%. За теоретичними і експериментальними даними у хмарі, яка складається з одного суцільного шару, швидкість радіаційного вихолодження верхньої межі може дорівнювати від сотих часток до декількох градусів за годину. Вихолодження спочатку відбувається дуже швидко, потім поступово сповільнюється.

Оскільки радіаційне вихолодження верхньої крайки хмари йде більш інтенсивно, ніж надхмарного повітря, то над хмарою й частково всередині її верхньої частини утворюється температурна інверсія. Отже, шаруваті хмари не тільки посилюють надхмарну інверсію, але можуть самі її спричиняти.

Звичайно, променисті процеси не завжди відіграють головну роль в утворенні надхмарних інверсій. Наприклад, коли хмара складається з двох шарів, досить часто інверсія спостерігається не тільки над верхнім, але і над нижнім шаром. Проте цей ефект пояснити впливом радіації неможливо.

Радіаційне вихолодження верхньої частини хмари у великій мірі залежить від характеристик надхмарного повітря, особливо від його вологості. Зі зменшенням останньої воно зростає. Наявність над шаруватою хмарою шарів повітря з підвищеною вологістю, з серпанком і тим більш з іншими, не обов'язково шаруватими, хмарами приводить до ослаблення радіаційного вихолодження біля верхньої крайки хмари.

Радіаційне вихолодження верхньої частини шаруватої хмари приводить до збільшення водності хмари і висоти її верхньої межі. Біля нижньої межі завдяки невеликому зростанню температури водність трохи зменшується.

Розглянуті вище оцінки впливу радіації на температуру шаруватої хмари зроблені без урахування турбулентного переміщення. Під його впливом радіаційне охолодження або нагрівання поширюється на значно більшу глибину, а величина його зменшується. Наприклад, якщо коефіцієнт турбулентності дорівнює  $10 \text{ м}^2/\text{с}$ , то шар, у якому спостерігається раді-

аційне вихолоджування, збільшується приблизно удвічі порівняно з винятком, коли він дорівнює нулю.

У цілому, хмара відіграє для тропосфери роль охолоджувача. Навіть при наявності одного шару хмар шаруватих форм вони дають майже половину радіаційного вихолоджування атмосфери. Якщо хмара складається з декількох шарів, цей ефект збільшується до 80%.

Реальні атмосферні процеси виявляються більш складними, ніж окремі фізичні механізми, що розглядалися. Наприклад, сполучення радіаційного вихолоджування верхньої частини шаруватої хмари з нагріванням її нижньої частини приводить до збільшення вертикального градієнта температури і, таким чином, до посилення турбулентного перемішування у середині хмари. Отже, вплив турбулентності у такому випадку збільшується, а відносна роль радіаційних факторів зменшується.

Великий вплив на інтенсивність радіаційних процесів у хмарах справляє їхній вологовміст. Як показали дослідження, ефективна випромінювальна (поглинальна) здатність  $\varepsilon$  хмар St, Sc, Ns, As, що розраховувалась по низхідних потоках теплової інфрачервоної радіації, залежить від вологовмісту хмари за законом

$$\varepsilon = 1 - \exp(-0,158m), \quad (8.14)$$

де  $m$  – вологовміст,  $\text{г/м}^2$ .

У таблиці 8.3 містяться значення середніх швидкостей радіаційного змінення температури для хмар різних ярусів і при відсутності хмар. В останньому випадку розглядався шар атмосфери між поверхнею Землі й висотою 3 км.

Таблиця 8.3 – *Середні швидкості радіаційного змінення температури повітря при наявності хмар різних ярусів*

Хмари	Сезон	Швидкість радіаційного змінення температури, °С/год			
		Під хмарою	На нижній межі	Всередині хмари	На верхній межі
Безхмарно	Зима	-0,034	—	—	—
	Літо	-0,048	—	—	—
Ac, As	Зима	-0,011	0,031	-0,062	-0,094
	Літо	-0,014	0,061	-0,066	-0,141
Sc, St	Зима	-0,009	0,006	-0,019	-0,158
	Літо	-0,000	0,012	-0,008	-0,078
Ns-As	Зима	0,000	-0,004	-0,013	-0,031
	літо	0,014	0,016	-0,049	-0,169

Ці результати отримані шляхом узагальнення великого обсягу даних актинометричних радіозондів. Видно, що описані фізичні механізми впливу радіаційних процесів на температурні характеристики хмар підтверджуються експериментальними даними.

## 8.2 Фізичні умови формування хмар купчастих форм

### 8.2.1 Рівень конденсації

У розділі «Термодинаміка атмосфери» зроблено висновок про те, що конвективний підйом частинок вологого повітря до рівня конденсації  $z_k$  відбувається за такими ж закономірностями, як і частинок сухого повітря. Адіабатичний підйом об'ємів повітря приводить до зниження його температури й зростання відносної вологості, при цьому масова частка водяної пари залишається незмінною.

Використаємо формулу для масової частки водяної пари  $s = 0,622 e / p$  й знайдемо логарифмічну похідну по висоті

$$\frac{1}{s} \frac{ds}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (8.15)$$

Оскільки від земної поверхні до рівня конденсації в об'ємі повітря, що піднімається, масова частка пари не змінюється, тобто  $\frac{ds}{dz} = 0$ , будемо мати

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (8.16)$$

Як відомо, тиск водяної пари і точка роси  $\tau$  пов'язані співвідношенням  $e = E(\tau)$ . Запишемо для нього рівняння Клаузіуса-Клапейрона, а для правої частини використаємо основне рівняння статистики атмосфери. Тоді отримаємо після нескладних перетворень

$$\frac{L}{R_n \tau^2} \frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{R_c T}. \quad (8.17)$$

Позначимо вертикальний градієнт точки роси через  $\gamma_\tau = -\frac{d\tau}{dz}$ . Як видно з формули (8.17), він є змінною величиною і залежить від  $\tau$  і  $T$  повіт-

ря, що піднімається. Але у першому наближенні його можна прийняти постійним, оскільки змінювання  $\tau$  і  $T$  не дуже впливає на  $\gamma_\tau$ .

При  $T = \tau = 270 \text{ К}$  будемо мати з формули (8.17)

$$\gamma_\tau = -\frac{d\tau}{dz}; \quad \gamma_\tau = 0,0017^\circ \text{ C/м} = 0,17^\circ \text{ C/100м}. \quad (8.18)$$

Тоді можна записати для точки роси

$$\tau(z) = \tau_0 - \gamma_\tau z, \quad (8.19)$$

де  $\tau_0$  – точка роси на початковому рівні  $z = 0$ .

З іншого боку, температура повітря, яке підіймається, теж змінюється за лінійним законом

$$T(z) = T_0 - \gamma_a z. \quad (8.20)$$

Рівнем конденсації буде та висота  $z_k$ , де  $T(z) = \tau(z)$ , що приводить до співвідношення

$$\tau_0 - \gamma_\tau z_k = T_0 - \gamma_a z_k$$

або

$$z_k = \frac{T_0 - \tau_0}{\gamma_a - \gamma_\tau}. \quad (8.21)$$

Якщо підставити значення  $\gamma_a$  і  $\gamma_\tau$ , то будемо мати для висоти рівня конденсації формулу

$$z_k = 122(T_0 - \tau_0), \quad (8.22)$$

де  $z_k$  – рівень конденсації, м.

Формула (8.22) називається формулою Ферреля. Існує ще декілька формул, які дають можливість розрахувати висоту рівня конденсації. Очевидно, для відносної вологості  $f$  можна записати

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dz}. \quad (8.23)$$

Маючи на увазі зроблені вище обґрунтування, на основі рівняння (8.23) отримаємо

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dT} (\gamma_a - \gamma_\tau) \quad (8.24)$$

або з урахуванням формули Клаузіуса-Клапейрона

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{L}{R_n T^2} (\gamma_a - \gamma_\tau). \quad (8.25)$$

Права частина диференціального рівняння (8.24) після підставлення значень параметрів дорівнює  $6,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ . Отже, маємо елементарне диференціальне рівняння

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = 6,1 \cdot 10^{-4}.$$

Розв'язок його при граничній умові  $f = f_0$  при  $z = 0$  має вигляд

$$\ln f = 6,1 \cdot 10^{-4} z + \ln f_0. \quad (8.26)$$

На рівні конденсації  $z = z_k$  відносна вологість дорівнює  $f = 100\%$ . З урахуванням цього, маємо

$$z_k = 3780(2 - \lg f_0), \quad (8.27)$$

де  $z_k$  – у метрах.

Формулу (8.26) можна записати й так для умов рівня конденсації

$$\ln \left( \frac{100}{f} \right) = 6,1 \cdot 10^{-4} z_k$$

або

$$\ln \left[ 1 + \left( \frac{100}{f} - 1 \right) \right] = 6,1 \cdot 10^{-4} z_k. \quad (8.28)$$

Якщо відносна вологість біля земної поверхні досить висока, то  $\frac{100}{f_0} - 1$  має невелике значення порядку  $10^{-1} - 10^{-2}$ . Тоді при розкладанні логарифмічної функції в ряд можна обмежитись лише першим членом. У такому разі отримаємо формулу

$$\frac{100}{f_0} - 1 = 6,1 \cdot 10^{-4} z_k,$$

звідки

$$z_k = \frac{1640}{f_0}(100 - f_0). \quad (8.29)$$

Ця формула зовні подібна до емпіричної формули

$$z_k = 22(100 - f). \quad (8.30)$$

Але у першій з них коефіцієнт є функцією відносної вологості біля земної поверхні, тобто вона більш чутлива до умов, у яких знаходиться об'єм повітря, що під дією сил плавучості підіймається ввверх.

При виведенні формул для висоти рівня конденсації не враховувалось затягування оточуючого повітря у термік, дійсний розподіл температури в оточуючому повітрі. Тому висоти нижньої межі купчастих хмар можуть значно відрізнятись від тих, що розраховуються за формулами (8.22) - (8.30). Вони, як правило, виявляються заниженими.

### 8.2.2 Структура купчасто-дощових хмар

Купчасто-дощові хмари серед хмар вертикального розвитку викликають найбільший інтерес, оскільки з ними пов'язані атмосферні явища, які в деяких випадках мають небезпечний характер: зливи, шквали, грози, град.

Купчасто-дощові хмари утворюються з купчастих потужних, коли їхні вершини проникають у шари атмосфери, де температура набагато нижча за 0 °С, й заledenівають. Заledenіла верхня частина купчасто-дощової хмари (Cb) може залишатися куполоподібною – Cb calv (лиса), але частіше з неї викидаються пучки перистих хмар у вигляді парасолі або ковадла. Так викидаються Cb cap (волосаті), різновидністю яких є купчасто-дощові з ковадлом Cb inc.

Купчасто-дощові хмари складаються з однієї або декількох *конвективних комірок*. Конвективна комірка включає область висхідного та компенсаційного низхідного потоків. У більшості купчасто-дощових хмар ці конвективні комірки мають подібні структури й поведінку і, таким чином, можуть розглядатись як деякий властивий для таких хмар клас конвективних явищ.

*Життєвий цикл комірки* поділяють на три стадії в залежності від переважних напрямків вертикального руху повітря та його інтенсивності.

1) *стадія зростання купчастої хмари* – характеризується висхідними рухами в більшій частині комірки;

2) *стадія зрілості* – характеризується наявністю як висхідних, так і низхідних рухів;



3) *стадія розпаду* – характеризується слабкими низхідними рухами у більшій частині комірки. Ці стадії й відповідні різновидності купчасто-дощових хмар зображені на рис. 8.1.

У стадії купчастої хмари, коли висхідні рухи спричиняють зростання хмари, через її бокові поверхні зтягується повітря (ефект зтягування, що розглядається вище) й змішується з повітрям у висхідному потоці. Оскільки рух уверх триває, відбувається концентрація великої кількості водяної пари й утворення крапель, а вище нульової ізотерми – й кристалів. При відповідних умовах починають випадати опади, які стимулюють низхідні рухи, обумовлені в'язким опором повітря й охолодженням останнього при випаровуванні крапель. Це й є початком стадії зрілості хмари. Низхідний потік повітря досягає земної поверхні у вигляді відносно холодного ядра зони випадання дощу й розтікається над нею, змінюючи приземний напрямок вітру. На нижніх рівнях хмари низхідний потік напливає на висхідний і відтискує останній від області його зародження. Після цього починається стадія розпаду комірки. Загасання висхідного руху приводить до послаблення й поступового зникнення компенсаційних низхідних рухів.

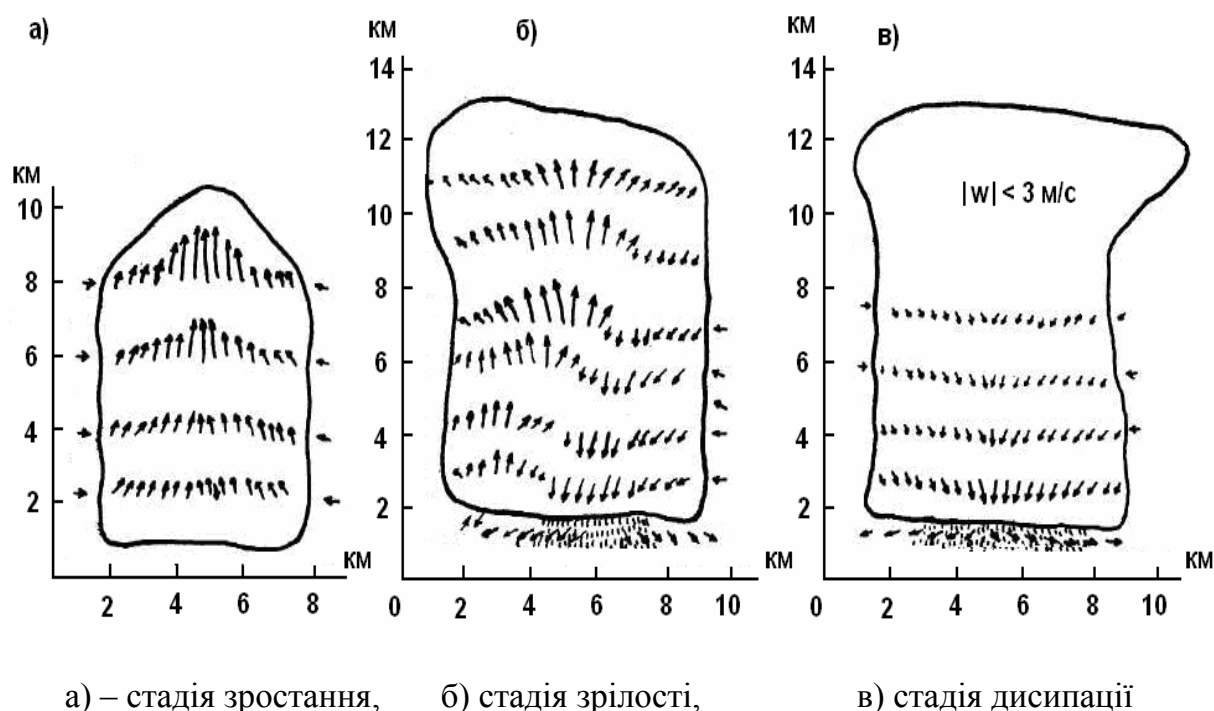


Рисунок 8.1 – *Еволюція Cb* (за Байєрсом та Брейамом)

Стадія зростання купчастої хмари триває у середньому 10 - 15 хвилин, стадія зрілості – 15 - 30 хвилин, а розпад хмари відбувається протягом 30 хвилин.

Купчасто-дощову хмару, у якій спостерігається одна конвективна комірка, називають *монокомірковою*. Але частіше хмари купчасто-дощові

утримують декілька конвективних комірок. Такі Сб називаються *мультикомірковими*. Окремі комірки послідовно розвиваються з правої сторони величезної хмарної системи, яку являють собою мультикоміркові Сб. Незважаючи на те, що кожна комірка має обмежений життєвий цикл, багаторазовий розвиток нових приводить до тривалого існування Сб. Схематичне зображення мультикоміркової купчасто-дощової хмари представлено на рис. 8.2. В початковий момент часу хмара складається з чотирьох комірок, які знаходяться на різних стадіях розвитку. Крім того, на рис. 8.2 показується розвиток наймолодшої (південної) комірки в послідовні моменти часу й вертикальний профіль вітру.

Надзвичайно потужними є *суперкоміркові* купчасто-дощові хмари. Вони мають і найбільшу тривалість існування, яка досягає декількох годин. Ці хмари складаються з однієї квазістаціонарної конвективної комірки. Діаметр її інколи може досягати 10 – 15 км. Комірка об'єднує висхідний і низхідний потоки, які розташовуються один біля одного. На відміну від мультикоміркових купчасто-дощових хмар, у яких комірки швидко змінюють свої характеристики, в суперкоміркових хмарах вони залишаються практично незмінними на протязі десятків хвилин.

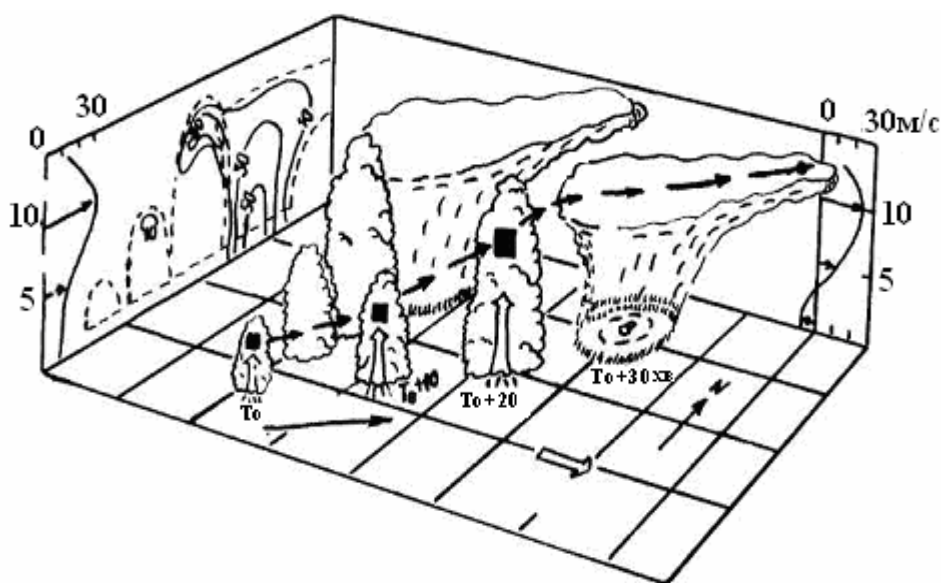
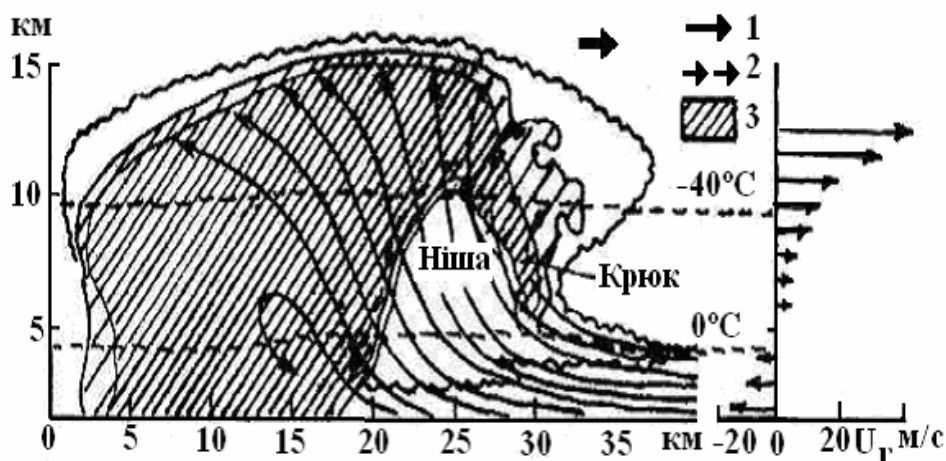


Рисунок 8.2 – Схематичне зображення мультикоміркової купчасто-дощової хмари

У початковий момент часу хмара складається з чотирьох комірок, які знаходяться в різних стадіях розвитку. Показується розвиток найбільш молодшої (південної) комірки у послідовні моменти часу. Жирними стрілками позначена траєкторія хмарного об'єму зростаючої комірки. Показується вертикальний переріз радіолуни у початковий момент часу, а та-

кож вертикальний профіль вітру

Суперкоміркові Сб характеризуються дуже великими швидкостями висхідних потоків. Якщо у монокоміркових і мультикоміркових хмарах вони досягають декількох м/с і іноді 10 – 20 м/с, то у суперкомірковій хмарі 30 – 50 м/с і навіть більше. Вертикальний розріз через потужну суперкоміркову хмару у напрямку переміщення Сб наводиться на рис. 8.3. З суперкомірковими хмарами пов'язані сильні зливи, катастрофічні градобиття, сильні грози, шквали (короткочасне посилення вітру з різким зміненням напрямку), а іноді й смерчі.



- 1 – лінії течій; 2 – траєкторії градин;  
3 – область найбільш інтенсивної радіолуни

Рисунок 8.3 – Вертикальний переріз потужної суперкоміркової хмари у напрямку переміщення Сб

При переміщенні суперкоміркової купчасто-дощової хмари висхідний потік, який зображується на нижніх рівнях, підіймається в область, яку називають нішою. Він настільки сильний, що в області ніші краплі й кристали не встигають вирости до розмірів, при яких вони могли б випадати, а виносяться в передній виступ ковадла. Падаючи донизу, вони знову затягуються всередину висхідного потоку. Така багаторазова «рециркуляція» частки опадів є основним механізмом, який сприяє утворенню в суперкомірковому Сб особливо великих градин.

Треба мати на увазі, що купчасто-дощові хмари в процесі їхнього розвитку можуть переходити з одного класу в інший. Але утворення в атмосфері монокоміркових Сб відбувається при менших запасах енергії нестійкості й менших градієнтах швидкості вітру, ніж при утворенні більш потужних різновидностей Сб. Чітких розбіжностей у зовнішніх фізичних станах повітря, що сприяють формуванню мультикоміркових і суперкомі-

ркових Сb, не спостерігається. В обох випадках необхідні великі запаси енергії нестійкості й вертикальні градієнти швидкості вітру у тропосфері.

Горизонтальні розміри Сb можуть бути різними в залежності від пори року, стану атмосфери й стадії розвитку. Іноді їхній діаметр перевищує 50 - 70 км, а ковадла можуть закривати весь видимий горизонт. Розміри Сb максимальні влітку. Зимом в континентальних районах помірних і високих широт вони утворюються рідко. Середня вертикальна протяжність Сb влітку дорівнює 5 - 6 км, але часто перевищує 8 - 10 км. В останньому випадку вершини Сb досягають тропопаузи, а іноді навіть пробивають її.

### 8.3 Класифікація опадів

Опади, що випадають на земну поверхню, насамперед можна поділити на тверді, рідкі та змішані.

До твердих опадів відносяться такі основні їхні форми:

1. **Сніг** – опади у вигляді кристалів (сніжинок) різноманітної форми, найчастіше у формі зірочок, які часто об'єднуються в пластівці великого розміру. Спостерігається велика різноманітність форм сніжинок: голки, стовпчики, пластинки, голчаті зірки, пластинчаті зірки, їжаки, які складаються з декількох стовпчиків, стовпчики з пластинками або зірками на кінцях тощо.

Розміри окремих сніжинок можуть бути дуже різними. Найбільші лінійні розміри мають голчаті зірки. Їхні радіуси можуть досягати 4 - 5 мм. У змішаних хмарах часто спостерігається обзернення сніжинок. Воно є результатом замерзання переохолоджених крапель при співударах з сніжиною. Така частинка має матовий відтінок. Пластівці снігу можуть мати різні розміри: від 0,5 мм до 5 см. Спостерігались пластівці з радіусом до 15 - 20 см.

Пластівці снігу – це часте явище. Вони спостерігаються у 14% випадків при слабких і в 92% випадків при сильних снігопадах. Утворенню снігових пластівців сприяють відносно висока температура повітря, велика густина снігопаду, великі відстані, що проходять сніжинки при падінні, та інші фактори.

2. **Мокрий сніг** – опади у вигляді сніжинок і крапель або сніжинок, які тануть. Сніг стає мокрим, коли поблизу від земної поверхні температура близька до 0 °С або ще вища.

3. **Крупа** – це опади, які складаються з льодяних частинок і дуже обзернених сніжинок. Частинки крупи мають радіус від часток міліметрів до 7,5 мм. Крупа утворюється шляхом замерзання переохолоджених крапель води й обзернення сніжинок.

У залежності від співвідношення між сніговою та льодяною фракціями крупи цей вид опадів підрозділяють на снігові зерна, снігову й льодяну крупу.

4. **Град** – частинки кулястої форми з льодяними прошарками різної щільності. Розміри граду можуть бути дуже різними: найчастіше його радіус буває від 1 до 25 мм. Але інколи випадає град з радіусом до 15 см і навіть більшим. Великі за розміром градини мають шарувату будову. В центрі розташовується матове біле ядро, схоже на снігову крупу. Ядро обтягується шаром прозорого льоду. Далі йдуть поперемінно непрозорі й прозорі шари льоду.

Град утворюється в купчасто-дощових хмарах у результаті злиття переоохолоджених крапель води з частинками крупи й їхнього замерзання.

Рідкі опади складаються з таких форм:

1. **Дощ** – рідкі водяні опади у формі крапель з радіусом більшим за 0,25 мм. Як показують спостереження, крапель більших ніж 2,5 - 3,2 мм, не зустрічається, оскільки великі краплі сплющуються й розбиваються на декілька дрібних. Переважні радіуси бризок дорівнюють 0,75 - 1 мм. Швидкість падіння крапель дощу досягає 8 - 10 м/с. Дощ випадає з шарувато-дощових (Ns) і купчасто-дощових (Cb), а іноді й з високошаруватих (As) хмар.

2. **Мряка** – однорідні опади, що складаються з дрібних крапель, радіусом, меншим за 0,25 мм. Вони майже не мають спрямованого руху. Створюється враження, що краплі мряки плавають у повітрі. Мряка випадає з шаруватих (St) і шарувато-купчастих (Sc) хмар. Краплі мряки інколи утворюються в густому тумані. Інтенсивність опадів у випадку мряки не перевищує 0,25 мм/год, швидкість падіння крапель у нерухомому повітрі менша за 0,3 м/с.

Класифікацію за формою називають морфологічною. Існує ще генетична класифікація опадів, тобто класифікація за фізичними умовами утворення. Відповідно до цієї класифікації опади підрозділяються на такі види:

1. **Облогові опади** – це тривалі й розповсюджені на великі площі опади середньої інтенсивності, які випадають із хмар системи As-Ns у вигляді дощу або снігу, іноді мокрого.

2. **Зливові опади** – опади, які випадають з купчасто-дощових хмар у вигляді дощу, снігу, крупи, граду. Вони раптово починаються й закінчуються. Інтенсивність цих опадів різко змінюється за часом. Зливові опади часто супроводжуються грозами та шквалами.

3. **Мрячні опади** – це опади, які випадають з густих шаруватих і шарувато-купчастих хмар. Вони утворюються у стійко стратифікованих повітряних масах. При від'ємних низьких температурах такі хмари дають опади у формі льодяних кристалів.

## 8.4 Тумани

### 8.4.1 Загальні характеристики туманів

У попередніх розділах розглядалися процеси, завдяки яким у повітрі на деякій висоті в результаті конденсації водяної пари утворювались сукупності крапель визначених концентрацій і розподілу за розмірами, тобто хмари. Але конденсація пари може відбуватись у безпосередній близькості від земної поверхні (у приземному шарі атмосфери). У цьому випадку продукти конденсації водяної пари формують серпанок або туман.

*Туманом* називають сукупність завислих у повітрі крапель води або кристалів льоду, що призводить до зменшення горизонтальної дальності видимості поблизу від земної поверхні до 1 км і менше. При видимості від 1 до 10 км сукупність завислих крапель або кристалів льоду називається серпанком. Поряд з поняттям серпанку існує й поняття імлі, яка являє собою сукупність завислих у повітрі твердих частинок. Імла теж погіршує прозорість повітря до 10 км й менше, але спостерігається при відносній вологості повітря, значно меншій від 100%. У всіх попередніх визначеннях під дальністю видимості розуміється метеорологічна дальність видимості. В залежності від дальності видимості розрізняють за інтенсивністю такі види туманів і серпанків:

Види туманів і серпанків	Дальність видимості
Сильний туман	< 50 м
Помірний туман	50-500 м
Слабкий туман	500-1000 м
Сильний серпанок	1-2 км
Помірний серпанок	2-4 км
Слабкий серпанок	4-10 км

Дальність видимості є, як відомо, інтегральною характеристикою мікроструктури туману або серпанку. Вона обумовлюється інтенсивністю розсіювання сонячного світла аерозольними частинками, що спричиняють ці явища погоди. Але інтенсивність розсіювання залежить від концентрації крапель або кристалів, їхнього розподілу за розмірами. Обидві ці характеристики визначають і відповідність туману. Отже, туман може характеризуватись такими ж параметрами, як і хмари: концентрацією аерозольних частинок, їхнім розподілом за розмірами й водністю. Як і для хмар, розрізняють абсолютну водність (або просто водність) й питому водність туману.

У тумані вода буває в двох (рідкому та змішаному), а при низьких від'ємних температурах – у трьох (рідкому, змішаному та твердому) фазових станах.

Якщо до абсолютної вологості повітря  $a$ , яка є, як відомо, масою водяної пари у  $1 \text{ м}^3$  повітря, додати абсолютну водність  $Q_w$  туману, то отримаємо абсолютний вологовміст  $Q$  повітря в тумані. Отже:

$$Q = a + Q_w. \quad (8.31)$$

До того, як туман утворився,  $Q_w = 0$  і  $Q = a$ . У тумані абсолютна вологість близька до насиченої  $a_m$ , яка є функцією тільки температури  $T$ .

Таким чином, для туману

$$Q_w = Q - a_m(T). \quad (8.32)$$

Ця формула свідчить про те, що водність туману може збільшуватись за рахунок таких факторів: збільшення вологовмісту повітря  $Q$ ; падіння температури повітря, що приводить до зменшення насичуючої абсолютної вологості  $a_m(T)$ .

Вологовміст повітря може збільшуватися під впливом випаровування води з підстильної поверхні, горизонтального та вертикального переміщення повітря. Падіння температури відбувається за рахунок молекулярного й турбулентного теплообміну з оточуючими масами повітря й землею поверхнею, радіаційного вихолоджування, адіабатичного розширювання об'ємів повітря при їхніх висхідних рухах. Відносно фіксованої точки простору, поряд з переліченими процесами, на змінення вологовмісту й температури повітря впливають і горизонтальний перенос (адвекція) та вертикальні рухи повітря. У залежності від співвідношення зазначених процесів тумани підрозділяються на *тумани охолодження*, *тумани змішування* й *тумани випаровування*. Тумани охолодження, в свою чергу, поділяються на адвективні й радіаційні.

## 8.4.2 Тумани охолодження

### 8.4.2.1 Адвективні тумани

*Адвективні тумани* виникають у теплій повітряній масі, яка переміщується на більш холодну підстильну поверхню й вихолоджується завдяки турбулентному й радіаційному теплообміну з цією поверхнею. Утворенню такого туману сприяють велика різниця температури підстильної поверхні та початкової температури відносно теплого потоку, велика відносна воло-

гість повітря, помірна швидкість вітру (2 – 5 м/с), збільшення або постійність з висотою масової частки водяної пари, помірно стійка стратифікація й порівняно слабкий турбулентний обмін. Якщо швидкість вітру велика, то виникає інтенсивний турбулентний обмін, який перешкоджає утворенню туману. При слабкому вітрі повітряна маса повільно переміщується й завдяки цьому повільно охолоджується. Турбулентний обмін завжди сприяє вирівнюванню масової частки пари по вертикалі. Коли вона з висотою збільшується у приземному шарі, то під впливом турбулентності відбувається збільшення вологості повітря біля земної поверхні за рахунок переносу пари зверху донизу. Дуже стійка стратифікація (сильна інверсія температури) приводить до затухання турбулентного обміну. Порівняно з ним молекулярний теплообмін дуже малий. Тому охолодження повітря поширюється від земної поверхні дуже повільно, і туман утворюється в дуже тонкому шарі біля підстильної поверхні.

Адвективний туман відрізняється найбільшою повторюваністю й тривалістю. В Україні, наприклад, 59% загального числа днів з туманом припадає саме на адвективний туман. В 9% випадків тривалість існування такого туману перевищує 24 години. Адвективні тумани найбільш інтенсивні й займають великі площі.

Частинним випадком адвективних туманів є берегові тумани, що утворюються на суші у холодну половину року, коли вітер має напрямок з моря. У період з жовтня до травня такі тумани є частим явищем на узбережжі Чорного моря. Як правило, берегові тумани відносяться до теплих, тобто до таких, які складаються з крапель води.

Дуже ретельні спостереження теплих адвективних туманів майже два десятиріччя проводилися на експериментальному метеорологічному полігоні проблемної науково-дослідної лабораторії Одеського гідрометеорологічного інституту (ЕМП ПНДЛ ОГМІ). Розташоване на полігоні обладнання давало змогу організовувати комплексні експерименти в натуральних туманах, у процесі яких відбувалося одночасне вимірювання внутрішніх (розподіл крапель за розмірами, їхня концентрація, водність, оптична прозорість туману) та зовнішніх (характеристики температури, вологості, вітру) параметрів туманів. Такі дослідження дозволили, по-перше, визначити важливі параметри мікроструктури, що характеризують особливості теплих приморських туманів північно-західного узбережжя Чорного моря, отримати інформацію про механізми взаємозв'язку між флуктуаціями зовнішніх та внутрішніх параметрів туманів.

Спостереження показали, що в середньому на протязі року спостерігається в Одесі 50 – 60 днів з туманом з максимумом 90 днів. 70% цих туманів утворюється в період листопад-березень. На теплий період року припадає менше 10% загальної річної кількості туманів. У холодну пору року за



місяць буває від 5 до 9 днів з туманами, а в окремі роки за місяць спостерігається до 20 днів з туманом.

Адвективні тумани мають порівняно велику тривалість: в Одесі, наприклад, від 5 - 8 годин до декількох діб. Сумарна річна тривалість досягає 200 - 600 годин.

Як показали дослідження, спектри крапель туманів дуже мінливі, але більшість з них можна розділити на дві групи:  $j$  – подібні спектри та спектри унімодальні. *Унімодальним* називають спектр, у якого спостерігається лише одна мода (модою називають точку максимуму функції  $f(r)$  – щільності імовірності радіусів крапель). Інколи були отримані й бімодальні (тобто двомодальні спектри), але кількість їхня незначна.  $j$  – подібні та унімодальні спектри, як і спектри хмарних крапель, можуть з достатньою точністю бути описані за допомогою щільності ймовірності гамма-розподілу

$$f(r) = \frac{\alpha^\lambda r^{\lambda-1} e^{-\alpha r}}{\Gamma(\lambda)} \quad (8.33)$$

або

$$f(u) = \frac{u^{\lambda-1} e^{-u}}{\Gamma(\lambda)}, \quad (8.34)$$

якщо запровадити перетворення  $u = \alpha r$ .

Функція  $f(r)$ , як можна легко показати, має максимум у точці

$$r_{\max} = \frac{\lambda - 1}{\alpha}. \quad (8.35)$$

Це означає, що  $j$  – подібні розподіли крапель спостерігаються при  $\lambda \leq 1$ , а унімодальні при  $\lambda > 1$ . Крім того, можна показати, що точки перегину функції (8.51) визначаються формулою

$$r_{1,2} = \frac{\lambda - 1 \pm \sqrt{\lambda - 1}}{\alpha}. \quad (8.36)$$

Її аналіз показує, що функція (8.33) при  $\lambda > 1$  має одну точку перегину, коли  $1 < \lambda < 2$ , і дві точки перегину, коли  $\lambda > 2$ . Якщо за цією ознакою розділити всі спектри, що були отримані при комплексних натурних експериментах на НДП ПНДЛ ОГМІ, на три групи ( $\lambda \leq 1$ ;  $1 < \lambda \leq 2$ ;  $\lambda > 2$ ) й знайти для кожної з них середні значення параметрів масштабу  $\bar{\alpha}$  і форми  $\bar{\lambda}$ , то отримаємо три типові спектри крапель. Вони зображені на рис. 8.4 - 8.6. На  $j$  – подібні спектри припадає майже половина всіх спектрів, що

спостерігалися, на унімодальні – 35%, при чому в 7% випадків спектри мають одну, а в 25% випадків – дві точки перегину.

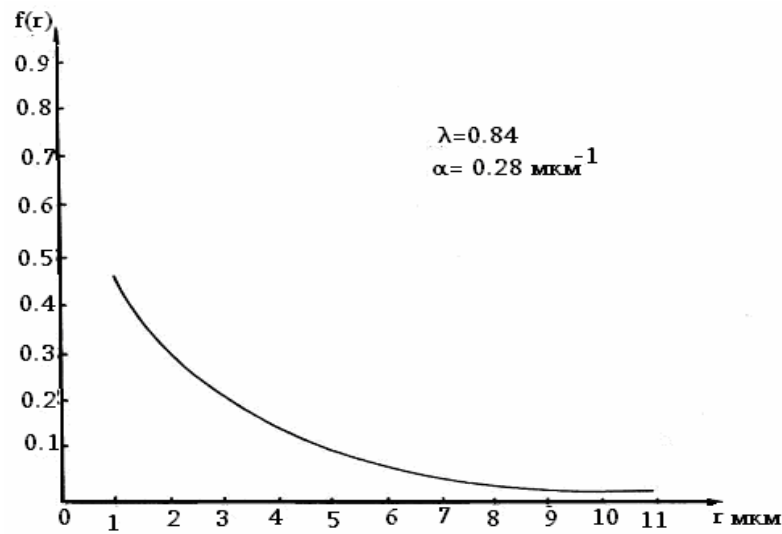


Рисунок 8.4 – Розподіл крапель туману за розмірами для визначених значень параметрів гамма-розподілу (Північно-західне Причорномор'я)

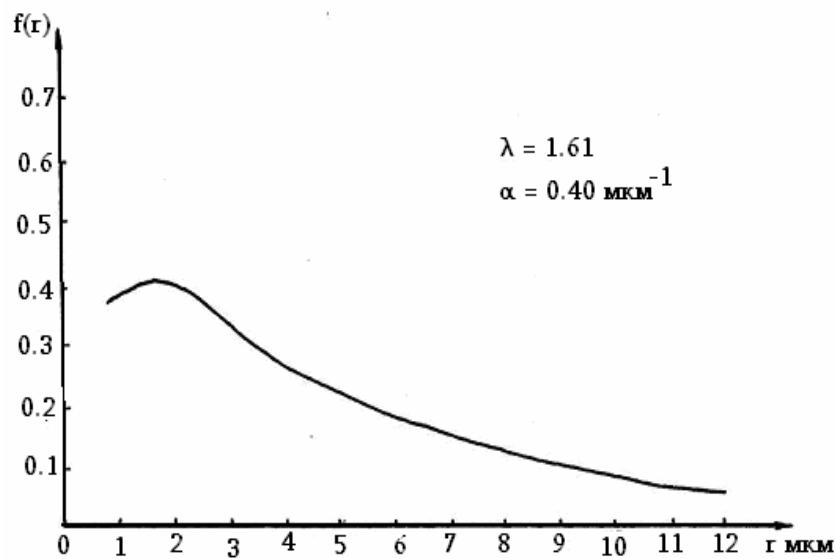


Рисунок 8.5 – Розподіл крапель туману за розмірами для визначених значень параметрів гамма-розподілу (Північно-західне Причорномор'я)

Спектри різної форми характеризуються й різними концентраціями крапель:  $j$  – подібні й біомодальні спектри мають широкий діапазон кон-

центрацій  $1 < N < 120 \text{ см}^{-3}$ , діапазон можливих значень концентрацій крапель унімодальних спектрів значно менший ( $8 < N < 24 \text{ см}^{-3}$ ).

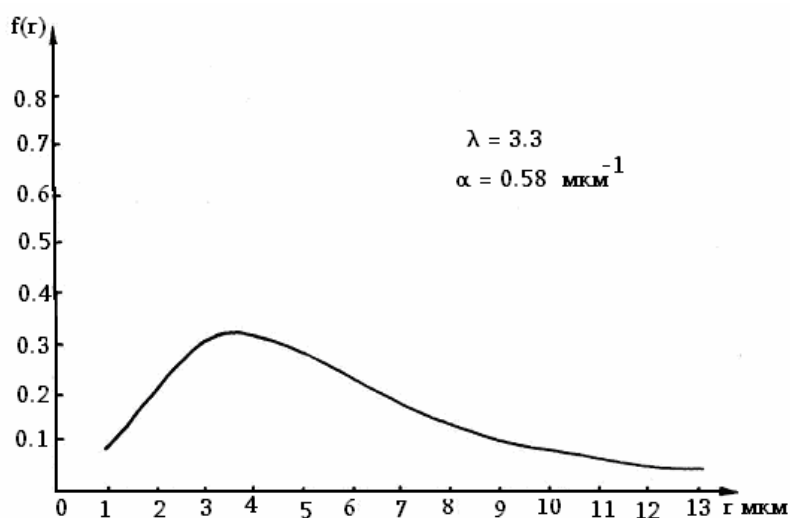


Рисунок 8.6 – Розподіл крапель туману за розмірами для визначених значень параметрів гамма-розподілу (Північно-західне Причорномор'я)

Адвективні тумани північно-західного узбережжя Чорного моря характеризуються порівняно невеликими водностями. Діапазон їх змін обмежується значеннями  $0,01$  і  $0,12 \text{ г/м}^3$  при середній водності  $0,04 \text{ г/м}^3$  й модальному значенні  $0,03 \text{ г/м}^3$ .

Інформації про розподіл водності туманів з висотою дуже мало. За існуючими експериментальними даними вона суттєво змінюється з висотою лише поблизу земної поверхні і верхньої межі туманів.

Верхня межа адвективних туманів у більшості випадків співпадає з верхньою межею приземної або піднятої інверсії температури. За даними зондування атмосфери над Україною, що відбувалося з жовтня 1960 р. до червня 1962 р., середня товщина адвективних туманів дорівнює  $320 \text{ м}$ . Верхня межа адвективних туманів на висотах менших за  $100 \text{ м}$  не зустрічалась. Найбільш часто вона розташовувалась на висотах  $200 - 400 \text{ м}$  (57% випадків). Спостерігались випадки, коли товщина адвективного туману перевищувала  $600 \text{ м}$ .

Комплексні експерименти у натурних туманах північно-західного узбережжя Чорного моря показують, що зв'язок між флуктуаціями характеристик спектра крапель й зовнішніх параметрів (флуктуаціями температури, швидкості вітру, їхніх вертикальних градієнтів, радіаційного балансу підстильної поверхні) проявляється досить виразно.

#### 8.4.2.2 Радіаційні тумани

Радіаційні тумани утворюються завдяки радіаційному охолодженню земної поверхні й прилеглого шару повітря та турбулентного перемішування. Подальший їхній розвиток може залежати й від випромінювання самого туману. Радіаційний туман знаходиться в значно більшій залежності, ніж адвективний, від місцевих умов: характеру підстильної поверхні, місцевих повітряних течій тощо.

Власне кажучи, є підстави вважати, що в процесі охолодження повітря до точки роси, коли туман ще не утворився, масова частка водяної пари залишається постійною. Але більш ретельні міркування змушують відкинути здавалося би такий очевидний висновок. В дійсності, і це підтверджується експериментально, під впливом хоча й слабого турбулентного перемішування й випадіння роси відбувається перерозподіл водяної пари між шарами атмосфери, внаслідок чого масова частка водяної пари ще до початку туманоутворення на деякому рівні як правило зменшується.

Процес утворення радіаційного туману можна розділити на декілька фаз:

1. Зародження приземного серпанку й початок утворення приземної інверсії температури.

2. Утворення оптично тонкого у вертикальному напрямку шару туману, в якому горизонтальна дальність видимості може зменшитися до 0,1 - 0,2 км.

3. Виникнення оптично товстого й більш сталого шару туману, товщиною близько 20 м з добре помітною інверсією температури безпосередньо над його чітко означеною верхньою межею.

4. Розсіювання туману.

Сприятливими умовами для утворення радіаційного туману є, по-перше, відсутність хмар або наявність хмар тільки верхнього ярусу. Хмарний покрив приводить до зменшення випромінювання з верхньої межі туману й земної поверхні за рахунок збільшення противипромінювання атмосфери, що зменшує охолодження підстильної поверхні й шару туману. По-друге, утворенню радіаційного туману сприяє висока відносна вологість повітря. Чим вона більша, тим менше охолодження потрібне для досягнення стану насичення.

Сонячна радіація після сходу Сонця приводить до швидкого руйнування приземної інверсії й розсіювання радіаційного туману.

Невисокий рослинний покрив, який має малу ефективну теплоємність, вночі може сильно охолоджуватися й таким чином сприяти утворенню туману.

### 8.4.3 Тумани змішування

Тумани змішування утворюються при надходженні холодного повітря на більш теплу підстильну поверхню. Повітря, що надходить, дуже швидко змішується з порівняно теплим шаром повітря, яке розташовується над теплою й вологою поверхнею. Цей процес протікає дуже інтенсивно й туман утворюється вже через декілька хвилин після початку адвекції холодного повітря. Графічно він зображається на рис. 8.7.

На ньому крива АА характеризує залежність масової частки насиченої водяної пари від температури  $S_m(T)$ . Нехай точка  $B_1(T_1, S_1)$  характеризує температуру й масову частку водяної пари у холодному, а точка  $B_2(T_2, S_2)$  – у теплому повітрі. Припустимо, що однакова кількість теплового й холодного повітря змішується при однаковому атмосферному тиску. Тоді суміш буде характеризуватись значеннями температури  $T_3 = (T_1 + T_2)/2$  і масової частки  $S_3 = (S_1 + S_2)/2$ . Цьому стану суміші відповідає точка  $B_3(T_3, S_3)$ . Очевидно,  $S_3 > S_m(T_3)$ , що приводить до конденсації водяної пари, яка супроводжується зменшенням масової частки пари в об'ємі, підвищенням температури і, в залежності від останнього, зростанням насичуючої масової частки пари. Конденсація припиняється у точці  $B_0$ , де  $S_0 = S_m(T_0)$ .

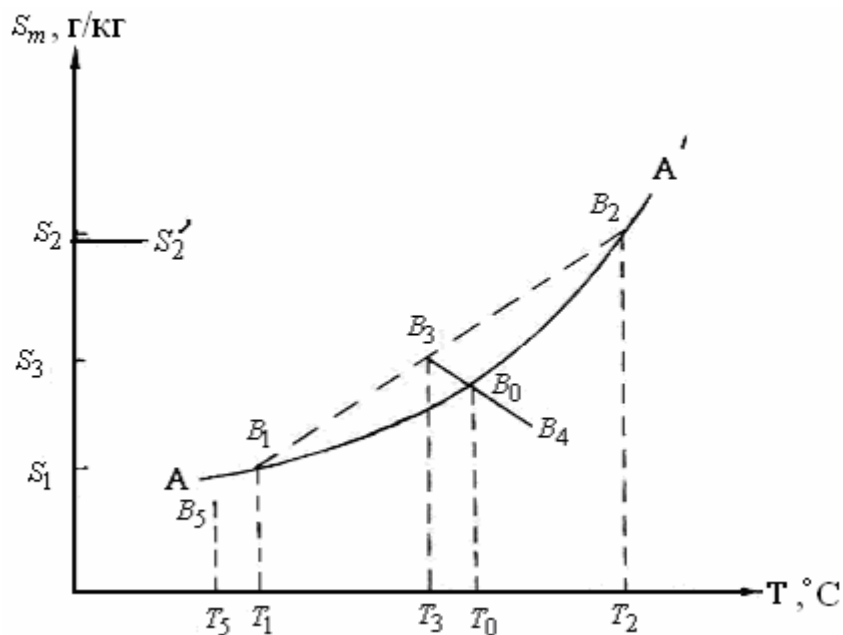


Рисунок 8.7 – До пояснення процесу утворення туману змішування

Наприклад, якщо  $T_1 = 268 \text{ К}$  ( $-5 \text{ }^\circ\text{С}$ ),  $T_2 = 278 \text{ К}$  ( $5 \text{ }^\circ\text{С}$ ), то температура суміші в точці  $B_0$ , як показують розрахунки, дорівнює  $0,33 \text{ }^\circ\text{С}$ , а кількість

сконденсованої води –  $\Delta q = 0,133$  г на 1 кг повітря. У результаті водність  $Q_w = \Delta q \cdot \rho = 0,17$  г/м<sup>3</sup>, тобто буде досить значною. Туман може також виникнути, коли холодне повітря є насиченим (точка  $B_5$ , у котрій  $S_5 < S_m(T)$ ), але якщо різниця температур  $T_2 - T_5$  досить велика.

Тумани змішування часто утворюються в холодну пору року над акваторією Чорного моря при вторгненні морського арктичного повітря. Теорія формування туману змішування розроблена Л.Т. Матвєєвим.

Нехай відбувається змішування двох мас повітря –  $m_1$  холодного і  $m_2$  – теплого. Тоді масова частка і температура суміші будуть

$$S = \frac{S_1 m_1 + S_2 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{S_1 + S_2 n}{1 + n}, \quad (8.37)$$

$$T = \frac{T_1 m_1 + T_2 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{T_1 + T_2 n}{1 + n}, \quad (8.38)$$

де  $T_1, T_2, S_1, S_2$  – температури і масові частки відповідно холодного й теплого повітря,

$n = m_1 / m_2$  – показує, яка маса холодного повітря змішується з одиницею маси теплого повітря. Параметр  $n$  у формулах, що наводяться вище, невідомий і потребує визначення.

У реальній атмосфері конденсація водяної пари починається практично при досягненні стану насичення, отже, для питомої водності можна записати співвідношення

$$\delta_w = S - S_m(T, P), \quad (8.39)$$

де  $S_m(T, P)$  – масова частка насиченої пари при температурі  $T$  і атмосферному тиску  $P$ .

Будемо вважати, що процес відбувається ізобарично ( $P = const$ ).

Параметри  $S, T$  і відповідно питома водність  $\delta_w$  залежать від  $n$ . Будемо шукати таке  $n$ , щоб при характеристиках холодного ( $S_1, T_1$ ) і теплого ( $S_2, T_2$ ) повітря питома водність  $\delta_w$  досягала максимуму. Для цього запишемо похідну по  $n$  від формули (8.39) й прирівняємо її до нуля.

Будемо мати

$$\frac{dS}{dn} - \frac{dS_m}{dT} \cdot \frac{dT}{dn} = 0. \quad (8.40)$$

Очевидно,

$$\frac{dS}{dn} = \frac{S_2 - S_1}{(1 + n)^2}, \quad (8.41)$$

$$\frac{dT}{dn} = \frac{T_2 - T_1}{(1+n)^2}. \quad (8.42)$$

Крім того, записавши рівняння Клаузіуса-Клапейрона

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2}$$

й помноживши обидві його частини на множник  $\frac{0,622}{P}$ , отримаємо

$$\frac{dS_m}{dT} = \frac{B}{P}, \quad (8.43)$$

де

$$B[T] = \frac{0,622LE(T)}{R_n T^2}. \quad (8.44)$$

Підставимо формули (8.41), (8.42) і (8.43) у рівняння (8.40). Будемо мати після нескладних перетворень

$$B = P \frac{S_2 - S_1}{T_2 - T_1}. \quad (8.45)$$

Якщо температура суміші  $T$  відома, то можна з формули (8.38) легко знайти  $n$ .

Очевидно

$$n = \frac{T - T_1}{T_2 - T}. \quad (8.46)$$

Тепер треба підставити формулу (8.45), а також отримане значення для  $n$  у рівняння (8.39). Після нескладних перетворень отримаємо для питомої водності співвідношення

$$\delta_w = \frac{S_1(T_2 - T) + S_2(T - T_1)}{T_2 - T_1} - S_m(T, P). \quad (8.47)$$

Але з формули (8.45) випливає

$$S_2 = S_1 + \frac{B}{P}(T_2 - T_1). \quad (8.48)$$

Підставивши її до рівняння (8.47), прийдемо після нескладних перетворень до формули, що визначає питому водність у вигляді

$$\delta_w = S_1 + \frac{B}{P}(T - T_1) - S_m(T, P). \quad (8.49)$$

Очевидно,

$$S_1 = S_m(\tau_1, P) = 0,622 \frac{E(\tau_1)}{P}, \quad (8.50)$$

де  $\tau_1$  – точка роси холодного повітря.

Ураховуючи це, будемо мати для питомої водності

$$\delta_w = \frac{1}{P} \{ B(T - T_1) + 0,622 [E(\tau_1) - E(T)] \}. \quad (8.51)$$

Нехай при температурі  $T_1 = T_1^*$  холодного повітря при змішуванні з теплим повітрям водяна пара, що знаходиться у суміші, тільки досягає стану насичення, але конденсація пари ще не відбувається, тобто  $\delta_w = 0$ . Тоді

$$B(T - T_1^*) + 0,622 [E(\tau_1) - E(T)] = 0. \quad (8.52)$$

При  $T_1 < T_1^*$  ліва частина рівняння (8.51) буде більше від нуля, тобто будемо мати  $\delta_w > 0$ , що характеризує випадок утворення туману. При  $T_1 \geq T_1^*$  туман утворюватись не буде.

Рівняння (8.52) є трансцендентним, тому що від  $T_1^*$  залежить параметр  $B$ , а також температура суміші  $T$ . Розрахунки за цим рівнянням при різних значеннях  $T_1^*$ ,  $B(T)$  й  $\tau_1$  (різна комбінація їх характеризує умови утворення або відсутності туману змішування) представлені у вигляді номограми на рис. 8.8.

На ньому пунктирна крива відбиває залежність  $B$  від температури  $T$  суміші, яка визначається формулою (8.43). Суцільні криві є ізолініями точки роси ( $\tau_1, ^\circ\text{C}$ ) холодного повітря, за допомогою номограми при визначених  $B$  і  $\tau_1$  знаходимо температуру  $T_1^*$ , як точку перетину ізоліній  $B = \text{const}$  і  $\tau_1 = \text{const}$ , що забезпечує досягнення стану насичення у зоні змішування (наприклад, при  $B = 0,4 \text{ гПа} \cdot \text{K}^{-1}$  і  $\tau_1 = -10^\circ\text{C}$  температура  $T_1^* = 269\text{K} (-4^\circ\text{C})$ . Якщо  $T_1 < T_1^*$ , то відповідно до формул (8.50), (8.51)  $\delta_w > 0$ , тобто в зоні змішування виникне туман.



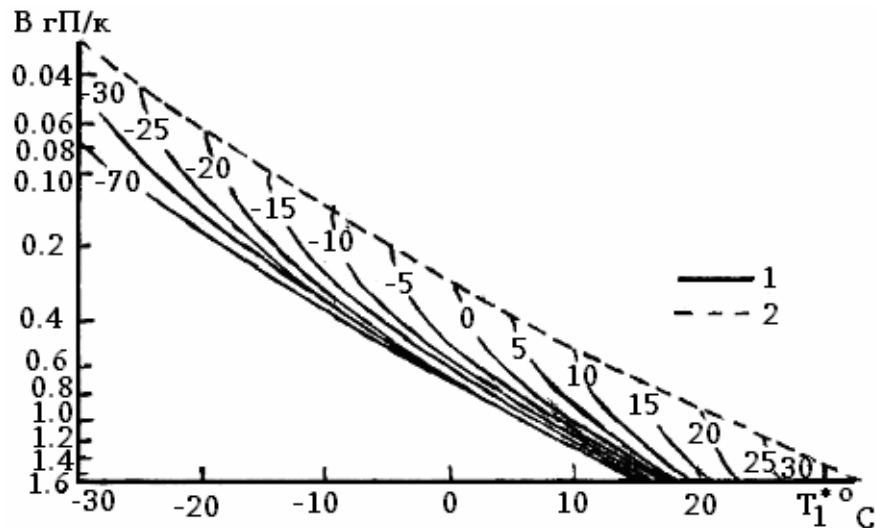


Рисунок 8.8 – Номограма для визначення умов утворення хмар і туманів змішування при додатних та помірно від'ємних температурах

Аналіз отриманих результатів показує, що конденсації водяної пари й збільшенню водності туману змішування сприяють:

- 1) зростання точки роси  $\tau_1$  і  $\tau_2$  при фіксованих температурах  $T_1$  і  $T_2$ ;
- 2) зниження температури холодного повітря  $T_1$  при фіксованих  $T_2$ ,  $\tau_1$  і  $\tau_2$ ;
- 3) зниження температури теплого повітря  $T_2$  при фіксованих  $T_1$ ,  $\tau_1$  і  $\tau_2$ .

Розглянута вище теорія пояснює й виникнення в процесі змішування не тільки туманів, а й хмар. Але при розгляданні процесу змішування у вертикальному напрямку суттєву роль може відігравати змінювання атмосферного тиску. У цьому разі кінетичні температури потрібно змінити на потенціальні.

#### 8.4.4 Тумани випаровування

Тумани випаровування виникають завдяки припливу водяної пари у повітря за рахунок випаровування води з теплої підстильної поверхні у відносно холодне повітря. Вони особливо часто утворюються над морями Арктики, де температура відкритої води значно вища, ніж температура льоду або снігу. Тому повітря, що переміщується над льодом або материком, при переході на водну поверхню є значно холоднішим від води. Під впливом інтенсивного випаровування з водної поверхні над ополонками виникає туман.

Необхідно мати на увазі, що холодне повітря знизу нагрівається від теплої підстильної поверхні й стає у нижній частині нестійким. Нестійкість

сприяє розвитку інтенсивного турбулентного переміщення і, таким чином, тепло – і вологообміну. Вище тонкого шару нестійкості зберігається інверсія, яка утворилася при переміщенні повітря над льодом або снігом. Під її впливом водяна пара затримується у підінверсійному шарі атмосфери й туман захоплює весь цей шар.

Випаровування води відіграє помітну роль в утворенні туману над озерами й річками восени, а також вночі, коли повітря при переміщенні з суші виявляється холоднішим від води. У цих випадках основним фактором є радіаційне вихолоджування повітря, а випаровування стає стимулюючим ефектом при туманоутворенні.

Процес утворення туману випаровування досліджувався й у лабораторних умовах. Було встановлено, що різниця температур  $\Delta T$  між повітрям й випарною поверхнею, яка необхідна для утворення туману, тим менша, чим більшою є відносна вологість повітря  $f$ . Ця залежність у кількісному виразі має такий вигляд:

$f, \%$	90-85	85-80	80	80-75	75-70
$\Delta T, ^\circ\text{C}$	8,6	9,7	10,3	12,6	14,5

Різниця температур залежить і від швидкості руху повітря  $v$  над поверхнею води.

Про характер цієї залежності можна отримати уявлення з табл. 8.4.

Таблиця 8.4 – Залежність різниці  $\Delta T$  від швидкості руху повітря

$f, \%$	$v, \text{м/с}$	$\Delta T, ^\circ\text{C}$	$f, \%$	$v, \text{м/с}$	$\Delta T, ^\circ\text{C}$
85-80	0,22	8,5	80-75	0,00	10,1
	0,35	9,3		0,22	10,0
	0,45	9,8		0,53	12,2
	0,52	10,3		0,71	12,8
	0,66	10,8			

Як видно,  $\Delta T$  зростає при зростанні швидкості руху повітря, що можна пояснити впливом переміщення, яке при більших значеннях  $v$  поширюється на шар більшої товщини.

## Контрольні запитання

1. Перелічіть чинники, які приводять до формування шаруватих хмар.
2. Що таке рівень конденсації і як його можна розрахувати?
3. З яких стадій складається термін життя купчасто-дощових хмар? Дайте їм характеристику.
4. Яка купчасто-дощова хмара називається монокомірковою й мультікомірковою?
5. Яка структура суперкоміркової купчасто-дощової хмари?
6. У якому фазовому стані можуть існувати хмари?
7. Як характеризуються спектри хмарних крапель?
8. Що таке концентрація крапель у хмарі?
9. Які типові значення концентрацій крапель?
10. Що називається водністю хмари, типовою водністю й льодністю?
11. Який вигляд мають вертикальні профілі водності у шаруватих та купчастих хмарах?
12. Якими величинами характеризуються опади? Дайте їм визначення.
13. Що таке коагуляція хмарних крапель?
14. За яким законом визначається усталена швидкість падіння крапель?
15. Що таке коефіцієнт зіткнення крапель?
16. Що таке коефіцієнт коагуляції?
17. Що таке коефіцієнт захоплення?
18. Від яких параметрів кристалів залежить коагуляційне зростання кристалів?
19. Поясніть фізичний процес зростання кристалів у переохолодженій хмарі, яка знаходиться у змішаній фазі.
20. Які види опадів ви знаєте за відомими класифікаціями?
21. Дайте визначення туману.
22. Які тумани називають адвективними?
23. Які фактори обумовлюють утворення радіаційних туманів?
24. Як утворюються тумани змішування?
25. Як виникають тумани випаровування?

## ІХ СИНОПТИЧНА МЕТЕОРОЛОГІЯ

### 9.1 Предмет синоптичної метеорології

#### 9.1.1 Синоптичний метод

Синоптична метеорологія (скорочено – синоптика) – є одним з розділів метеорології, який, виникнувши в другій половині ХІХ століття, відокремився у велику самостійну дисципліну, як за предметом, так і за методом дослідження. *Синоптичною метеорологією* називається наука про фізичні процеси, які обумовлюють умови погоди та їхні зміни на великих географічних просторах з метою їх прогнозування. Причинами зміни погодних умов є певні фізичні, насамперед динамічні і термодинамічні процеси, які відбуваються в земній атмосфері. Тому можна сказати, що синоптична метеорологія це наука, яка вивчає закономірності розвитку атмосферних процесів з метою прогнозування (прогнозу) погоди.

*Погодою* називається фізичний стан атмосфери в конкретний момент або проміжок часу над будь-яким географічним пунктом або географічним районом, територією. Погода характеризується сукупністю значень метеорологічних величин, тобто характеристик стану атмосфери найважливішими з яких є атмосферний тиск, температура і вологість повітря, швидкість та напрям вітру та кількісні характеристики *атмосферних явищ* – хмарності, атмосферних опадів, і особливих явищ, таких як туман, гроза, хуртовина, пилова (піщана) буря тощо. Таким чином, *погоду* можна визначити як послідовну зміну значень метеорологічних величин, які відчутно впливають на життя і господарську діяльність людини. Прогнози погоди є прикладом наукового передбачення, яке можливо тільки тоді, коли достовірно відомі фізичні закономірності виникнення і розвитку явищ і процесів, що прогнозуються.

Ці процеси вивчаються в конкретних, географічно обумовлених формах і в тісному зв'язку з географічною обстановкою. В цьому відмінність синоптики від динамічної метеорології, яка встановлює загальні закони динаміки і термодинаміки атмосфери. Висновки динамічної метеорології використовуються в синоптичній метеорології як найбільш загальна база для пояснення досліджуваних процесів.

Зміни погоди можна передбачати, як правило, на основі вивчення розподілу метеорологічних величин над географічними районами глобального масштабу, тобто такими районами, які характеризуються порівняно однорідними погодними умовами або їх різкими змінами. Ці розміри коливаються від  $10^3$  до  $10^4$  км і порівнянні з розмірами океанів і континентів. Вертикальний масштаб атмосферних процесів, розглянутих в синоптичній метеорології, складає  $1\div 10$  км, що відноситься до тонкого шару атмосфери –

тропосфери. Часовий масштаб, обумовлений тривалістю існування зазначених просторових зон, укладається в інтервалі від декількох годин до декількох діб.

Характер атмосферних процесів суттєво залежить від особливостей радіаційних процесів в конкретному географічному районі, які пов'язані в основному з його географічною широтою, характером підстильної поверхні, орографії регіону і т.д. Істотно по-різному, як буде показано далі, розвиваються атмосферні процеси над акваторією океанів і над внутрішньоконтинентальними районами, над рівнинними і гірськими областями.

Необхідність дослідження процесів над великою територією обумовлюється ще й тим, що на погодні умови впливають великомасштабні атмосферні утворення та рухи. За добу в район прогнозування може прийти атмосферне повітря, яке знаходилося від нього у момент складання прогнозу за 1000 км і більше.

*Прогнози погоди* підрозділяються на: *короткострокові* – прогножуються погодні умови на термін до 5 діб; *середньострокові* – на термін від 5 до 10 діб; та *довгострокові* – на термін більше 10 діб, в т.ч. на місяць, сезон. Методи довгострокових прогнозів істотно відрізняються від методів короткострокових прогнозів, але також значною мірою базуються на результатах синоптичної метеорології.

В наш час існують такі методи короткострокового прогнозу погоди:

- *синоптичний*, заснований на аналізі карт погоди та якісно-фізичних висновках з цього аналізу (прогнози розвитку метеорологічних процесів та пов'язаних з ними умов погоди);
- *числовий* (гідродинамічний), заснований на розв'язанні рівнянь гідротермодинаміки з використанням ЕОМ;
- *фізико-статистичний*, заснований на статистичних закономірностях змін погоди і обчисленні імовірності тих або інших її характеристик.

Всі перераховані методи доповнюють один одного. Вони використовуються комплексно з урахуванням переваг і недоліків кожного з них.

Для *аналізу* погоди в глобальному масштабі використовуються географічні карти з нанесеними спеціальними умовними знаками і цифрами значеннями метеорологічних величин, а також особливі явища погоди, зафіксовані в єдиний момент часу на мережі метеостанцій для географічного регіону, який розглядається. Такі карти одержали назву *синоптичних карт* або карт погоди.

Кarti погоди складаються як за даними спостереження біля поверхні Землі, так і за аерологічними спостереженнями для різних рівнів або поверхонь. Це дозволяє проводити тривимірний аналіз. За допомогою цих карт можна виявити фізичні закономірності розвитку атмосферних процесів.

Метод вивчення і прогнозування погоди, заснований на аналізі синоптичних карт, називається *синоптичним методом*.

Будучи географічним за формою, цей метод має глибоку фізичну сутність: він дозволяє на основі законів фізики атмосфери досліджувати і виявляти причини та закономірності зміни погоди.

Синоптичний метод постійно розвивається і удосконалюється, при цьому відбувається перехід від якісних форм аналізу і прогнозу до кількісних.

Основним прийомом синоптичного методу є зіставлення характеристик погоди, нанесених на карти погоди. При цьому зіставляються:

- значення однієї і тієї же метеорологічної величини в різних пунктах, на різних висотах за той самий момент часу;
- значення різних метеорологічних величин у тому самому пункті, у різних пунктах і на різних висотах за той самий момент часу;
- значення одного або різних метеорологічних величин у послідовні моменти часу як в одному, так і в різних пунктах.

Основними принципами синоптичного методу є:

- комплексність аналізу. Характеристики погоди аналізуються в комплексі з урахуванням їхнього взаємозв'язку і взаємообумовленості;
- тривимірність аналізу. Розглядаються властивості атмосфери в горизонтальній площині від поверхні Землі до тропосфери і в нижній частині стратосфери;
- історична послідовність аналізу. Проводиться погодженість аналізу даної і попередньої карти, не повинна порушуватися логічна послідовність розвитку атмосферних процесів.

Найважливішими достоїнствами синоптичного методу є його наочність і оперативність.

Синоптичний метод дозволяє більш-менш успішно переборювати труднощі, пов'язані з нестачею метеорологічної інформації, її переривчастістю в просторі і в часі. Це досягається шляхом інтерполяції – знаходження проміжних значень метеорологічних величин і екстраполяції – знаходження передбачуваного значення метеорологічних величини за межами області, де значення цього елемента відомі. Інтерполяція і екстраполяція здійснюються як в просторі, так і в часі.

Специфіка синоптичного методу полягає в тому, що він пристосований до аналізу великомасштабних атмосферних процесів або, як то кажуть, процесів синоптичного масштабу (сотні і тисячі км по горизонталі).

Для аналізу процесів (зливи, грози, град тощо), які охоплюють за площею усього декілька десятків квадратних кілометрів, необхідна дуже

густа мережа станцій з великою частотою спостережень, що практично не здійснено. У зв'язку з цим для спостереження за такими процесами використовують додаткові засоби, такі як метеорологічні радіолокаційні станції і метеорологічні штучні супутники Землі (ШСЗ) з апаратурою високого дозволу.

Прогнози погоди відносяться до категорії найскладніших і важких наукових прогнозів, оскільки чіткої закономірності в розвитку атмосферних процесів немає, зміни погоди залежать від дуже багатьох чинників:

- неперіодичні зміни погоди, пов'язані з циркуляційними чинниками, з розвитком і переміщенням циклонів, антициклонів, повітряних мас, атмосферних фронтів;
- трансформаційні чинники, які обумовлюють зміну властивостей повітряних мас під впливом взаємодії з підстильною поверхнею, зміни припливу променистої енергії і вертикальних рухів. Різновидом є періодичні зміни: добовий і річний хід метеорологічних величин;
- місцеві фактори.

### 9.1.2 Метеорологічна інформація

Метеорологічною інформацією називається сукупність відомостей про стан атмосфери або про стан окремих метеорологічних величин.

Розрізняють два види метеорологічної інформації:

- *первинну інформацію* – про поточну погоду, яка безпосередньо одержується в результаті метеорологічних спостережень;
- *вторинну інформацію* – про погоду, що спостерігалася, у вигляді різних зведень, синоптичних карт, аерологічних діаграм, вертикальних розрізів, знімків метеорологічних супутників.

При вирішенні задачі формування метеорологічних прогнозів атмосфера повинна розглядатися як складна фізична система, стан якої характеризується рядом величин, які розглядаються у комплексі. Більшість цих величин вимірюється безпосередньо або визначається візуально, деякі ж з них можна одержати тільки шляхом розрахунків.

Досить істотним для служби погоди є визначення оптимальної частоти і щільності спостережень. При складанні короткострокових метеорологічних прогнозів (1 - 5 діб) необхідні дані з площі не менше  $10^7$  кв. км при щільності вимірювань 200 - 300 км і частоті 4 - 6 разів за добу.

Правильність синоптичного аналізу і успішність прогнозів залежить від якості і своєчасності надходження інформації, а також виконання вимог, що ставляться до інформації, яка повинна бути глобальною, тривимірною, синхронною, регулярною і оперативною.

У зв'язку з цим у службі погоди, як в окремих державах, так і в міжнародному масштабі, створені і постійно удосконалюються *системи одержання метеорологічної інформації*, а саме:

- наземна мережа – синоптичні і аерологічні станції;
- суднові, стаціонарні і дрейфуючі автоматичні буйкові морські гідрометеостанції;
- метеорологічні радіолокаційні станції;
- космічна система;
- авіаційна розвідка.

Системи одержання первинної метеоінформації дають дискретні або безперервні розподіли в часі і просторі значень багатьох характеристик атмосфери. Ці розподіли, тобто поля метеорологічних величин і явищ, можуть бути описані різними способами: словесно, таблично, графічно і аналітично. Для аналізу атмосферних процесів і прогнозу погоди використовуються різні засоби, більш наочним і зручним є графічне подання первинної метеоінформації у вигляді карт, графіків, розрізів, діаграм.

Найбільш інформативними є приземні синоптичні карти, оскільки за даними спостережень за основні терміни (00, 06, 12 і 18 год гринвіцького середнього часу) наноситься великий комплекс метеорологічних величин і явищ погоди. Залежно від призначення складаються карти півкуль (усієї земної кулі), частини континенту або океанів (основні карти), декількох адміністративних районів (*кільцівки*).

Для аналізу стану полів метеорологічних величин на різних висотах за даними вертикального зондування атмосфери складаються висотні карти погоди – карти топографії поверхні рівних значень метеорологічної величини. Ці карти можна складати для будь-яких метеорологічних величин, але практично вони будуються тільки для ізобаричних поверхонь і називаються картами баричної топографії.

Кarti баричної топографії підрозділяються на карти абсолютної топографії (АТ) і відносної топографії (ВТ).

*Карта абсолютної топографії* (АТ) є картою висот даної ізобаричної поверхні  $p = \text{const}$  над рівнем моря. При цьому як вертикальна координата використовується не лінійна, а геопотенціальна висота  $H$ , вимірювана в геопотенціальних метрах (гп. м).

Кarti абсолютної топографії прийнято позначати –  $AT_p$ , символ унизу вказує тиск у гектопаскалях даної ізобаричної поверхні, наприклад  $AT_{700}$ . Областям з високим положенням ізобаричних поверхонь відповідає більш високий тиск, а з низьким – нижчий тиск. Таким чином, карта АТ характеризує стан баричного поля. Крім геопотенціальних висот на карти баричної топографії наносять температуру, дефіцит точки роси і напрямок вітру на



даній ізобаричній поверхні. *Ізогіпси* – лінії рівних висот ізобаричної поверхні на картах АТ проводять через 40 гп. м, що відповідає поблизу моря перепадові тиску приблизно 5 гПа.

В наш час в оперативній роботі служби погоди використовуються карти АТ<sub>850</sub>, АТ<sub>700</sub>, АТ<sub>500</sub>, АТ<sub>400</sub>, АТ<sub>300</sub>, АТ<sub>200</sub>, АТ<sub>100</sub>, АТ<sub>50</sub>.

Таблиця 9.1 – *Наближені висоти основних ізобаричних поверхонь*

$P$ , гПа	1000	850	700	500	400	300	200	150	100	50	30	20	10
$H$ , км	0	1,5	3	5,5	7	9	12	14	16	20	24	28	32

Поряд з картами АТ будують *карти відносної топографії* (ВТ), тобто карти товщини шару між головними ізобаричними поверхнями. Найбільш поширеною є карта товщини шару між ізобаричними поверхнями 1000 і 500 гПа, тобто є картою різниці висот ізобаричної поверхні 500 гПа над поверхнею 1000 гПа, наприклад ВТ<sub>1000</sub><sup>500</sup>. У холодній, більш густій повітряній масі, тиск з висотою знижується швидше ніж в теплій. Відповідно в холодній масі товщина шару  $H_{1000}^{500}$  менша ніж в теплій, тобто величина  $H_{1000}^{500}$  прямо пропорційна середній температурі шару  $\bar{T}$ . Тому карта відносної топографії еквівалентна карті розподілу температури шару між ізобаричними поверхнями 500 і 1000 гПа. Ізогіпси відносної топографії еквівалентні ізотермам середньої температури шару, при цьому проведення ізогіпс на карті через 40 гп. м (4 гп. дам) рівносильне проведенню ізотерм середньої температури через 2 К.

### 9.1.3 Основні поняття синоптичної метеорології

Погода і її зміни пов'язані в першу чергу з атмосферною циркуляцією – сукупністю повітряних течій синоптичного масштабу. При всій складності атмосферної циркуляції в ній можна виділити визначені структурні елементи – баричні системи, атмосферні фронти і повітряні маси. Саме ці елементи є основними об'єктами синоптичного аналізу, тому їх називають синоптичними об'єктами. Дамо коротку характеристику кожному з об'єктів.

*Баричними системами* називаються області зниженого і підвищеного атмосферного тиску, які утворюються у зв'язку з неоднорідністю його розподілу. Оскільки поле тиску тісно пов'язано з полем вітру, баричні системи мають характерний розподіл повітряних течій. Сукупність баричних систем утворює баричний рельєф. Баричні системи виявляються на картах по-

годи шляхом проведення ізоліній  $p = const$ , названих ізобарами. До областей зниженого тиску відносяться циклони і улоговини, до областей підвищеного тиску – антициклони і гребені (відроги).

**Циклон** – область зниженого тиску з мінімальним його значенням в центрі. Ізобаричні поверхні в циклоні знижуються від периферії до центра, тобто мають вигляд неправильної лійки, оберненої опуклістю вниз. Ізобари в циклоні замкнуті, форма їх різна. Найчастіше ця форма близька до овальної. Діаметр циклону досягає 100 - 3000 км, вертикальна потужність – 15- 20 км. Тиск в центрі циклону в помірних широтах міняється від 950 до 1030 гПа. У середньому тиск в центрі циклону (глибина циклону) складає 1000 гПа. Циклони, що виникають в тропіках, мають тиск в центрі 900 гПа і нижчий. Циклону властива своя система повітряних течій. У полі течій (поле вітру) циклон – гігантський вихор. В шарі тертя центр циклону є точкою збіжності повітряних течій, тобто поле руху складається з двох простих полів: кругового (в північній півкулі проти годинникової стрілки, в південному – за годинниковою стрілкою) і стоку. У вільній атмосфері вітер близький до градієнтного, тобто лінії течій майже співпадають з ізобарами (ізогіпсами). У циклоні переважають висхідні рухи повітря і хмарна, з опадами погода.

**Улоговина** – область зниженого тиску, розташована між двома областями підвищеного тиску. Часто – це витягнута периферія циклону. Лінія в області улоговини, що представляє геометричне місце точок із зниженим тиском, називається віссю. Ізобаричні поверхні в улоговині опускаються від периферії до осі, тобто мають вигляд лотка, поверненого опуклою частиною вниз. Поле повітряних течій в улоговині має циклонічний характер, причому в шарі тертя вісь улоговини є лінією збіжності повітряних течій. В улоговині переважають висхідні рухи повітря і хмарна, з опадами погода.

**Антициклон** – область підвищеного тиску з максимальним його значенням у центрі. Ізобари в антициклоні замкнуті. Ізобаричні поверхні підіймаються від периферії до центра і мають вигляд неправильного купола. Розміри антициклону порівнянні з розмірами циклону. Антициклон – гігантський повітряний вихор з циркуляцією в північній півкулі за годинниковою стрілкою, а в південній – проти годинникової стрілки. У шарі тертя центр антициклону – точка розбіжності ліній струму. У вільній атмосфері лінії течій майже співпадають з ізобарами. В антициклоні переважають низхідні рухи повітря і малохмарна погода.

**Гребінь** – область підвищеного тиску між двома областями зниженого тиску. Часто – це витягнута периферійна частина антициклону. Лінія в області гребеня, що представляє геометричне місце точок з найбільшим тиском, називається віссю гребеня. Ізобаричні поверхні підіймаються від периферії до осі гребеня, мають вигляд лотка, поверненого опуклою части-

ною вверх. У шарі тертя вісь гребеня є лінією розбіжності повітряних течій. У гребені переважають низхідні рухи повітря і малохмарна погода.

**Відріг** – сильно розвинений гребінь часто із самостійною замкнутою ізобарою.

**Сідловина** – область, розташована між двома навхрест лежачими циклонами і двома антициклонами. Ізобаричні поверхні мають вигляд сідла – вони підіймаються у бік антициклонів і знижуються у бік циклонів. Для сідловини характерні слабкі вітри.

*Повітряними масами* називають величезні об'єми тропосферного повітря, сумірні з великими частинами материків та океанів, фізичні властивості яких відносно однорідні по горизонталі й характеризуються однаковими закономірностями зміни фізичних властивостей по вертикалі. Повітряні маси, виникають та деякий час знаходяться над визначеним географічним районом, який називається осередком їхнього формування, набувають фізичних властивостей, характерних саме для цього району, тобто характерний горизонтальний і вертикальний розподіл температури і вологості, поля хмарності і опадів, особливі явища і т.д.

*Атмосферний фронт* – це вузька перехідна зона між двома суміжними повітряними масами, яка характеризується великими градієнтами метеорологічних величин, при переході через яку відбувається різка зміна метеорологічних величин.

## 9.2 Повітряні маси

### 9.2.1 Визначення й умови формування повітряних мас

Багаторічні метеорологічні спостереження показують, що сталий тип погоди має чітко виражену тенденцію до збереження протягом декількох днів. Імовірність його зміни приблизно в 3-5 разів менша, ніж його збереження. При цьому звичайно атмосфера знаходиться в русі. Якщо швидкість переносу повітря (вітру) 10 м/с, то через 4 доби на станцію надійде повітря, яке знаходилося раніше на відстані 3 - 4 тис. км, але погодні умови, які воно формує, схожі на ті, які спостерігалися там навіть 4 доби тому. Тобто можна вважати, що на протязі декількох діб умови погоди на даній території формує одна повітряна маса.

Тобто, у тропосфері існують великі маси повітря, порівнянні за розмірами з великими частинами материків і океанів, що характеризуються визначеними загальними погодними характеристиками і тривалий час переміщуються як єдине ціле з якою-небудь течією загальної циркуляції атмосфери.

Розміри повітряних мас у горизонтальному напрямку складають тисячі кілометрів, нерідко такий континент як Європа або такі великі регіони як Середня Азія, Східний Сибір бувають зайняті однієї і тією ж повітряною масою (ПМ). Вертикальна довжина повітряних мас звичайно вимірюється декількома кілометрами, але частіше вона простягається на всю тропосферу. Іноді над однією повітряною масою розташовується інша, як правило, потенційно більш тепла.

Для ПМ характерні невеликі значення горизонтальних градієнтів таких метеорологічних величин як температура і вологість. Звичайно в межах однієї ПМ температура змінюється на 5- 7°C на відстані 1000 км, а масова частка водяної пари – на 2 - 3 г/кг.

Перехідна зона між суміжними ПМ може бути досить широкою (200 - 500 км). Якщо в такій перехідній зоні горизонтальні градієнти температури великі (10 - 15°C на 100 - 150 км), то вона називається *фронтальною зоною*. На приземних картах погоди, з огляду на їхній масштаб, перехідну зону проводять лінією і називають *лінією атмосферного фронту* (АФ) або *лінією фронту*. Горизонтальна довжина фронтальних зон вимірюється тисячами кілометрів. Ширина перехідної зони поблизу поверхні Землі складає кілька десятків, у вільній атмосфері вона збільшується до сотень кілометрів. Усе, що стосується АФ, будемо розглядати докладно пізніше.

Поняття однорідності властивостей ПМ не є абсолютним, тому що підстильна поверхня, над якою переміщується ПМ, неоднорідна, не однаковий приплив сонячної радіації в її північних і південних частинах, існують розходження в кількості і формі хмар тощо. Однак відмінностей, з якими доводиться зустрічатися при порівнянні властивостей різних частин ПМ, істотно менше ніж відмінностей у властивостях двох суміжних ПМ.

Район, у якому повітря набуває властивостей єдиної ПМ, називають *осередком формування ПМ*. Формування ПМ відбувається в результаті впливу на неї фізико-географічних особливостей району її формування й, у першу чергу, в результаті впливу підстильної поверхні. Ці райони можуть знаходитися в географічних зонах з різною величиною припливу сонячної радіації, з різною фактичною температурою підстильної поверхні, залежною від її характеру (суша, море, крижане плато, пустеля тощо), з різним рельєфом. Усе це обумовлює розходження температурних і вологих характеристик ПМ, які формуються в різних районах.

Для набуття однорідних властивостей ПМ потрібен тривалий час, щоб знаходитися або циркулювати у районі формування, або тривалий час переміщуватися над однорідною підстильною поверхнею. Це забезпечує схожість впливу на повітря, яке знаходиться над різними частинами географічного району, і формування малоградієнтних метеорологічних полів синоптичного масштабу.

Таке буває тільки при сприятливих умовах атмосферної циркуляції, які забезпечують порівняно тривале, до 5 - 7 діб і більше (у залежності від вихідного стану ПМ), перебування повітря на території району формування. Такі умови утворюються у великих малорухомих і малоградієнтних баричних полях, які можна розглядати як синоптичні райони формування ПМ. В областях зниженого тиску умови для формування ПМ не сприятливі, тому що характерна для них конвергенція повітряних течій приводить до загострення в деяких їхніх частинах контрастів температури і вологості, що спричиняє утворення хмарності і опадів. Тобто у межах циклону виникають області з різним радіаційним режимом, з різним зволоженням ґрунту і повітря тощо. Ці області через особливості структури полів повітряних течій не можуть бути однорідними, тобто не можуть бути синоптичними районами формування ПМ. Виняток складають малорухомі («розмиті») циклони і великі депресії термічного походження, що виникають над нагрітими ділянками суші. У таких депресіях формуються ПМ над пустелями Середньої Азії і степами Казахстану.

Найбільшого ефекту процес формування ПМ досягає при збігу географічного і синоптичного районів формування ПМ.

У процесі формування ПМ повітря поступово набуває температури, вологості і інших властивостей, характерних для погодних умов у даному районі, синоптичному об'єкті, сезоні. Процес формування ПМ вважається закінченим, коли середня добова температура повітря біля земної поверхні практично перестає змінюватися.

Задача синоптичного аналізу полягає в тім, щоб виявити фізичні властивості будь-якої ПМ у будь-якій стадії її розвитку і визначити наступні зміни погоди, як результат переміщення й еволюції ПМ, а також їхньої взаємодії між собою.

### **9.2.2 Трансформаційні зміни властивостей повітряних мас**

При зміні циркуляційних умов у географічному районі формування ПМ вона, як єдине ціле, починає зміщатися. У результаті її зближення і взаємодії із суміжними ПМ виникають фронтальні зони зі специфічними погодними умовами, які визначаються характеристиками взаємодіючих ПМ. При переміщенні ПМ безупинно змінює свої властивості внаслідок взаємодії з підстильною поверхнею і під впливом радіаційних факторів, що змінюються. Цей процес еволюції, який має назву «*трансформації*» ПМ, продовжується доти, поки вона не набуває нових властивостей, характерних для даних умов. У результаті може сформуватися ПМ іншого типу. Тим самим ПМ формуються безупинно в будь-якому географічному районі при будь-яких умовах циркуляції, а не тільки у визначених районах. Одночасно існує декілька ПМ, що характеризуються різними властивостями,

тобто різними умовами погоди. При цьому одні маси перебувають в стані рівноваги, інші зазнають трансформації.

Усі характеристики ПМ постійно змінюються, тобто усі ПМ постійно трансформуються. Фізичними причинами трансформації ПМ є:

- взаємодія ПМ з підстильною поверхнею, над якою вона знаходиться. Як було показано у п. 7.4.1 ця взаємодія здійснюється завдяки турбулентним потокам імпульсу, тепла та вологи;
- радіаційний приплив (відплив) тепла;
- приплив (відплив) тепла та вологи за рахунок процесів фазових переходів та опадоутворення.

Прийнято розрізняти *абсолютну* і *відносну трансформацію*. Якщо ПМ у процесі трансформації набула властивостей ПМ іншого типу, то така трансформація називається абсолютною. Прикладом може бути трансформація арктичного повітря влітку в континентальне або в помірне повітря, трансформація теплого нестійкого повітря при переході взимку з океану на сушу в тепле стійке. Зміна властивостей ПМ у межах діапазону їхніх змін, характерних для даного типу ПМ, називається відносною трансформацією.

*Швидкість трансформації*, тобто зміна характеристик ПМ в одиницю часу, залежить від того, наскільки сильно ці характеристики відрізняються від рівноважних значень, типових для району, у який ця маса перемістилася. У перші дні після надходження в новий район швидкість трансформації ПМ максимальна, потім вона поступово зменшується.

Умови трансформації ПМ над сушею і морем різні. Влітку над сушею найбільшу інтенсивність має трансформація холодного повітря, причому швидкість трансформації залежить від різниці температур між приземним шаром повітря і підстильною поверхнею. Зміни температури при трансформації теплої повітряної маси взимку над континентом поширюються на всю нижню частину тропосфери і за своїми значеннями цілком порівнянні зі змінами температури холодної маси над континентом влітку.

Умови трансформації ПМ над океаном відрізняються від умов їхньої трансформації над сушею стабільністю напрямку переносу тепла. Це пов'язано з тим, що температура поверхні океану в зв'язку з великою теплоємністю води і вільним обміном з більш низькими шарами змінюється дуже повільно. Тому протягом доби потік тепла спрямовано від океану до атмосфери, якщо повітряна маса холодна, або від атмосфери до океану, якщо повітряна маса тепла. У зв'язку з цим швидкість трансформації ПМ над океанами в середньому більша ніж над сушею.

Взимку при наявності снігового покриву, відносно холодна повітряна маса, яка надійшла на територію регіону, часто продовжує охолоджувати-

ся, особливо сильно в нічний час, іноді в перші дві-три ночі температура може знижуватися на 10 - 15°C.

При трансформації збільшується термічна стійкість атмосфери. Трансформація практично закінчується на 5 - 6 добу як за температурним, так і за вологим режимами.

### **9.2.3 Термодинамічна класифікація повітряних мас**

В основу термодинамічної класифікації покладені результати тривимірного аналізу поля температури. Усі ПМ поділяються на теплі, холодні і нейтральні.

При ідентифікації ПМ провадиться порівняння її вимірної температури з рівноважною, тобто з температурою, яка відповідає умовам радіаційного і теплового балансу території, над якою вона знаходиться. ПМ є теплою, якщо її температура вища за рівноважну, і холодною, якщо її температура нижча за рівноважну. Нейтральною є ПМ, температура якої близька до рівноважної. Оскільки рівноважна температура міняється в залежності від широти місця, характеру підстильної поверхні і інших причин, то одна і та ж повітряна маса в одному районі може вважатися теплою, а в іншому – холодною.

У практиці синоптичного аналізу температура ПМ порівнюється не з рівноважною, а з температурою суміжної ПМ. Повітряну масу, температура якої вища за температуру суміжної маси, називають теплою.

Для врахування особливостей вертикального розподілу температури вводяться поняття стійкої і нестійкої повітряних мас.

Абсолютно стійкою вважається ПМ, в основній товщі якої вертикальний градієнт температури менший за вологоадіабатичний. Абсолютно нестійкою називається ПМ, в якій вертикальний градієнт температури більший за сухоадіабатичний. При вертикальному градієнті температури більшому за вологоадіабатичний і меншому за сухоадіабатичний ПМ називають умовно нестійкими або умовно стійкими відносно критичних градієнтів.

Отже, з урахуванням особливостей горизонтальної і вертикальної зміни температури і синоптичного підходу до розподілу ПМ на теплі і холодні, усі ПМ можна розділити на наступні типи: тепла стійка (ТСПМ), тепла нестійка (ТНПМ), холодно-умовна (ХУПМ), холодна нестійка (ХНПМ), нейтрально-умовна (НУПМ), нейтрально-нестійка (ННПМ).

Теплі стійкі ПМ над материками спостерігаються, як правило, у холодну частину року, коли з теплих океанів маси морського помірного і тропічного повітря переміщуються на континент, втрачають тепло на нагрівання підстильної поверхні і стають термічно стійкими. При цьому в гранич-

ному шарі, безпосередньо від підстильної поверхні встановлюється інверсія температури.

#### 9.2.4 Географічна класифікація повітряних мас

Як було показано вище, властивості повітряної маси (ПМ) у значній мірі визначаються положенням району її формування. З урахуванням цієї обставини побудована географічна класифікація ПМ. Відповідно до неї усі ПМ можуть бути поділені на типи за тими широтними зонами, у яких знаходяться райони їхнього формування. Основними типами є:

- арктичне (у південній півкулі – антарктичне) повітря (АП);
- повітря помірних широт або помірне повітря (ПП);
- тропічне повітря (ТП);
- екваторіальне повітря (ЕП).

Кожна з повітряних мас, крім екваторіальної, може бути в залежності від характеру підстильної поверхні району її формування *морською* (м) або *континентальною* (к). Наприклад, помірне повітря може бути морським (мПП) і континентальним (кПП). Іноді помірне повітря називають полярним. За класифікацією ВМО полярним називається повітря, яке включає в себе арктичне і холодне помірне повітря, а тропічним – тропічне і тепле помірне повітря, екваторіальне відповідає морському тропічному повітрю (мТП). Термін «екваторіальне повітря» практично вийшов із вживання, оскільки між ним і ТП відсутні істотні температурні розходження.

У ряді випадків при аналізі конкретних синоптичних процесів уточнюється положення районів формування повітряної маси, яка бере участь у цих процесах: сибірське помірне континентальне повітря, середземноморське тропічне повітря і т.д.

Географічний тип ПМ може бути визначений шляхом простежування її руху з району формування, який відповідає даному типу. У більшості випадків, однак, тип ПМ вдається встановити на основі даних про типові значення характеристик ПМ, отриманих для окремих регіонів.

Серед характеристик ПМ існують консервативні, тобто такі, які мало міняються в добовому ході або при вертикальних переміщеннях повітряних частинок. Найбільш консервативні – це псевдопотенціальна температура і масова частка водяної пари повітря до початку конденсації водяної пари. Досить консервативні потенціальна температура і температура вище шару тертя, абсолютна вологість і точка роси, дальність видимості до початку конденсації водяної пари. До неконсервативних відносяться температура і відносна вологість у приземному шарі. Ці метеовеличини мають найбільш виражений добовий хід. Консервативні характеристики викорис-



туються для оцінки еволюції ПМ протягом декількох діб і на різних рівнях, а також для об'єктивного зіставлення властивостей ПМ.

Істотні відмінності існують в значеннях псевдопотенціальної температури на всіх висотах в арктичному, помірному і тропічному повітрі. Різниця між псевдопотенціальними температурами в арктичному і помірному повітрі, а також у помірному і тропічному повітрі на усіх висотах, як правило, перевищує 15°C. Вертикальні профілі псевдопотенціальної температури показують, що влітку всі ПМ у граничному шарі стратифіковані нестійко. Однак арктичне і континентальне помірне повітря вище від граничного шару стратифіковане вже стійко, тоді як морське помірне і континентальне тропічне повітря залишаються нестійкими до висоти 3 - 3,5 км.

Разом з тим варто мати на увазі, що при переміщенні ПМ із району формування відбувається її безупинна трансформація, що призводить до значних змін у розподілі метеовеличин по вертикалі. Особливо великі зміни характеристик існують у приземному шарі.

В наш час географічна класифікація ПМ використовується при складанні кліматичних описів і довідок, при описі розвитку синоптичних процесів, при аналізі різких змін погоди, пов'язаних із вторгненням у регіон сильно контрастних ПМ. При розробці короткострокових прогнозів погоди інженеру-синоптику доводиться враховувати не стільки географічний тип повітряної маси, скільки її реальний стан як основу для побудови прогностичних висновків.

### **9.2.5 Орографічні впливи на характеристики повітряних мас**

Найбільший вплив на характеристики ПМ справляють гори. Вони можуть загальмувати рух ПМ, особливо тих, вертикальна товщина яких мала, змінювати напрямок їхнього руху або приводити до ефектів, пов'язаних з перевалюванням ПМ через гірські хребти.

Широтно розташовані хребти (Кримські і Кавказькі) перешкоджають проникненню холодних мас з півночі на південні схили, що обумовлює більш м'який клімат на південних схилах порівняно з північними. Повітряна маса, наближуючись до гірського хребта, починає зазнавати вимушеного підйому вздовж схилу, з'являються висхідні рухи, що обумовлює формування хмар і випадання облогових опадів. На підвітряній стороні виникають низхідні рухи, унаслідок чого повітряна маса адіабатично нагрівається і віддаляється від стану насичення.

На фіксованому рівні вітер над рівниною сильніший ніж поблизу схилу. Над вершиною гори, через згущення ліній течій, швидкість вітру більша ніж над рівниною. Тут швидкості вітру, також як на перевалах і в ущелинах, можуть досягати дуже великих значень.

При зміні напрямку переміщення під впливом гірського хребта ПМ попадає в нові рівноважні умови, що позначається на швидкості і напрямку її трансформації, це може бути визначено на основі знань конкретних місцевих умов.

## **9.3 Атмосферні фронти**

### **9.3.1 Визначення та основні властивості**

Атмосферними фронтами (АФ) називають особливі вузькі перехідні зони між суміжними повітряними масами (ПМ), які характеризуються різними змінами метеорологічних величин, а отже і погоди. Якщо в самих повітряних масах температура по горизонталі змінюється повільно (поступово), то в зоні АФ вона змінюється різко (стрибкоподібно).

АФ – тривимірний об'єкт, він нахилений під гострим кутом до горизонту таким чином, що холодне повітря у вигляді клина розташовується під теплом. У приземному шарі ширина перехідної зони, яка ототожнюється з АФ, звичайно не перевищує 100 км. При прийнятому масштабі карт погоди атмосферний фронт позначається лінією. У вертикальній площині товщина перехідної зони не перевищує 1 км. Перехідний шар можна представити як поверхню, яка називається фронтальною. Кут нахилу фронтальної поверхні до горизонту не перевищує  $1^\circ$ .

Виникнення і існування фронтів, які спостерігаються протягом декількох діб, можливо тільки в області збіжності повітряних течій, які забезпечують зближення різнорідних за своїми характеристиками повітряних мас.

Атмосферні фронти звичайно пов'язані з циклонами і улоговинами, тому що саме тут відзначаються великі контрасти метеорологічних величин і, насамперед, температури. Ширина фронтального шару тим менша, чим інтенсивніше йде процес збіжності (конвергенції) повітряних течій, а оскільки конвергенція краще виявляється у шарі приземного тертя, то фронтальний шар має меншу ширину біля поверхні Землі і більшу – у вільній атмосфері.

В зонах підвищеного тиску (в антициклонах і гребенях), для яких характерна розбіжність повітряних течій (дивергенція), фронти не можуть існувати тривалий час, а тим більше – формуватися.

Якщо представити фронтальний шар у вигляді фронтальної поверхні, то на ній, з очевидних розумінь, буде існувати розрив (стрибкоподібні зміни) у значеннях метеорологічних величин, таких як температура і вологість. При переході через фронтальну поверхню різко змінюють своє значення і горизонтальні градієнти тиску і вітру.

Відповідно до основних законів динаміки атмосфери на поверхнях поділу між повітряними масами (ПМ) повинні виконуватися так звані динамічні і кінематичні умови. Динамічна умова формулюється в такий спосіб: на поверхні поділу атмосферний тиск не має розриву, тобто  $p_T = p_X$ , де  $p_T$  – тиск в теплій повітряній масі;  $p_X$  – тиск в холодній повітряній масі.

Кінематичні умови потребують субстанціональності поверхні поділу, тобто поверхня поділу повинна складатися з однакових частинок. Виконання цієї умови можливо при рівності нормальних до поверхні поділу складових руху повітря, тобто  $c_T = c_X$ ;  $c_T$  – нормальна складова швидкості руху повітря в теплій повітряній масі,  $c_X$  – в холодній або, що є тим самим,  $V_T = V_X$ .

Зближення двох різнорідних ПМ приводить до того, що на одному рівні знаходиться повітря з різною густиною. Така система, як відомо, прагне до взаємного розташування своїх компонентів, при якому її центр ваги займе найбільш низьке положення. Тому потенційно більш холодне повітря буде підтікати під тепле. У підсумку система буде складатися з холодної ПМ, яка знаходиться внизу, і теплої ПМ, що знаходиться зверху. Межею поділу між ними є перехідний шар інверсії температури, який згладжує розрив густини. В реальних умовах такий процес практично до кінця не доходить, і поверхня поділу зберігає деякий нахил до горизонту.

Горизонтальне положення поверхні поділу можливо лише тоді, коли сила баричного градієнта буде урівноважена іншими силами, наприклад, силою Коріоліса. Таким чином, умовою існування нахиленої поверхні поділу є переміщення повітряних мас відносно фронту і, отже, відносно одна одної.

На підставі динамічної умови  $p_1 = p_2$ , де  $p_1$  – тиск в теплій ПМ і  $p_2$  – тиск в холодній ПМ, можна записати  $dp_2 = dp_1 = 0$  або

$$dp_1 = \frac{\partial p_1}{\partial x} dx + \frac{\partial p_1}{\partial z} dz = dp_2 = \frac{\partial p_2}{\partial x} dx + \frac{\partial p_2}{\partial z} dz. \quad (9.1)$$

Якщо використати рівняння статки  $\frac{dp}{dz} = -\rho g$  і спрямувати вісь ОХ по нормалі до лінії фронту, то можна записати:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dz}{dx} = \frac{\partial p_2 (\partial x - \partial p_1) \partial x}{g(\rho_2 - \rho_1)}. \quad (9.2)$$

Ця формула і характеризує нахил фронтальної поверхні.

Отже, основною формою баричного рельєфу в області фронтального поділу є улоговина, на осі якої знаходиться лінія фронту. Другий висновок,

який впливає з аналізу формули (9.2), полягає в наступному: чим більше різниця  $\frac{dp_2}{dx} - \frac{dp_1}{dx}$ , тобто чим глибше улоговина, тим більший кут нахилу до горизонту має фронтальна поверхня.

### 9.3.2 Особливості полів метеорологічних величин у зоні атмосферних фронтів

Основною особливістю поля тиску в області фронту є те, що фронт знаходиться в баричній улоговині, на її осі. В граничному шарі це звичайно V-подібна улоговина, а у вільній атмосфері – вона замаскована. Це відбувається тому, що з висотою осі баричних улоговин зміщаються у бік більш низьких температур і зближаються з осями термічних улоговин. У зв'язку з цим найбільші контрасти температури утворюються на периферії висотних улоговин.

Оскільки переміщення фронту відбувається разом з улоговиною, то при його наближенні спостерігається падіння тиску, а після проходження – зростання тиску. Таким чином формується характерне для фронту поле *ізотенденцій* (зміна тиску за три години) у вигляді двох сполучених областей падіння і зростання тиску. Несиметричність улоговини стосовно напрямку її переміщення, її поглиблення або заповнення, веде до помітної деформації поля ізалобар.

При симетричній улоговині, яка не змінює своєї глибини, нульова ізалобара (ізалобари – лінії рівної зміни тиску за три години) повинна проходити за фронтом на відстані, що відповідає шляху фронту за 1,5 години, тому що пункти, де тенденція дорівнює нулю, фронт вже пройшов. Але якщо ж улоговина одночасно заповнюється, то нульова ізалобара може переміститися в передню частину улоговини. Навпаки, при поглибленні улоговини значну площу її тилової частини може займати область падіння тиску.

Особливості поля температури в області фронту визначаються тим, що маси з різними температурами сусідять не тільки по горизонталі, але і в вертикальному напрямку: тепле повітря розташоване над холодним.

У горизонтальному напрямку ізотерми на поверхні поділу мають розрив, тобто при переході з теплої маси в холодну температура швидко знижується. У реальних умовах, оскільки перехід від однієї ПМ до іншої являє собою фронтальний шар, відбувається не розрив, а різка зміна температури.

При вертикальному зондуванні в області фронту крива стратифікації при перетинанні радіозондом поверхні поділу буде мати розрив, а при перетинанні фронтального шару буде вказувати на наявність шару інверсії,

чи шару ізотермії, або шару з різким зменшенням вертикального градієнта температури.

Однак шари інверсії або послаблених градієнтів температури у вільній атмосфері не завжди можуть бути пов'язані з наявністю атмосферного фронту. Тому для уточнення використовують додаткові дані про розподіл з висотою полів вологості і швидкості вітру.

На картах абсолютної топографії нижньої і середньої тропосфери атмосферні фронти виявляються по наявності на цих картах протяжних зон згущення ізотерм, більш вузьких (200 - 300 км) на карті  $AT_{850}$  і більш широких (300 - 500 км) на картах  $AT_{700}$  і  $AT_{500}$ . Лінію фронту проводять уздовж серединної ізотерми зони згущення.

На карті  $BT_{1000}^{500}$  атмосферному фронту відповідає зона згущення ізогіпс – висотна фронтальна зона. Область згущення ізогіпс  $BT_{1000}^{500}$  з боку теплого повітря обмежує лінія фронту біля поверхні Землі, а з боку холодного повітря – лінія фронту на рівні ізобаричної поверхні 500 гПа. Тому рекомендується починати пошук атмосферних фронтів з виявлення на картах  $BT_{1000}^{500}$  висотних фронтальних зон, а потім у межах цих зон виділяти райони згущення ізотерм на карті  $AT_{850}$  і, нарешті, на приземній карті погоди уточнювати положення лінії фронту біля поверхні Землі.

Особливості поля вологості в області фронту визначаються структурою цих полів у суміжних ПМ, характером і щільністю хмарного поля, пов'язаного з фронтом, і структурою поля опадів. В зв'язку з цим можна виділити два основних типи горизонтального розподілу вологості на висотах.

Перший тип розподілу вологості характерний для ділянок фронту з щільною хмарністю й опадами. Найбільш висока точка роси спостерігається поблизу лінії фронту, тоді як горизонтальні градієнти точки роси малі і найбільшого значення вони досягають у холодному повітрі поблизу межі зони опадів.

Другий тип розподілу вологості характерний для тих ділянок фронту, де в хмарності існують розриви або взагалі вона відсутня. Точка роси поступово знижується від теплого повітря до холодного. Найбільший горизонтальний градієнт температури точки роси відзначається поблизу лінії фронту в холодному повітрі.

Розподіл вітру в області фронту у вільній атмосфері задовільно описується геострофічною і градієнтною моделями поля геопотенціалу і поля вітру. Відхилення вектора вітру від ізогіпс звичайно знаходяться в припустимих для практичних цілей межах. На приземних картах погоди, якщо фронт проходить по осі улоговини, вектор вітру перед фронтом складає з ним кут менший, ніж за фронтом, де він найчастіше майже перпендикулярний до нього. Зміна вітру з висотою в зоні фронту відповідає моделі термічного вітру, відповідно до якої вітер при адвекції тепла повертає з висо-

тою праворуч, а при адвекції холоду – ліворуч. Тому, якщо фронт зміщується у бік холодної ПМ, то на ньому вітер з висотою повертає праворуч. Якщо ж фронт відхиляється в бік теплого повітря, то на ньому вітер з висотою повертає ліворуч.

Поле вертикальних рухів в області фронту формується під впливом декількох факторів. Основними з них є конвергенція повітряних течій у граничному шарі на осі улоговини, нестационарність руху і внутрішнє тертя, що виникає в зоні фронту, якщо холодна і тепла ПМ рухаються відносно одна одної.

### **9.3.3 Класифікація атмосферних фронтів**

#### **9.3.3.1 Погодні умови на атмосферних фронтах різних типів**

Класифікації атмосферних фронтів ґрунтуються на урахуванні цілого ряду їхніх характерних ознак.

По горизонтальній і вертикальній довжині і циркуляційній значущості розрізняють наступні фронти: основні (тропосферні, високі); вторинні (приземні, низькі); верхні.

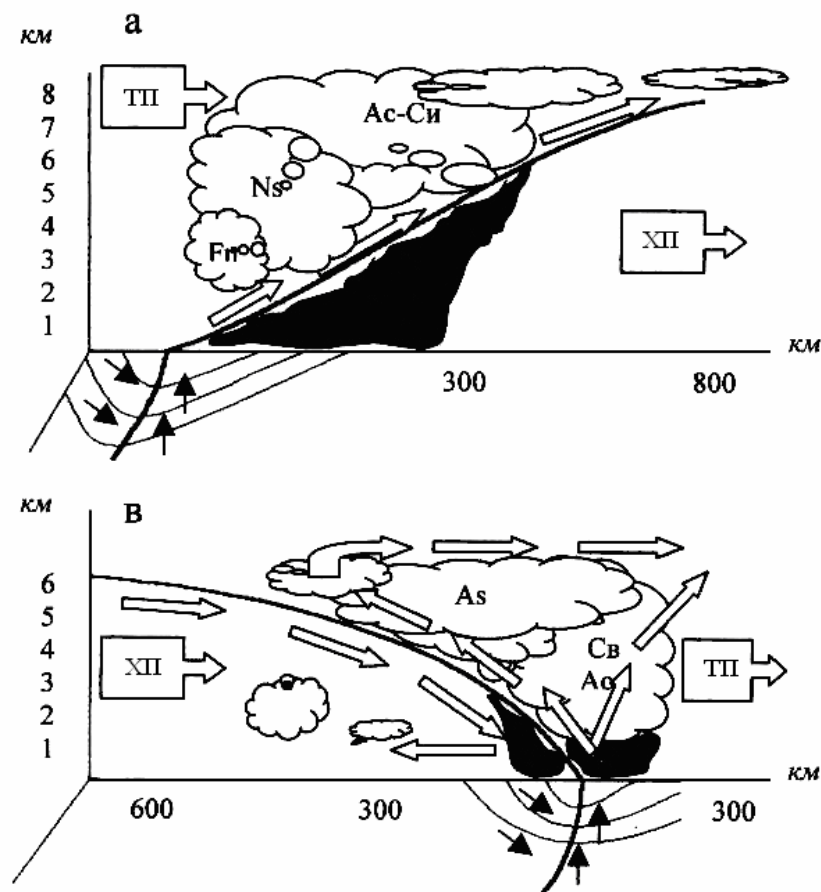
Основними називають фронти, які мають велику горизонтальну (декілька тисяч км) і вертикальну (декілька км) довжину, яка поширюється на всю тропосферу, тому їх іноді називають тропосферними або високими фронтами. Основні фронти просліджуються не тільки на приземних картах, але і на картах баричної топографії. Основні фронти розділяють ПМ, що істотно розрізняються за своїми властивостями. На основних фронтах стрибок температур при переході через лінію фронту звичайно перевищує 5°C (10°C) на приземній карті. У висотних фронтальних зонах контрасти температури перевищують 8°C/1000км. На основних фронтах розвиваються позатропічні циклони і цілі сімейства циклонів. Кожен основний фронт можна прослідкувати на картах погоди протягом декількох діб, хоча за цей час він зазнає різних деформацій і зміщується на значні відстані.

Вторинними або приземними (низькими) фронтами називають фронти невеликої горизонтальної (декілька сотень км) і вертикальної довжини (1 - 1,5 км), тобто які поширюються тільки на граничний шар. З вторинними фронтами не пов'язані висотні фронтальні зони. На картах баричної топографії вторинні фронти, як правило, не просліджуються (часто навіть на карті АТ<sub>850</sub>). Період існування вторинного фронту не перевищує 1 - 2 доби. Однак при сприятливих умовах вторинні фронти можуть перетворитися на основні. Холодні вторинні фронти спостерігаються переважно в тилових частинах циклону. Кожен такий фронт не виходить за межі того циклону, з яким він пов'язаний.

Верхніми називають фронти, що утворюються на деякій висоті в тропосфері. Вони просліджуються на картах баричної топографії або на вертикальних розрізах атмосфери, але не виявляються на приземних картах. Верхнім може стати звичайний фронт, якщо на шляху його переміщення зустрічається сильно охолоджене повітря, яке відіграє роль підстильної поверхні, або якщо він у приземному шарі розмивається, але зберігається ще на висотах.

Через велику горизонтальну довжину кожен основний фронт не є однорідним за своїми властивостям на всіх ділянках. Одні ділянки фронту зміщуються у бік теплої ПМ, інші – у бік холодної, треті – малорухомі. Тому фронти класифікуються за рядом додаткових ознак.

За особливостями переміщення, вертикальної будови і умов погоди розрізняють наступні АФ: прості – теплі, холодні і стаціонарні (малорухомі) та складні або фронти оклюзії – теплі, холодні і нейтральні.



а – теплового, в –холодного

Рисунок 9.1 – Схема атмосферних фронтів

*Теплими* називаються ділянки фронту, що переміщуються у бік холодної повітряної маси. За теплим фронтом переміщується тепла ПМ, тоді як холодна маса, розташована перед фронтом, відступає. Теплі фронти є переважно анафронтами, коли тепле повітря здійснює висхідне ковзання уздовж клина холодного повітря (рис. 9.1а).

*Холодними* називаються ділянки фронту, які переміщуються у бік теплої повітряної маси. За холодним фронтом переміщується холодна ПМ, тоді як передфронтальна тепла маса відступає. ХФ є переважно *катафронтами*, коли тепле повітря здійснює спадне ковзання уздовж клина холодного. При зміні циркуляційних умов може змінитися напрямок переміщення фронту або змінитися знак фронту: ділянка теплового може перетворитися на ділянку холодного фронту, а ділянка холодного – на ділянку теплового (рис. 9.1в).

*Стаціонарними* (малорухомими) – називаються ділянки основного фронту, які не змінюють істотно свого положення, хоча в силу циркуляційних умов, що змінюються за часом, можуть почати зміщатися.

Складні фронти чи *фронти оклюзії* (зімкнуті). Оскільки ділянки теплового і холодного фронтів є сусідніми ділянками одного основного фронту, то утворення цих ділянок призводить до деформації основного фронту. Одночасно з деформацією фронту відбувається перетворення баричного поля і виникає циклон, у центрі якого відбувається зміна знака фронту. У системі цього циклону ХФ переміщується трохи швидше від теплового. Тому з часом відбувається зближення, а потім і злиття холодного і теплового фронтів, що починається поблизу центра циклону. При цьому найбільш тепла ПМ, що займала теплий сектор циклону між теплим і холодним фронтами, витісняється нагору і на передню периферію циклону.

Такий процес називається *процесом оклюдування циклону*, а фронт, який утворився в результаті злиття холодного і теплового фронтів, називається *фронтом оклюзії* (зімкнутим фронтом). У залежності від співвідношення температур повітря по обидві сторони фронту оклюзії і напрямку його переміщення розрізняють *теплі* і *холодні* фронти оклюзії.



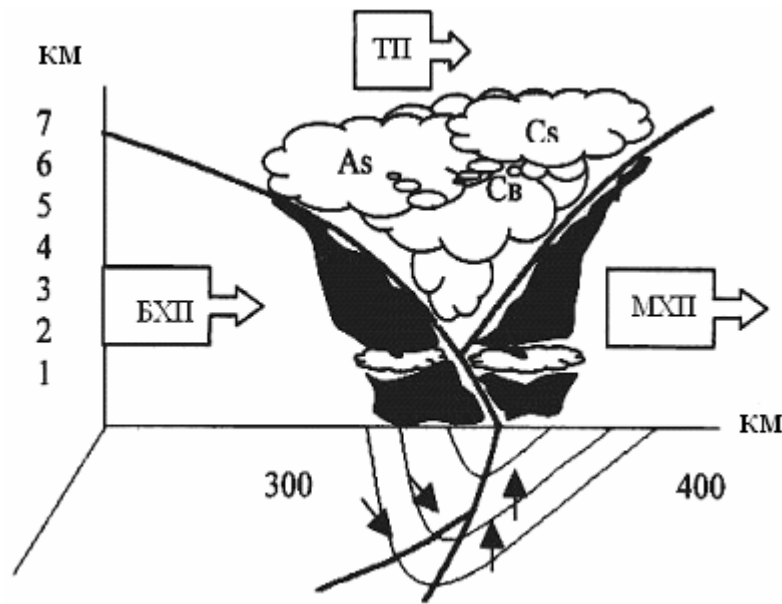


Рисунок 9.2 – Схема фронту оклюзії

Фронти оклюзії (рис. 9.2) так само можуть бути нейтральними і мало-рухомими. Фронт оклюзії входить в систему основного фронту, бо є результатом деформації однієї з його ділянок.

Однак по обидві сторони фронту оклюзії розташовуються ПМ, більш близькі за своїми властивостями, ніж на ділянках неоклюдованих. Тому фронти оклюзії звичайно відносять до вторинних фронтів, які також розділяють ПМ, близькі за своїми властивостями, або навіть різні порції однієї і тієї ж ПМ. При переході через лінію фронту оклюзії стрибок температури звичайно менший за  $5^{\circ}\text{C}$ .

Перелічені фронти можуть бути в одних випадках різко вираженими або загостреними, і в інших випадках – слабо вираженими або розмитими. Якщо фронт є загостреним, то при переході через лінію фронту різко змінюються температура повітря і ряд інших метеовеличин, отже лінію фронту знайти на приземній карті погоди можна досить легко. Якщо фронт є розмитим, то при переході через лінію фронту температура повітря й інші метеовеличини змінюються мало. У таких випадках можна знайти фронт, лише детально аналізуючи ознаки фронту на приземних і висотних картах погоди і використовуючи принцип історичної послідовності синоптичного аналізу.

За географічними ознаками згідно з географічною класифікацією ПМ розрізняють наступні головні фронти:

*Арктичний фронт (АФ)* – розділяє маси арктичного і полярного (помірного) повітря.

*Полярний фронт (ПФ) або фронт помірних широт (ПФ)* – розділяє маси помірного і тропічного повітря.

*Тропічний фронт* (ТФ) (в наш час використовують термін «внутрішньотропічна зона конвергенції») розділяє маси тропічного та екваторіального повітря.

Так само як географічна класифікація ПМ, географічна класифікація фронтів у наш час використовується лише в описах синоптичних процесів, коли мають намір підкреслити географічне походження ПМ і фронтів. Звичайно, і в географічній класифікації використовується поділ фронтів на теплі, холодні тощо.

Переміщення фронтів визначається системою повітряних течій. Біля фронтальної поверхні в теплому повітрі звичайно розвиваються стійкі висхідні рухи повітря, з якими пов'язано утворення фронтальної системи хмар і випадіння фронтальних опадів.

З проходженням АФ через визначений пункт або район пов'язані найбільш різкі неперіодичні зміни погоди. Якщо додати, що виникнення і розвиток циклонів відбувається, як правило, на атмосферних фронтах, то стане зрозумілим, чому виявлення фронтів на картах погоди є найважливішою задачею синоптичного аналізу.

#### **9.3.4 Висотні фронтальні зони (ВФЗ) та струминні течії (СТ)**

*Висотними фронтальними зонами* називають перехідні зони між високими холодними циклонами і високими теплими антициклонами. По горизонталі (уздовж основного потоку) їхня довжина складає кілька тисяч кілометрів, ширина – сотні кілометрів (до 1000 км), вертикальна протяжність – кілька кілометрів (до 10 км).

ВФЗ – області атмосфери, у яких сконцентрована величезна кількість енергії, оскільки в них спостерігаються значні горизонтальні градієнти тиску і температури.

На картах баричної топографії висотні фронтальні зони відображаються у вигляді області значного згущення ізогіпс. Центральна ізогіпса називається осьовою. Частина ВФЗ, бічна до високого циклону, відноситься до циклонічної периферії, а частина, яка відноситься до антициклону, називається антициклональною. Та частина ВФЗ, де спостерігається збіжність ізогіпс, називається входом ВФЗ, а та частина, де в напрямку потоку спостерігається розбіжність ізогіпс – дельтою ВФЗ.

З ВФЗ завжди пов'язаний хоча б один тропосферний фронт. ВФЗ, зливаючись, утворюють синоптичний об'єкт більш великого планетарного масштабу – планетарну висотну фронтальну зону (ПВФЗ).

ПВФЗ на величезних ділянках розташована переважно зонально, але може мати хвилі великої амплітуди меридіонального напрямку. Дослідження показали, що іноді існують дві основні ПВФЗ. Одна з них огинає півкулю по периферії Полярного басейну і поділяє арктичні повітряні маси

і маси помірних широт, а друга, проходить по північній периферії субтропічних циклонів і поділяє повітряні маси помірних широт і субтропіків.

Утворення ПВФЗ пов'язано з наявністю широтних зон з різноманітними значеннями радіаційного балансу. У межах цих зон формуються повітряні маси.

Існує також теорія, яка пояснює походження ПВФЗ розходженням у швидкості зонального переміщення висотних улоговин і гребенів в різних широтах. При різних довжинах хвиль в північних і південних широтах, але при однаковій швидкості зонального переносу, існуючий в початковий момент збіг фаз порушується.

Висотні фронтальні зони відрізняються значними горизонтальними градієнтами температури. Найбільші градієнти спостерігаються в центральній частині ВФЗ вздовж осьової ізогіпси поблизу поверхні 500 гПа. На цій же висоті розташовується і поверхня висотного атмосферного фронту, пов'язаного із ВФЗ. Вище і нижче 500 гПа горизонтальні градієнти зменшуються. Максимум швидкості вітру спостерігається біля поверхні 300 гПа.

З висотними фронтальними зонами пов'язані струминні течії.

*Струминні течії* (СТ) – сильні вузькі повітряні потоки в тропосфері і стратосфері, які характеризуються значними градієнтами швидкості і великою горизонтальною довжиною. Довжина струминного потоку вимірюється тисячами кілометрів, ширина – сотнями кілометрів, вертикальна протяжність – декількома кілометрами. За межі струменя береться ізотаха 30 м/с (100 км/год). Вертикальний градієнт швидкості в струминному потоці перевищує 5 м/с на 1 км, а горизонтальний – 10 м/с на 100 км. Струминні течії – це об'ємний синоптичний об'єкт. Лінія з максимальною швидкістю вітру в межах СТ називається віссю струминної течії. Струминні течії класифікуються в такий спосіб:

*арктичні струминні течії* (північніше 65° півн. ш.) на висоті 6 – 8 км;

*струминні течії помірних широт* (40 – 65° півн. ш.) на висотах 8 – 12 км;

*субтропічна струминна течія* (близько 30° півн. ш.) на висотах 11 – 16 км;

*стратосферна струминна течія* екваторіальних, помірних і високих широт східного напрямку на висотах 20 км та більше 25 км.

В струминних течіях спостерігаються упорядковані вертикальні рухи. Зони висхідних рухів спостерігаються праворуч від осі СТ, а в тилівій частині висотних улоговин і в передній частині висотного гребеня спостерігаються упорядковані низхідні рухи.

Струминні течії мають великі запаси кінетичної енергії, яка зосереджена в окремих зонах, що мають різну довжину й інтенсивність. Най-

більш часто зони з максимальними значеннями кінетичної енергії знаходяться в помірних широтах в шарах атмосфери 500 – 300 і 300 – 200 гПа, тут величина кінетичної енергії може досягати 5 МДж/м<sup>2</sup>.

Повітряні маси, атмосферні фронти, циклони й антициклони є носіями певних типів погоди, а синоптичний аналіз цих ланок загальної циркуляції атмосфери є ключем до розуміння змін погоди та її прогнозу.

## 9.4 Фронтотенез і фронтоліз в атмосфері

У тропосфері відбувається постійне виникнення нових фронтів і розмивання вже існуючих. Процес утворення фронтів називається *фронтотенезом*, а процес розмивання фронту – *фронтолізом*.

Фронтотенез визначається збільшенням горизонтальних градієнтів температури, фронтоліз – зменшенням горизонтальних градієнтів температури. Збільшення і зменшення градієнтів температури відбувається кінематичним шляхом і залежить від рухів повітря.

Адвекція в атмосфері відіграє основну роль у міжширотному обміні повітря. Особливо вона інтенсивна при цикло- і антициклонічній діяльності. В результаті міжширотного обміну відбувається перерозподіл тепла і холоду й утворення ізольованих їхніх областей. Ізольовуються також і баричні утворення – циклони і антициклони, причому циклони з осередком холоду ізольовуються в нижчих широтах, а антициклони з осередком тепла – у вищих широтах. У циклонах, які знаходяться в південних широтах, тропосферне повітря прогрівається, а в антициклонах у високих широтах – охолоджується; це приводить до вирівнювання різниці температури між ними.

Особливо інтенсивний процес трансформації, тобто зміни властивостей мас повітря, спостерігається при наявності великої різниці температур між підстильною поверхнею і повітрям, що протікає над нею. Знак трансформації буде обернений знаку адвекції: при адвекції тепла відбувається вихолодження мас повітря, а при адвекції холоду – прогрівання. Значна адвекція мас повітря приводить до процесів фронтотенезу чи фронтолізу. Ці процеси звичайно здійснюються в деформаційних полях тропосфери.

Деформаційним полем тропосфери називається термобаричне поле, утворене двома парами навхрест розташованих циклонів і антициклонів, з відповідними їм осередками холоду і тепла. На рис. 9.3а наводиться схема деформаційного поля із симетрично розташованими компонентами цього поля однакової інтенсивності. Таке деформаційне поле тропосфери називається симетричним: воно має чотири нормальних фронтальних зони. Ці фронтальні зони відносяться не тільки до даного поля, але і до суміжних деформаційних полів. Стрілки вказують на напрямки потоків у кожному баричному утворенні.

Вісь, уздовж якої відбувається зближення потоків, називається віссю стиску, а вісь, уздовж якої відбувається розтікання потоків, називається віссю розтягання.

В природних умовах атмосфери розглянуті деформаційні поля спостерігаються рідко, тому що наявність неоднорідної підстильної поверхні і нерівномірного припливу тепла приводить до утворення баричних центрів різної інтенсивності. Деформаційні поля тропосфери тому, як правило, мають асиметричну форму і велику просторову довжину (рис. 9.3б).

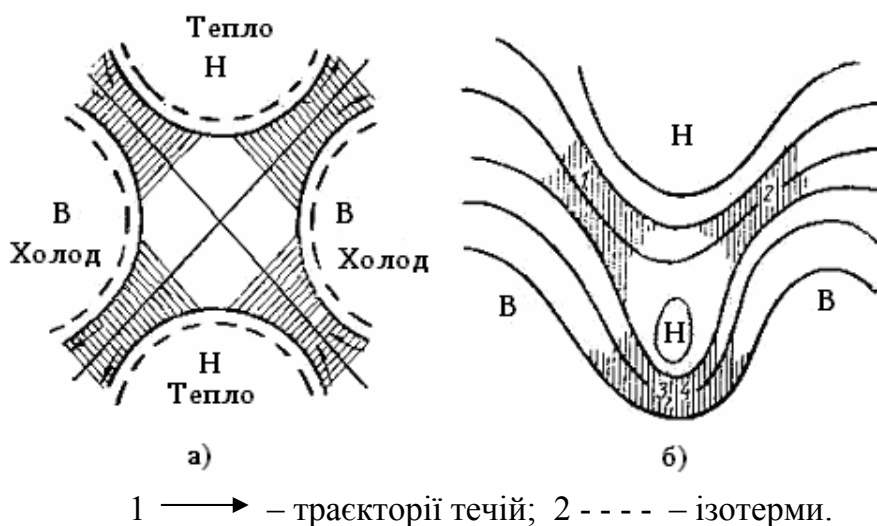


Рисунок 9.3 – Схема фронтогенезу уздовж осі деформаційного поля

У вкрай асиметричному деформаційному полі можуть бути вже тільки три добре виражені фронтальні зони. Усі три фронтальні зони характеризуються наявністю великих горизонтальних градієнтів температури і тиску. Однак в інших випадках асиметричного деформаційного поля фронтальні зони можуть бути неоднаково інтенсивні.

Процеси, які спричиняють збільшення горизонтальних градієнтів температури в тропосфері, називаються *фронтогенетичними*. Вісь розтягання фронтальної зони тропосфери є *фронтогенетичною віссю*. Фронтогенетичні процеси приводять до виникнення нових чи загострення існуючих фронтів, які є поверхнями поділу між масами повітря з різними властивостями.

Процеси, які обумовлюють зменшення горизонтальних градієнтів температури в тропосфері, називаються *фронтолітичними*, а вісь стиснення – *фронтолітичною віссю*. Фронтолітичні процеси призводять до ослаблення і розмивання існуючих фронтів.

З процесами фронтогенезу і фронтолізу тісно пов'язаний розвиток тропосферних процесів. Крім того, у зоні фронтів відбуваються найбільш

істотні зміни погоди. Тому правильним діагнозом і прогнозом змін структури і інтенсивності фронтів можна домогтися правильного прогнозу погоди.

Еволюція фронтів і пов'язана з ними еволюція опадів залежать від структури термобаричних полів на різних висотах. Інтенсивність же фронтогенезу визначається зміною контрасту температур у всій товщі тропосфери. Однак, процеси навіть найінтенсивнішого фронтогенезу і фронтолізу можуть привести тільки до значного згущення і розрідження ізотерм, але не до розривів у полі температури вільної атмосфери.

Карти баричної топографії показують, що на ізобаричних поверхнях безперервно зростають горизонтальні градієнти температур, саме у фронтальних зонах або в деяких їхніх частинах. Розриви температури можуть бути лише в приземному шарі, де з'являється додатковий фронтогенетичний фактор, а саме – конвергенція приземного тертя, яка обумовлена відхиленням дійсного вітру від градієнтного (ізобаричного) внаслідок тертя. Тому варто розрізняти два види фронтогенезу і фронтолізу: тропосферний і приземний.

*Тропосферний фронтогенез* (фронтоліз) звичайно охоплює всю товщу тропосфери або значну її частину і характеризується відповідно збільшенням або зменшенням горизонтальних градієнтів температури в термобаричному полі тропосфери. Тропосферний фронтогенез і фронтоліз є основними факторами, за допомогою яких можна передбачати еволюцію процесів у тропосфері.

*Приземний фронтогенез* (фронтоліз) – це процес збільшення (зменшення) горизонтальних градієнтів температури, обумовлений відповідно збіжністю (розбіжністю) течій у приземному шарі. Приземний фронтогенез і фронтоліз, розвиваючись лише в шарі тертя, не можуть відігравати істотної ролі в загальному розвитку процесів тропосфери. Однак у характер погоди приземні фронти можуть вносити дуже великі зміни, головним чином щодо розвитку хмарності, опадів і вітру.

Фронтогенез і фронтоліз здійснюються безпосередньо під дією адвективних і динамічних факторів. Адвективні фактори визначають кінематику фронтогенезу і фронтолізу і не впливають безпосередньо на еволюцію процесів, пов'язаних з ними. Динамічні фактори обумовлюють безпосередньо еволюцію процесу.

Умови фронтогенезу і фронтолізу як на вході, так і в дельті фронтальної зони тропосфери будуть визначатися величиною кута між ізотермами і віссю розтягання або віссю стиснення. Ці осі є осями симетрії фронтальної зони, біля яких відбувається згущення чи розрідження горизонтальних градієнтів температури.

Як відомо, структурою термобаричного поля визначається динамічне зростання чи падіння тиску. Умови фронтогенезу, тобто збільшення гори-

зонтальних градієнтів температури, характеризують одночасно й умови динамічного росту тиску, а умови фронтолізу, тобто зменшення горизонтальних градієнтів температури, характеризують одночасно й умови динамічного падіння тиску.

Дійсно, динамічне зростання тиску завжди має місце біля входу фронтальної зони тропосфери при кутах адвекції менших ніж  $45^\circ$ . Динамічне падіння тиску має місце біля входу фронтальної зони при кутах адвекції більших ніж  $45^\circ$  і в дельті при кутах адвекції менших ніж  $45^\circ$ .

Однак динамічне зростання і падіння тиску можуть мати місце не тільки в системі збіжності або розбіжності ізогіпс, але і при будь-якій їх конфігурації.

Не розглядаючи тут усіх можливих схем, що можуть зустрітися в практиці, відзначимо, що тропосферний фронтогенез завжди супроводжується динамічними змінами тиску. Ця надзвичайно важлива обставина має велике значення, тому що вона дозволяє за структурою термобаричного поля тропосфери робити якісні фізичні висновки щодо розвитку процесів.

За допомогою карт баричної топографії огляд термобаричного поля дає можливість безпосередньо робити висновки про кінематику фронтогенезу і фронтолізу і тим самим про еволюцію процесу в цілому.

Приземний фронтогенез (фронтоліз) обумовлений конвергенцією (або дивергенцією) течій у приземному шарі. Тут при наявності тертя об земну поверхню і відхилення вітру у бік низького тиску виникає збіжність і розбіжність течій. Наявність їх є необхідною умовою для здійснення приземного фронтогенезу (фронтолізу).

Розглянемо основні, найбільш характерні умови загострення і розмивання вже наявних біля поверхні землі фронтів, виходячи зі структури приземного баричного і термічного полів.

На основі рисунка 9.4 можна стверджувати, що приземний фронтогенез (фронтоліз) має місце при наступних умовах:

1. Якщо ізотерми біля поверхні землі перетинаються з циклонічно вигнутими ізобарами (в улоговині), то при системі збіжних потоків має місце приземний фронтогенез. Зближення ізотерм біля поверхні землі може сприяти виникненню нового чи загостренню вже існуючого фронту.

2. Якщо ізотерми біля поверхні землі перетинаються з антициклонічно вигнутими ізобарами (у гребені), то при розбіжній системі потоків має місце приземний фронтоліз, тому що тут відбувається розрідження приземних ізотерм вздовж лінії фронту.

3. Якщо ізобари й ізотерми біля поверхні землі рівнобіжні між собою, а швидкості вітру зростають у бік високого тиску, то має місце згущення ізотерм, тобто приземний фронтогенез. Зближення приземних ізотерм може спричинити утворення нового і загострення вже існуючого фронту.

4. Якщо ізотерми біля поверхні землі рівнобіжні між собою, а швидкості вітру зменшуються у бік високого тиску, то має місце розрідження ізотерм, тобто приземний фронтоліз, отже, розмивання приземного фронту.

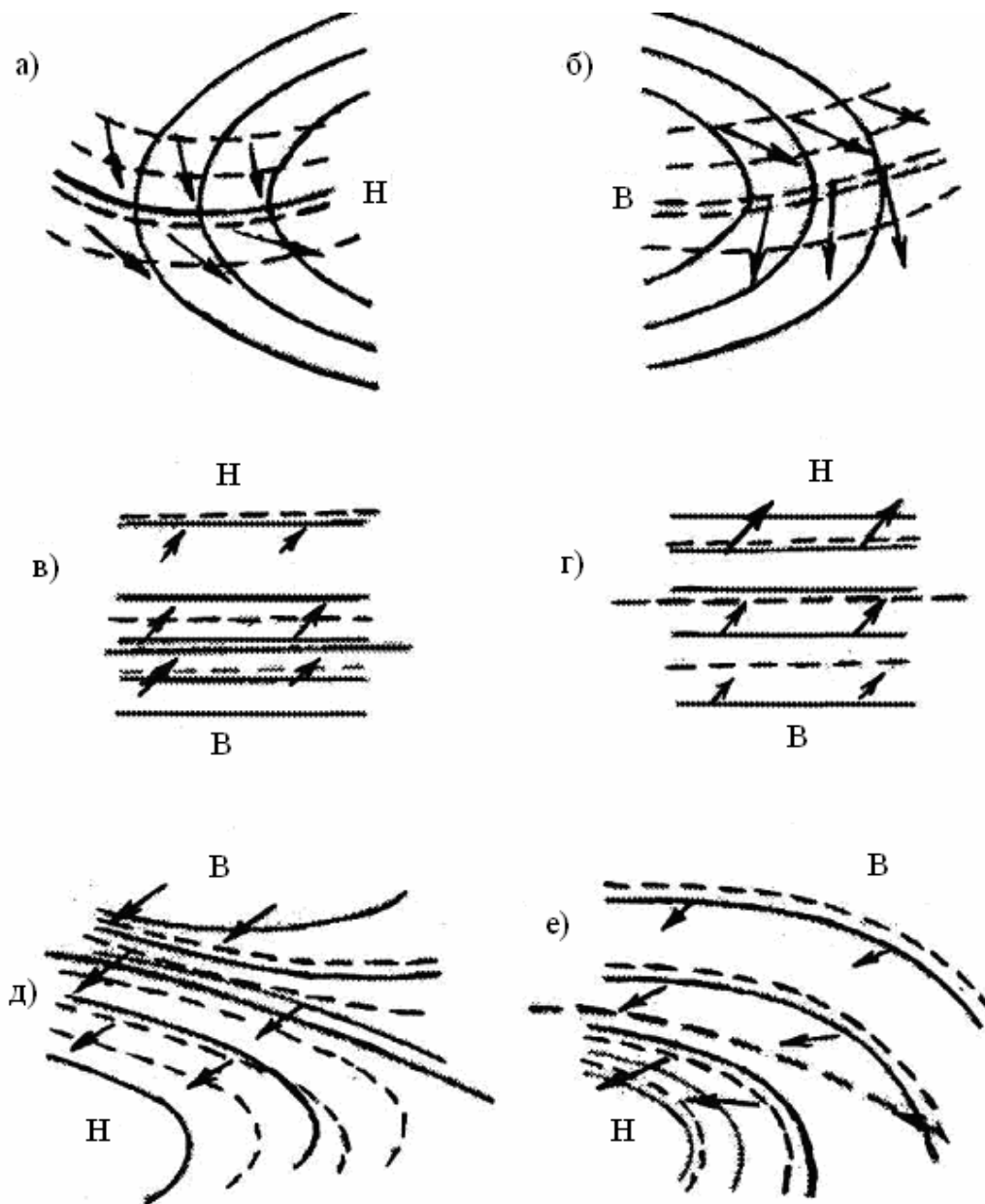


Рисунок 9.4 – Умови приземного фронтогенезу і фронтолізу

Таким чином, приземний фронтогенез або фронтоліз, обумовлені відповідно збіжністю чи розбіжністю течій, збільшують або зменшують контрасти температур уздовж лінії фронту тільки в шарі тертя.

Тропосферний фронтогенез і фронтоліз можуть супроводжуватися як приземним фронтогенезом, так і фронтолізом. При однозначній дії їх, тоб-



то тоді, коли має місце одночасно тропосферний і приземний фронтогенез (фронтоліз), процес загострення і розмивання фронту відбувається найбільш інтенсивно.

## **9.5 Циклони і антициклони**

### **9.5.1 Загальні відомості про баричні системи в атмосфері. Класифікація циклонів і антициклонів**

Механізмом переміщення повітряних мас і фронтів є циклонічна діяльність, тобто утворення, еволюція і переміщення хвильових і вихрових збурень – циклонів і антициклонів в атмосфері.

У процесі переміщення повітряних мас і фронтів відбувається також трансформація мас, деформування фронтальних поверхонь, зміна властивостей фронтів і т.д. Таким чином, усі зміни погоди, пов'язані з переміщенням і еволюцією мас і фронтів, у кінцевому рахунку пов'язані з циклонічною діяльністю.

Відмітимо, що термін «циклонічна діяльність» використовується для еволюції як циклонів, так і антициклонів, через те що збурення мають загальну природу і знаходяться в найтіснішому зв'язку.

*Циклон і антициклон* – це не тільки області відповідно зниженого і підвищеного тиску із замкнутими ізобарами (ізогіпсами), це також атмосферні вихори з особливою циркуляцією, специфічною структурою полів метеорологічних величин, визначеними комплексами погодних умов, які повільно змінюються протягом існування цих об'єктів. Тому циклони і антициклони є своєрідними «носіями погоди», у зв'язку з чим прогноз їхнього переміщення і еволюції є одним з найважливіших етапів синоптичного способу короткострокового прогнозу погоди.

Існує велике число ознак, за якими можна класифікувати циклони й антициклони. До таких ознак можна віднести широтну зону або географічний район виникнення баричних утворень, місце входження цього утворення на територію району, зв'язок із фронтальними розділами, ступінь розвитку по вертикалі, особливості структури термобаричного поля, швидкість і напрямок руху.

За широтною зоною виникнення циклони поділяються на *позатропічні* і *тропічні*, а антициклони – на *позатропічні* і *субтропічні*. Як характеристику конкретних циклонів і антициклонів використовують найменування географічного району виникнення, наприклад, *сибірський* антициклон, *азорський* антициклон, *середземноморський* циклон тощо.

За зв'язком з фронтальними поділами всі циклони й антициклони можуть бути *фронтальними*, утворення яких пов'язане з фронтами, і *нефронтальними*.

До *нефронтальних циклонів* відносяться тропічні і термічні (місцеві), що виникають влітку над сушею при сильному прогріві повітря від земної поверхні. Позатропічні циклони здебільшого є фронтальними.

На основних фронтах, що мають велику горизонтальну довжину, звичайно виникає декілька циклонів, один за іншим. Сукупність цих циклонів, які утворилися на тому самому фронті, називають серією циклонів. У тилу кожного такого циклону при вторгненні холодного повітря утвориться область підвищеного тиску, яка іноді оформлена у вигляді баричного утворення із замкнутими ізобарами – антициклон.

До *нефронтальних антициклонів* відносяться субтропічні антициклони і термічні (місцеві). Останні виникають взимку над сушею при сильному охолодженні повітря від поверхні.

За ступенем розвитку по вертикалі циклони й антициклони, що виявляються на приземній синоптичній карті, поділяються на *низькі, середні і високі*. До низьких відносяться баричні утворення, у яких замкнуті ізобари є на приземній карті погоди, а замкнуті ізогіпси не вище ніж на карті АТ<sub>850</sub>. Середні баричні утворення мають замкнуті ізогіпси від поверхні Землі до ізобаричної поверхні 700 гПа, а вище замкнуті ізогіпси відсутні. Високі баричні утворення мають замкнуті ізогіпси на всіх тропосферних рівнях, тобто до ізобаричної поверхні 300 гПа і вище.

За структурою термобаричних полів циклони й антициклони класифікуються в такий спосіб. В позатропічних циклонах іноді тиск у центрі буває дуже низьким, що приводить до формування поля вітру з великими швидкостями. Такі циклони класифікуються як штормові.

У деяких циклонах через низьку вологість повітря, як, наприклад, у Середній Азії, відсутня специфічна фронтальна хмарність і не випадають опади. Такі циклони можуть бути віднесені до категорії «сухих».

Циклони й антициклони постійно переміщуються, однак швидкість їх переміщення, що залежить від багатьох умов, може бути різною. Циклони й антициклони, що зміщаються зі швидкістю менше ніж 5 км/год називаються стаціонарними, а зі швидкістю 5 - 10 км/год – малорухомими і зі швидкістю більш 10 км/год – рухомими.

За напрямками переміщення циклони класифікуються по сторонах горизонту: північні, південні, західні, східні. У сполученні з вказівкою місця їхнього виникнення чи входження на територію регіону ця характеристика досить інформативна. Для антициклонів прийнято напрямком переміщення характеризувати напрямком входження або поширення. Розрізняють полярні вторгнення з заходу чи з півночі й ультраполярні – з північного сходу, а також поширення гребенів (відрогів) антициклонів. Для Європи характе-

рне поширення зі сходу на захід відрога сибірського антициклону взимку і з заходу на схід азорського антициклону переважно в тепле півріччя.

Таке різноманіття класифікаційних ознак дозволяє дати досить повну словесну характеристику окремого циклону й антициклону.

Найбільш інтенсивно циклонічна діяльність розвинута в помірних широтах, де її можна розглядати як форму загальної циркуляції атмосфери. Щорічно північніше від паралелі 25° півн. ш. виникає в середньому близько тисячі циклонів.

В північній півкулі на щоденних приземних картах погоди можна одночасно знайти до 15 - 20 циклонів і 7 - 10 антициклонів. Оскільки розміри цих баричних утворень у поперечнику в середньому 1 - 2 тис. км і більше, то у позатропічних широтах практично вся нижня тропосфера складається з циклонів, які чергуються із антициклонами. При цьому переважний західний перенос поблизу земної поверхні виявляється не у вигляді упорядкованого зонального потоку, а як сумарний ефект переносу циклонів і антициклонів із заходу на схід.

Повторюваність циклонів і антициклонів у північній півкулі не рівномірна, носить зонально-осередковий характер і має добре виражений сезонний хід. Основна широтна зона найбільш високої повторюваності рухомих циклонів знаходиться в середньому взимку в межах 40 - 60° півн. ш., а влітку 50 - 70° півн. ш., а антициклонів – взимку в поясі 30 - 50° півн. ш. і влітку – 40 - 50° півн. ш.

Повторюваність циклонів взимку майже в 1,5 рази більша ніж влітку, особливо над океанами, у середньому повторюваність антициклонів у 2,5-3 рази менша ніж циклонів.

Основні осередки підвищеної повторюваності циклонів і антициклонів знаходяться переважно поблизу країв океанів і материків, а також поблизу гірських хребтів. На погодні умови Західної Європи, Росії й України великий вплив справляють циклони, які переміщуються з Атлантичного океану. Траєкторії цих циклонів взимку проходять з районів Ньюфаундленда, де вони виникають, до Ісландії і далі на Баренцове море, де вони або стаціонують і, поступово заповнюючись, впливають на погодні умови європейської території Росії, а іноді й України, або, різко змінюючи траєкторію свого руху в південно-східному напрямку, призводять до різкого погіршення погодних умов на цій же території. Влітку зона найбільшої повторюваності атлантичних циклонів проходить через Лабрадор у район Ісландії і далі на північ Європи.

До різких змін погоди взимку на території європейської частини Росії й України приводять вторгнення арктичних та сибірських антициклонів. Навпаки, ранньою весною перші, по-весняному теплі дні, пов'язані з поширенням азорського максимуму (антициклону).

### 9.5.2 Умови виникнення та стадії розвитку циклонів позатропічних широт

Циклони зображуються в баричному полі більш-менш округлими ділянками зниженого тиску площею в тисячі і мільйони квадратних кілометрів з найнижчим тиском у центрі. Глибина депресії, тобто тиск у її центрі, залежить від стадії розвитку циклону. На початковій стадії вона близька до нормального тиску на рівні моря порядку 1013 гПа, а іноді і вища. З часом глибина депресії росте, тобто тиск у центрі падає. Іноді глибина депресії у позатропічних широтах досягає 935 гПа.

Термічні (місцеві) циклони виникають в умовах неоднорідного нагрівання повітря від підстильної поверхні. Відбувається це у географічних районах з порівняно однорідними рельєфом і станом підстильної поверхні. Ці циклони мають невеликі горизонтальні розміри і слабо розвинуті по вертикалі (до 1 - 1,5 км).

Взимку термічні циклони виникають над теплими морями (Середземне море, Чорне море), влітку можуть виникати над степами і пустелями Середньої Азії в результаті нерівномірного прогрівання поверхні у центральній частині і по краях. Виникнення в центральній частині стійких висхідних рухів приводить до падіння тиску. Спочатку спрацьовує термічний фактор, потім додається циркуляційний, тобто нерівномірний розподіл тиску приводить до руху повітря за рахунок дії сили баричного градієнта, однак, у результаті впливу тертя, що виражається у відхиленні вектора швидкості від лінії струму, виникає замкнута область, де  $\frac{dp}{dt} < 0$  і вертикальна складова вихору швидкості  $\Omega_z > 0$ , тобто виникає замкнута циклонічна циркуляція. Появою першої замкнутої ізобари завершується зовнішнє оформлення термічного (місцевого) циклону. Іноді в систему циркуляції термічного циклону може бути втягнутим атмосферний фронт, тоді термічний циклон перетворюється на фронтальний.

Для виникнення і подальшого розвитку фронтальних циклонів необхідні такі циркуляційні умови, при яких забезпечується відносне зниження тиску в районі виникнення циклону. З цього погляду корисним є аналіз рівняння тенденції вертикальної складової вихору швидкості, що дозволяє оцінити зростання з часом циклонічного або зменшення антициклонічного вихору.

Запишемо рівняння тенденції вихору швидкості у вигляді

$$\frac{\partial H_p}{\partial t} = \frac{mg^2}{l} \left( H, \nabla^2 H \right)_p + ml^2 D_p + amg \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 T_m. \quad (9.3)$$

На підставі аналізу рівняння тенденції вихору швидкості були зроблені наступні висновки – зниження тиску в даному районі ( $\frac{\partial H_p}{\partial t} < 0$ ) буде, якщо:

- у середній тропосфері здійснюється позитивна адвекція вихору швидкості  $\Omega$ , тобто  $\left(H, \nabla^2 H\right)_p < 0$ ;
- дивергенція швидкості має негативні значення ( $D_p < 0$ );
- величина  $\nabla^2 T_m$ , яка відповідає вихору термічного вітру, з часом зменшується  $\left(\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 T_m < 0\right)$ .

Найбільш сприятливими умовами зниження тиску (коли має місце циклогенез – процес виникнення чи посилення циклона) є такі:

- коли в даному районі виникає чи підсилюється термічний гребінь або коли слабшає улоговина холоду середньої температури шару. Для таких оцінок використовується карта  $BT_{1000}^{500}$ ;
- циклогенез має місце і тоді, коли збільшується з часом антициклонічна або зменшується циклонічна кривизна ізотерм.

Таким чином, процес виникнення циклону можна розглядати як відносне падіння тиску в силу зазначених причин, завихрення повітряних потоків і утворення хвилі на фронті. Утворення фронтальних хвиль на малорухомих фронтах відбувається дуже часто, тому що при протилежно спрямованих повітряних потоках по обидві сторони фронту невеликі місцеві зміни повітряних потоків приводять до деформації лінії фронту і до утворення хвилі на ньому. Однак такі фронтальні хвилі порівняно рідко розвиваються в глибокі циклони, оскільки не завжди термобаричне поле тропосфери в зоні малорухомого фронту веде до зниження тиску в зоні фронтальної хвилі.

Зародження циклону звичайно відбувається на холодній ділянці фронту, циклон звичайно одержує подальший розвиток, будучи «вторинним» циклоном лише на самому початку свого існування. Оформленню нового циклону сприяє розрідження ізобар поблизу осі баричної улововини, де виникає його центр.

Схема термобаричного поля тропосфери, яке сприяє циклогенезу показана на рис. 9.5.

Іноді циклон виникає на теплих фронтах. Однак такі випадки спостерігаються рідко з тієї причини, що на теплому фронті рідко створюються

умови, коли в тил циклону, який утворюється, затікає холодна повітряна маса, без чого неможливе утворення холодної ділянки фронту і утворення циклону.

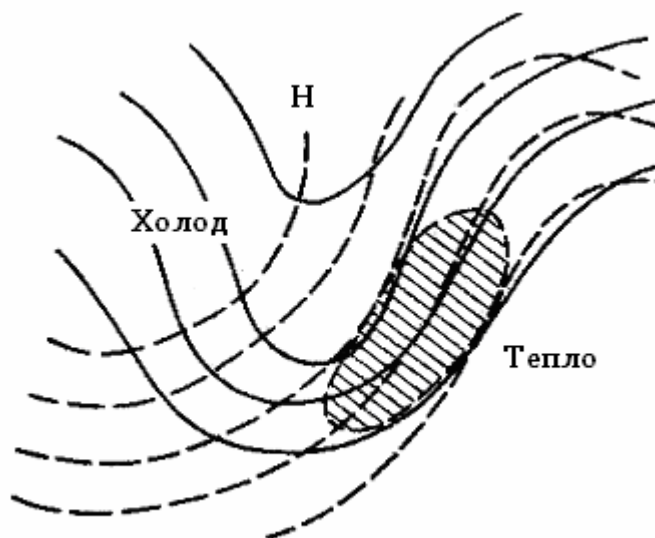


Рисунок 9.5 – *Схема термобаричного поля тропосфери, найбільш сприятливого для циклогенезу*

Циклони в точці оклюзії виникають порівняно часто, але рідко розвиваються в глибокі циклони, знову ж через те, що не завжди структура термобаричного поля сприяє значному зниженню тиску.

У процесі свого розвитку у позатропічних циклонах відбуваються значні якісні зміни, які виявляються в структурі їхнього термобаричного поля і в погодних умовах. Тому період розвитку циклону може бути розділений на ряд стадій. Перехід від однієї стадії до іншої відбувається поступово, між ними немає чітко виражених меж. Незважаючи на деяку умовність визначення меж, виділення стадій розвитку циклону має пізнавальне і прогностичне значення, тому що відбиває основні закономірності перетворень термобаричного поля тропосфери і пов'язані з ними очікувані зміни погоди.

Варто мати на увазі, що циклони не обов'язково проходять усі стадії розвитку. Він може заповнитися відразу ж після появи, а може пройти всі стадії розвитку. Визначення тенденції в розвитку утвореного циклонічного збурення представляє одну із найскладніших задач у прогностичному плані.

Повний цикл розвитку циклону, як фронтального, так і термічного, складається з наступних чотирьох стадій:

*Стадія виникнення* – від початку появи перших ознак виникнення замкнутої циклонічної циркуляції до появи першої замкнутої ізобари (стадія хвилі) – початкова стадія.

*Стадія поглиблення циклону* – до моменту припинення інтенсивного поглиблення – стадія молодого циклону.

*Стадія максимального розвитку* – тиск у центрі циклону змінюється незначно – стадія оклюдованого циклону.

*Стадія заповнення* – від моменту інтенсивного зростання тиску в центрі циклону до зникнення замкнутої циклонічної циркуляції – стадія оклюдованого циклону.

Виникнення і розвиток баричних систем пов'язані із станом і перетворенням термобаричного поля тропосфери, яке супроводжується хвилеподібними деформаціями фронтів і висотних фронтальних зон.

Перша стадія розвитку циклону характеризується тим, що в тилівій частині хвилі, за холодним фронтом, з'являється улоговина холоду (адвекція холоду), а в передній – гребінь тепла (адвекція тепла). Відповідно до такого розподілу адвекції термічний фактор обумовлює падіння тиску перед теплим фронтом і зростання тиску за холодним фронтом. З посиленням циклонічної циркуляції зростає швидкість фронтальних упорядкованих висхідних рухів, що приведе до ущільнення і деформації хмарної смуги, пов'язаної з фронтом. Перед теплим фронтом підсилюються процеси хмароутворення, в результаті чого хмарність ущільнюється, а хмарна смуга розширюється, прогинаючись у бік теплового повітря. Початкова стадія швидкоплинна і продовжується менше ніж півдобу.

В стадії молодого циклону виникає чітко помітний сектор циклону, де знаходиться тепле повітря – теплий сектор. Число замкнутих ізобар збільшується. Адвекція холоду в тилу циклону сильніша за адвекцію тепла в його передній частині і захоплює велику площу, порівняно зі стадією хвилі. Поле хмарності молодого циклону являє собою хмарний вихор, що має дві спіралі, які сходяться в одній точці і відповідають теплому і холодному фронтам. Центр хмарного вихору збігається з центром циклону на висоті 3 км.

Молодий циклон має три області з істотно різними погодними умовами. У передній і центральній частинах холодного сектора погода визначається впливом теплового фронту. Чим ближче до центра циклону і до приземної лінії фронту, тим потужніша система хмар Ns-As, менша висота нижньої межі хмарності, імовірніше випадіння переважно облогових опадів. У теплу пору року тут можливі, як уже відзначалося, грози і випадіння зливових опадів.

У тилівій частині холодного сектора, за холодним фронтом, погода обумовлюється властивостями холодної повітряної маси. Якщо холодний фронт зміщується повільно і його хмарна система є дзеркальним відображенням хмарної системи теплового фронту, то в цій частині холодного сектора будуть облогові опади, які слабшають у міру віддалення від фронту.

Якщо холодний фронт швидко зміщується, то при високій вологості і нестійкості холодного повітря в його зоні випадають зливові опади, виникають грози, найбільш інтенсивні над сушею вдень, а над морем – вночі. Якщо холодне повітря сухе і в ньому розвинені низхідні рухи, про що може свідчити сильне зростання тиску за фронтом, то в тилівій частині циклону може бути малохмарна погода.

У теплому секторі повітряна маса звичайно є стійкою і вологою, тому що ПМ переміщується на територію, раніше зайняту холодним повітрям. Взимку в граничному шарі часто виникають піднесені інверсії, з якими звичайно пов'язані великі поля шаруватих і шарувато-купчастих хмар, з них можуть випадати слабкі опади чи мряка. Тут часто спостерігаються адвективні тумани і серпанки. Добовий хід метеорологічних величин невеликий.

Влітку в теплому секторі в залежності від вологості і стійкості ПМ може бути як малохмарна, так і хмарна погода з розвиненими купчасто-дощовими внутрішньомасовими хмарами, з яких випадають зливові опади.

Розглянуті умови погоди в молодому циклоні є узагальненням характерних рис погоди в реальних циклонах. Тому при прогнозі погоди, коли очікується проходження молодого циклону, можна застосовувати цю модель погодних умов. При швидкому поглибленні циклону всі процеси йдуть більш активно, зона опадів поширюється і опади стають більш інтенсивними. Зона облогових опадів в цьому випадку може охоплювати частину теплового сектора циклону.

Початок стадії максимального розвитку циклону збігається з початком *процесу оклюдування*. Біля поверхні Землі циклон має велике число замкнених ізобар, він стає високим баричним утворенням. На цій стадії розвитку хмарна система циклону набуває чітко вираженої спіралевидної форми і у центральній частині відбувається злиття хмарних спіралей теплового і холодного фронтів. Умови погоди визначаються головним чином типом фронту оклюзії. Оклюдування циклону приводить до витіснення теплового повітря вгору і зникнення роздільного існування теплового і холодного фронтів, а також супроводжується його заповненням. Ця остання стадія еволюції циклону продовжується до зникнення останньої замкнутої ізобари на приземній карті погоди.

Заповнення циклону починається біля поверхні Землі за рахунок конвергенції тертя, тому що зникають умови, які сприяють підтримці і, тим більше, подальшому зниженню тиску, а саме – відсутні адвекція позитивного вихору швидкості й адвективні зміни температури. Циклон являє собою високе холодне баричне утворення з майже вертикальною віссю. Циклон, який заповнюється, складається з порівняно однорідної холодної пові-



тряної маси без фронтальних поділів. Горизонтальні градієнти температури малі.

### 9.5.3 Умови виникнення та стадії розвитку антициклонів

Виникнення і розвиток антициклонів тісно пов'язано з розвитком циклонів. Практично це єдиний процес: в одному районі створюється дефіцит маси повітря, а в сусідньому – надлишок. Загальним є і те, що розвиток сусідніх циклонів і антициклонів пов'язаний з однією і тією ж висотною фронтальною зоною, але з різними її ділянками.

Великі значення горизонтальних градієнтів температури і тиску у ВФЗ (8 °C/1000 км або 16 дкм/1000 км) сприятливі для антициклогенезу так само, як і для циклогенезу. На відміну від циклогенезу, для антициклогенезу сприятливими умовами на основі аналізу рівняння тенденції вихору швидкості є:

- негативна адвекція вихору швидкості в середній тропосфері, тобто  $(H, \nabla^2 H) > 0$ ;
- позитивне значення дивергенції швидкості ( $D_P > 0$ );
- збільшення з часом лапласіана середньої температури шару, тобто  $\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 T_m > 0$ .

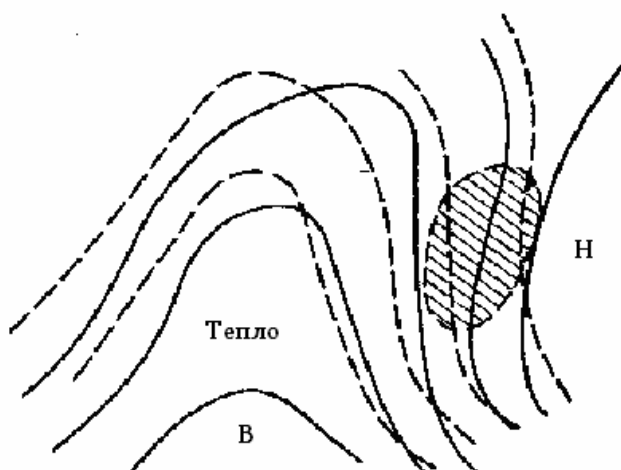


Рисунок 9.6 – Термобаричне поле, сприятливе для антициклогенезу

Антициклон виникає, як правило, під входом ВФЗ (циклонічною її частиною). Представляється він у вигляді рухомого температурно-асиметричного гребеня в тилу циклону (рис. 9.6).

Нефронтальні (термічні) антициклони порівняно невеликого розміру виникають над охолодженою підстильною поверхнею. Над сушею такі антициклонічні утворення влітку можуть виникати тільки в нічні години. Взимку місцеві антициклони над сушею можуть існувати досить довго, а в разі визначеного вище типу термобаричного поля вони нерідко перетворюються на добре розвинені антициклони.

*Фронтальними антициклонами* називаються такі антициклони, виникнення і розвиток яких пов'язані з висотними фронтальними зонами.

На відміну від циклону, через центр антициклону лінія фронту на приземній карті не може проходити. Повітря відтікає в усі сторони від центра антициклону, що виключає можливість зближення і взаємодії різнорідних ПМ поблизу його центра. Лінія фронту може проходити лише по окраїні антициклону або перетинати гребінь антициклону по лінії, приблизно нормальній до осі гребеня.

Вище граничного шару фронтальна поверхня (шар) може іноді розташовуватися і в центральній частині антициклону, однак більш характерним для антициклонів є утворення шарів інверсії, які можуть мати різне походження. Інверсії характерні не тільки для антициклонів, вони можуть спостерігатися й в циклонах, а також поза зв'язком з циклонами й антициклонами.

Приземні шари інверсії виникають у зв'язку з охолодженням приземного шару повітря від підстильної поверхні. У центральних частинах антициклонів при безхмарній погоді і слабких вітрах мають місце найбільш сприятливі умови для радіаційного охолодження поверхні у нічні години і утворення приземного шару інверсії. Товщина цього шару часто складає усього кілька десятків метрів і він легко руйнується в денний час під впливом прогріву підстильної поверхні і розвитку турбулентного і конвективного вертикального перемішування. Однак над материком взимку радіаційне охолодження може продовжуватися і вдень, в результаті чого стійкий шар інверсії температури може простиратися від поверхні землі до рівня 1 - 2 км і навіть вище.

Тонкі шари інверсії всередині граничного шару, які починаються на висоті в кілька десятків або сотень метрів від поверхні землі, можуть утворитися при руйнуванні приземного шару інверсії в його нижній частині і збереженні у верхній. Подібні шари інверсії можуть виникати відразу на деякій висоті над поверхнею землі, якщо в теплій стійкій ПМ швидкість вітру в приземному шарі значна. Часто з такими шарами інверсії пов'язані хмари St і Sc, радіаційне охолодження верхньої межі яких сприяє відокремленню шару інверсії.

В антициклонах формуванню шарів інверсії сприяють низхідні рухи повітря і розтікання повітря по горизонталі. Такі інверсії називаються інверсіями осідання. В цьому випадку в шарі розтікання різко зростає верти-

кальний градієнт потенціальної температури. Шари інверсії вище граничного шару звичайно є інверсіями осідання.

*Заключні антициклони* є основним типом фронтальних антициклонів. Вони утворюються за холодним фронтом останнього циклону сімейства. Точніше кажучи, розвиток заключного антициклону обриває процес циклогенезу на даній ділянці основного фронту.

Антициклон, який виник за холодним фронтом, спочатку є низьким і холодним баричним утворенням. В наступному розвитку антициклон стає усе більш високим і теплим, чому сприяють низхідні рухи повітря. В баричному полі антициклон, що руйнується, на висотах виражений звичайно краще, ніж біля поверхні землі.

Оскільки в антициклонах атмосферні фронти не розвиваються, умови погоди в них визначаються переважно властивостями ПМ, їхньою взаємодією з підстильною поверхнею.

У зв'язку з низхідними рухами повітря в центральних частинах антициклонів переважає малохмарна погода. Однак при значній вологості повітря в холодну половину року в центральній частині антициклону під шаром інверсії осідання можуть спостерігатися хмари St і Sc. Як взимку, так і влітку можуть спостерігатися радіаційні тумани. На окраїнах антициклонів умови погоди загалом подібні до умов в секторах сусідніх циклонів.

Північна окраїна антициклону звичайно безпосередньо пов'язана з теплим сектором сусіднього циклону. Тут у холодне півріччя часто спостерігається суцільна і значна хмарність St і Sc, слабкі опади з цих хмар або із системи As-Ns, яка пов'язана з атмосферним фронтом сусіднього циклону. Нерідко відзначаються тумани. Влітку в цьому секторі антициклону іноді спостерігається невелика кількість хмар верхнього ярусу.

Західна окраїна антициклону примикає до передньої частини області низького тиску. Тут можуть виникати перші ознаки теплового фронту – хмари Ci. В холодне півріччя в цьому секторі антициклону часто відзначаються St і Sc, що досягають значної вертикальної протяжності. В таких випадках можуть спостерігатися досить великі зони слабких опадів.

Коли антициклон малорухомий і існує тривалий час (блокуючий антициклон), то на його західній периферії іноді накопичується декілька рівнобіжних фронтів, що створюють великі градієнти температури і тиску, тоді у цій зоні спостерігаються сильні вітри.

Влітку на західній окраїні антициклону при високій температурі повітря і значній вологості нерідко спостерігаються грози.

Південна окраїна антициклону примикає до північної частини циклону. Тому тут нерідко спостерігаються хмари верхнього ярусу, а іноді і середнього ярусу, причому взимку з As може випадати сніг. На південній окраїні добре розвиненого антициклону взимку спостерігаються великі

градієнти тиску і сильні вітри, наприклад, на узбережжі Чорного моря. В таких випадках виникають місцеві вітри (новоросійська бора).

Східна окраїна антициклону межує з тиловою частиною циклону. В нестійкій повітряній масі тут влітку в денний час утворюються  $Cu$  і навіть  $Cb$ , тобто випадають зливові дощі. Взимку може спостерігатися безхмарна погода.

Циклон і антициклон є антиподами в багатьох відношеннях, включаючи умови погоди. Якщо з поняттям «циклон» пов'язано уявлення про похмуру з опадами погоду, то з поняттям «антициклон» пов'язана малохмарна погода. В цілому таке уявлення відповідає дійсності, але воно є занадто загальним. У кожному циклоні й антициклоні погода істотно розрізняється і змінюється при переході циклону (антициклону) від однієї стадії розвитку до іншої. Погода обумовлюється в кожному випадку властивостями повітряних мас і атмосферних фронтів і залежить від сезону. Тому для прогнозу погоди властивості кожного циклону й антициклону і взагалі будь-якої баричної системи досліджуються індивідуально.

#### 9.5.4 Переміщення циклонів та антициклонів, їхня регенерація

Переміщення баричних систем пов'язано зі змінами тиску, а також з розподілом повітряних мас у середній і верхній тропосфері, тобто зі структурою термобаричного поля атмосфери.

Розглянемо переміщення центра баричної системи (циклон, антициклон). Цей центр знаходиться на ізобаричній поверхні  $p_1 = const$ . Якщо  $H_{p_1}$  – геопотенціальна висота ізобаричної поверхні, то швидкість переміщення центра  $C$  і напрямок переміщення  $n$  будуть визначатися формулою

$$\frac{\partial^2 H_{p_1}}{\partial n^2} C = R \ln \frac{p_1}{p} \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial H_p}{\partial t}. \quad (9.4)$$

Формула показує, що швидкість переміщення центра на нижній ізобаричній поверхні  $p_1$  залежить від двох факторів:

- від термічного фактора, тобто від розподілу змін середньої температури шару  $R \ln \frac{p_1}{p} \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t}$ ;
- від динамічного фактора, тобто від розподілу змін геопотенціалу  $-\frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial H_p}{\partial t}$  верхньої ізобаричної поверхні  $p = const$ .

Для центра циклону (циклонічна кривизна ізобаричної поверхні) завжди справедливо  $\frac{\partial^2 H_{p1}}{\partial n^2} > 0$ , а для центра антициклону (антициклонічна кривизна ізобаричної поверхні)  $\frac{\partial^2 H_{p1}}{\partial n^2} < 0$ .

На основі цих факторів можна сформулювати такі правила.

Внесок *термічного фактора* (перший доданок) зводиться до наступного:

- ✓ центр циклону переміщується у бік підсилення адвекції тепла або у бік послаблення адвекції;
- ✓ центр антициклону переміщується у бік підсилення адвекції холоду або у бік послаблення адвекції тепла.

Внесок *динамічного фактора* (другий доданок):

- ✓ центр циклону при загальному локальному зниженні геопотенціалу верхньої ізобаричної поверхні переміщається в той бік, де її геопотенціал знижується більше, а при загальному підвищенні геопотенціалу – у той, де він підвищується менше.
- ✓ центр антициклону при загальному локальному підвищенні геопотенціалу верхньої поверхні переміщується в бік, де її геопотенціал підвищується більше, а при зниженні геопотенціалу – туди, де він знижується менше.

*Швидкість переміщення центра баричної системи С* пропорційна ізолотермічному градієнту середньої температури шару і градієнту зміни геопотенціалу (ізалобаричному градієнту).

Спостереження показують, що приземні центри баричних систем переміщуються зі швидкістю, пропорційною швидкості повітряного потоку на рівні АТ<sub>700</sub> (АТ<sub>500</sub>) над центром. Цей потік називається ведучим потоком. Коефіцієнт пропорційності К між швидкістю потоку і швидкістю руху центра називають коефіцієнтом переносу і він залежить від швидкості ведучого потоку. У середньому коефіцієнт переносу приймається рівним 0,7 - 0,8 для рівня АТ<sub>700</sub> і 0,5 - 0,6 для рівня АТ<sub>500</sub>.

Центр циклону (антициклону) із круговими ізобарами переміщується в напрямку ізалобаричного градієнта в бік падіння (росту) тиску. Циклон з ізобарами, близькими до еліптичних, переміщується в напрямку між ізалобаричним градієнтом і великою віссю циклону в бік падіння тиску. Аналогічне правило можна сформулювати і для антициклону.

Аналіз карт погоди показав, що виникнення циклонів і антициклонів, а також їхні переміщення і розвиток залежать не тільки від термобаричного поля в атмосфері, але і від орографічних умов. Траєкторії циклонів і анти-

циклонів часто огинають гори. Спостерігається уповільнене переміщення баричних систем перед горами, а низькі холодні антициклони можуть застримуватись високими горами. Циклони й антициклони огинають гори за годинниковою стрілкою. При наближенні циклону до гір у правій його частині потік повітря спрямований до хребта, що приводить до нагромадження повітря і росту тиску. У лівій частині циклону циркуляція повітря така, що відбувається відтік повітря від гірського хребта. Цей відтік супроводжується низхідними рухами повітря і падінням тиску. Центр циклону починає переміщатися в бік падіння тиску, а це і приводить до того, що циклон огинає гори за годинниковою стрілкою.

Іноді циклони й антициклони, які пройшли всі стадії свого розвитку, знову починають відроджуватись: циклони – поглиблюватись, а антициклони – посилюватись. Повторне поглиблення циклону, що почав заповнюватись, яке супроводжується збільшенням швидкості його поступального руху, а також посилення антициклону, що почав руйнуватись, яке супроводжується зростанням тиску в центрі та збільшенням площі баричного утворення, називається регенерацією циклонів та антициклонів.

*Регенерація циклонів відбувається:*

- за умови входження в систему існуючого циклону нового основного фронту, що створює порушення температурної симетрії поблизу центра циклону й призводить до контрастів температур;
- за умови розвитку поблизу центра існуючого циклону нового циклону з подальшим злиттям обох центрів або при швидкому заповненні старого центра.

Регенерація антициклонів відбувається при злитті заключного антициклону з малорухомим старим антициклоном, що виражається в розвитку нового у відрозі існуючого.

## **9.6 Основні положення методів прогнозу виникнення, еволюції та переміщення синоптичних об'єктів**

### **9.6.1. Характеристика синоптичних методів прогнозу погоди**

Прогнозування являє собою спеціальне науково-методичне дослідження, предметом якого є перспективи розвитку якого-небудь явища або процесу.

Синоптичний метод являє собою прогнозування з елементами угадування, оскільки не виключає, а припускає можливість використання суб'єктивних висновків синоптика при формулюванні прогнозу. Найбільш час-

тою підставою для таких суб'єктивних висновків є передбачувана аналогія розвитку синоптичного процесу з раніше подібними характеристиками інших процесів.

Прогнозування, у тому числі і метеорологічне, не може, у принципі, передбачити всі деталі майбутнього стану. Прогнозист повинен виходити з діалектичної детермінації явищ, тобто з того, що необхідність знайде собі дорогу через випадковість. Звідси випливає, що до явищ майбутнього потрібен імовірний підхід.

Метеорологічні прогнози відносяться до категорії пошукових прогнозів, задачею яких є визначення можливих станів чи явища процесу в майбутньому. Вони ґрунтуються на умовному продовженні в майбутнє тенденції розвитку досліджуваного процесу в минулому й у сьогоденні.

В основі прогнозування лежать три джерела інформації про майбутнє поведіння об'єкта дослідження:

- оцінка майбутнього стану прогнозованого об'єкта на основі аналогій;
- екстраполяція на майбутнє закономірностей розвитку об'єкта;
- модель майбутнього стану об'єкта дослідження, побудована в погодженні з очікуваними змінами, розвиток яких у минулому і тепер достатньо добре відомий.

Відповідно до цих трьох джерел інформації існують три способи розробки прогнозів:

- *експертне оцінювання*. В синоптичному прогнозуванні цей спосіб реалізується, наприклад, під час обговорення прогнозів декількома кваліфікованими синоптиками;
- *екстраполяція*. Це процес побудови динамічних рядів еволюції деякого прогнозованого об'єкта з поширенням виявлених закономірностей на майбутнє;
- *моделювання*. Процес побудови моделей з урахуванням імовірної зміни прогнозованого об'єкта дослідження на період попередження. Найбільш ефективна прогнозована модель – система рівнянь гідротермодинаміки атмосфери. Велике практичне значення мають статистичні і фізичні моделі.

На практиці ці способи взаємно перехрещуються і доповнюють один одного.

Синоптичний метод є одним зі способів метеорологічного прогнозування. Сучасний підхід до короткострокового прогнозу погоди є сполученням декількох способів прогнозування: синоптичного, статистичного, гідродинамічного, і тому являє собою систему прогнозування.

Прогноз погоди передбачає опис очікуваних погодних умов. Форма представлення прогнозів погоди може бути різною: текстуальною, табличною, графічною чи аналітичною.

В оперативних підрозділах розробляються тільки короткострокові прогнози погоди: добові, оперативні прогнози і штормові попередження.

*Добові прогнози* розробляються звичайно на період з 18 години поточної доби до 18 години наступної. При цьому вони формулюються окремо на нічну і денну частини доби, якщо погода очікується різною.

*Оперативні прогнози* розробляються на час роботи споживача з необхідною для нього завчасністю.

*Штормові попередження* являють собою прогноз виникнення чи збільшення інтенсивності небезпечних і стихійних явищ. Вони розробляються і поширюються за визначеними адресами, незалежно від того передбачалися вони чи ні раніше складеними прогнозами.

До усіх видів розроблених короткострокових прогнозів погоди до початку їхньої дії або в період дії можуть даватися уточнення.

За територіальним охопленням короткострокові прогнози поділяються на прогнози по пункту (місту, аеродрому і т.п.), по маршруту (авіатрасі, автомобільній дорозі чи залізниці тощо) і по району (географічному або адміністративному).

Прогнози для великих територій з малим ступенем деталізації називають *фоновими*. Вони складаються у великих прогностичних центрах і є основою для розробки більш деталізованих локальних прогнозів погоди в метеорологічних підрозділах.

Діючі документи по службі прогнозів визначають перелік характеристик атмосфери, які підлягають прогнозуванню, ступінь деталізації їхнього прогнозу, вимоги до формулювання прогнозів і термінології.

За своїм призначенням короткострокові прогнози поділяються на прогнози загального користування і спеціалізовані прогнози.

*Прогнози загального користування* відносяться до оперативних прогнозів та призначені для широкого кола споживачів і в першу чергу для населення. У них звичайно наводяться зведення про очікуваний стан неба (хмарність), опади, швидкість і напрямок вітру, особливі явища погоди, максимальну і мінімальну температуру повітря.

*Спеціалізовані прогнози* погоди призначені для конкретного споживача і враховують специфічність його діяльності. В таких прогнозах робиться акцент на ті погодні характеристики, які впливають на роботу споживача прогностичної інформації. Наприклад, в авіаційних прогнозах особливо детально характеризується хмарність (указується її загальна кількість, форми, наявність на різних висотах, висота верхньої і нижньої межі, наявність безхмарних прошарків), а також явища, що погіршують видимість; у



прогнозах для наземного транспорту дається детальна характеристика опадів, продуктів наземної конденсації, видимості тощо.

У залежності від кількості прогнозованих погодних характеристик короткострокові прогнози можуть бути індивідуальними, коли прогнозується яка-небудь одна метеорологічна величина або одне явище, і комплексними, коли прогнозується декілька метеорологічних величин і явищ. Комплексний прогноз складається з погоджених між собою індивідуальних прогнозів усіх характеристик, що включаються в комплекс.

Через те, що погодні характеристики можуть бути кількісними і якісними, їхні індивідуальні прогнози можна класифікувати за цією ознакою як кількісні і якісні.

*Кількісними* називають такі прогнози, помилки яких можуть бути оцінені числом. До таких прогнозів відносяться прогнози температури і вологості повітря, швидкості вітру і т.д. Ті прогнози, помилки яких не можуть бути оцінені в термінах формулювання прогнозу кількісно, відносяться до якісних. Це, наприклад, прогноз форм хмар, наявності чи відсутності метеорологічних явищ тощо.

*Якісні* прогнози можуть бути альтернативними, коли вказується одна з двох можливих фаз, і багатозафазовими, якщо в прогнозі можна вказати одну з більш чим двох фаз.

За характером опису прогнозованої величини прогнози можуть бути *категоричними* й *імовірними*. В категоричних прогнозах указується найбільш імовірне значення (градація) кількісної характеристики чи найбільш імовірна фаза явища. У формулюванні імовірного прогнозу вказується очікувана імовірність здійснення всіх можливих значень (градацій) метеорологічної величини і можливих фаз явищ.

Межа передбачуваності процесів синоптичного масштабу визначається в основному часом існування синоптичних об'єктів, тобто не перевищує в середньому 3 - 4 діб, а мезомасштабних процесів – часом існування об'єктів мезомасштабу, тобто декількох годин.

*Справджуваність* короткострокових метеорологічних прогнозів порівнюють зі справджуваністю інерційних і випадкових прогнозів. При *інерційному* прогнозуванні як прогноз береться значення (градація) метеорологічної величини або фаза явища у відповідний початковий період часу. Справджуваність його розраховується на основі порівняння значень метеорологічної величини або фази явища двох суміжних діб.

Під *випадковим прогнозом* розуміється випадковий вибір якого-небудь значення метеорологічної величини або фази явища із сукупності, в якій розподіл зазначених фаз відповідає кліматологічному.

### 9.6.2 Основні положення прогнозу виникнення циклонів і антициклонів

Прогноз виникнення циклонів і антициклонів є найважливішим етапом метеорологічного прогнозування. З його успішністю пов'язаний кінцевий результат – прогноз погоди. При виникненні циклону (антициклону) атмосферна циркуляція в районі циклогенезу (антициклогенезу) істотно видозмінюється, що веде в цілому до зміни погодних умов.

Складність прогнозу пов'язана з відсутністю надійних синоптичних критеріїв цикло- і антициклогенезу. Тому при прогнозі виникнення, наприклад, циклону особливу увагу варто приділяти ділянкам висотної фронтальної зони, де структура термобаричного поля забезпечує значні локальні збільшення позитивного вихору швидкості.

Відповідно до рівняння тенденції вихору швидкості (9.3), виникнення циклону на фронті найбільш імовірно в районі, де

- спостерігається адвекція позитивного вихору швидкості (додатного лапласіана геопотенціалу);
- існують інтенсивна струминна течія і великі горизонтальні контрасти температури в межах майже всієї тропосфери;
- спостерігаються інтенсивні висхідні рухи на теплій ділянці фронту й активна адвекція холоду за холодною ділянкою фронту.

Крім того варто брати до уваги обставини:

- виникненню циклону з хвильового збурення сприяють наявність у його області на приземній карті погоди малоградієнтного баричного поля з від'ємними баричними тенденціями в центральній частині збурення;
- ознакою виникнення циклону в точці оклюзії є зсув області локального падіння тиску в район з невеликими баричними градієнтами;
- умовою виникнення циклону є перевищення адвекції холоду в тилу хвильового збурення над адвекцією тепла в його передній частині.

В багатьох випадках передбаченню утворення циклону сприяють супутникові фотографії хмарних полів. Основною ознакою активного циклогенезу є поява перистих хмар у вигляді викидів вздовж потоку від основного хмарного масиву, які є провісниками утворення більшості циклонів помірних широт. Вони виникають в області адвекції теплого повітря і формування тропосферного гребеня тепла. Таку структуру хмарного поля називають *хмарною шапкою фронтальної хвилі*. Встановлено, що в одному випадку з трьох хмарна шапка формується за 12 годин і більше до появи першої замкнутої ізобари біля поверхні Землі.

Вторгнення на південь холодного повітря часто приводить до фронтогенезу, що спричиняє посилення виносу теплого повітря на північ. В результаті формується термічний гребінь у середній тропосфері, біля верши-

ни якого з'являється характерна шапка-віяло, що свідчить про наявність циклогенезу.

Основними особливостями структури термобаричного поля, сприятливого для антициклогенезу, є

- наявність антициклонічної кривизни ізогіпс ізобаричних поверхонь у середній тропосфері, що зменшується по потоку, і їхня збіжність;
- наявність адвекції тепла, що перевищує адвекцію холоду в передній частині виникаючого антициклону.

### **9.6.3 Прогноз еволюції циклонів і антициклонів**

Прогноз еволюції баричних утворень становить інтерес як проміжний етап розробки прогнозу погодних умов.

У процесі свого розвитку циклони й антициклони проходять ряд стадій. Найбільш показовою характеристикою еволюції циклонів і антициклонів є зміна тиску в їхніх центрах. Ці зміни при оцінюванні очікуваної еволюції баричних утворень є об'єктом прогнозу.

При прогнозі еволюції баричних утворень варто використовувати відомі емпіричні правила, що вказують на очікуваний напрямок еволюції.

Раціональність застосування цих якісних правил ґрунтується на тому, що навіть порівняно великий прорахунок в оцінюванні очікуваного тиску в центрі баричного утворення при правильно передбаченому знаку зміни звичайно не приводить до істотних помилок в прогнозі погоди. Тому найбільш важливим при прогнозі еволюції баричних утворень є передбачення не стільки кількісних оцінок еволюції, скільки часу зміни її напрямку.

Аналіз баричних тенденцій дозволяє сформулювати наступні прогностичні правила:

- циклон поглиблюється, а антициклон слабшає, якщо в центрі баричного утворення спостерігаються негативні тенденції, і навпаки;
- барична улоговина поглиблюється, а гребінь слабшає, якщо нульова ізалобара проходить за віссю улоговини чи гребеня;
- при негативних тенденціях в центрі циклону або на осі улоговини їхнє поглиблення буде тим інтенсивніше, чим далі від центра циклону або осі улоговини в їхніх тилкових частинах проходить нульова ізалобара. При позитивних тенденціях в центрі антициклону або на осі гребеня їхнє посилення буде тим значніше, чим далі від центра антициклону або осі гребеня в їхніх тилкових частинах проходить нульова ізалобара;
- циклон поглиблюється, якщо в теплому секторі баричні тенденції негативні, і заповнюється, якщо вони позитивні;
- віддалення області падіння тиску від центральної частини циклону на периферію є ознакою заповнення циклону, а зсув області додатних

тенденцій від центральної частини антициклону на його периферію є ознакою припинення посилення антициклону.

Для оцінки знака еволюції баричних утворень використовують ізологіпси  $AT_{700}$ . При очікуваному зниженні геопотенціальної висоти поверхні 700 гПа частіше потрібно очікувати поглиблення циклону, а якщо передбачається зростання геопотенціальної висоти поверхні 700 гПа, то варто розраховувати на заповнення циклону.

Існує очевидний зв'язок між характером адвекції повітряних мас, які втягуються в циклонічну циркуляцію, і еволюцією циклону. Оскільки виникнення циклону пов'язане з інтенсивною адвекцією холоду в його тилу й адвекцією тепла в передній частині, то доти, поки ця адвекція буде продовжуватися, циклон буде поглиблюватися. В іншому випадку почнеться його заповнення. З появою над циклоном, який поглиблюється, на карті  $AT_{700}$  осередку холоду варто очікувати в найближчу добу переходу циклону в стадію заповнення.

#### **9.6.4 Прогноз переміщення циклонів і антициклонів**

Для прогнозу переміщення баричних утворень, у тому числі циклонів і антициклонів, розроблена і використовується велика кількість емпіричних правил, розрахункових формул, статистичних залежностей.

Вибір найбільш раціональної процедури прогнозу залежить від конкретних умов. Незважаючи на різну точність, яку забезпечують різні методи прогнозу переміщення циклонів і антициклонів, улоговин і гребенів, синоптик повинен вміти користатися будь-якими з них.

Корисним для визначення швидкості і напрямку переміщення циклону є аналіз послідовних супутникових фотографій хмарності. На початковій стадії розвитку циклону, поки його хмарне поле не набуло вигляду спіралі, циклон буде переміщуватися в напрямку викидів перистих хмар, що утворюються над ним. Це правило засноване на збігу напрямків ведучого потоку, по якому зміщається циклон, і викидів перистої хмарності. Воно може використовуватися для прогнозу на 12 і 24 години. Швидкість переміщення може бути оцінена екстраполяцією шляхом порівняння положення центра циклону на фотографіях за попередні і вихідний моменти часу.

Успішність екстраполяційного прогнозу значною мірою залежить від точності, з якою визначені положення центрів баричних утворень у вихідний і перехідний моменти часу.

При наявності комплектів синоптичних карт і прогностичних карт баричної топографії прогноз здійснюється шляхом переміщення центрів уздовж ізогіпс вихідних і прогностичних карт  $AT_{700}$  або  $AT_{500}$  зі швидкістю, пропорційною осередненій швидкості вітру на цих ізобаричних поверхнях.

При прогнозі переміщення баричних утворень можна користатися наступними *емпіричними прогностичними правилами*:

1. Поодинокі циклони і улоговини огинають центральний циклон у напрямку, протилежному руху годинникової стрілки.

2. При переважному русі циклонів із заходу на схід кожен наступний циклон серії переміщується південніше попереднього.

3. Після оклюдування циклону його траєкторія звичайно відхиляється ліворуч від траєкторії, пов'язаної з ним ізолобаричної області падіння тиску. Швидкість циклону при цьому різко зменшується.

4. Переміщення області падіння тиску з центральної частини циклону або області зростання з центральної частини антициклону на периферію є ознакою зменшення швидкості переміщення цих баричних утворень.

5. Циклони частіше переміщуються в напрямку областей слабкіших вітрів. Циклон з дуже сильними вітрами в передній частині стає малорухомих і швидко заповнюється.

6. Чим більше швидкість ведучого потоку, тим менше відхилення від нього траєкторії руху центрів баричних утворень. Циклони, які рухаються повільно, часто відхиляються від напрямку ведучого потоку.

7. Баричні утворення після перетворення на високі деякий час продовжують переміщатися в тому ж напрямку, що й у попередню добу, а потім стають малорухомих.

8. Антициклон, центр якого біля поверхні Землі розташовується під східною периферією гребеня в середній тропосфері, переміщається приблизно зі швидкістю вітру на ізобаричній поверхні 700 гПа, якщо над центральною частиною антициклону спостерігається адвекція холоду або нульова адвекція. При адвекції тепла антициклон стає малорухомих.

9. Приземний антициклон, оформлений на висотах баричним гребнем, буде малорухомих, якщо гребінь тепла помітно зсунутий стосовно баричного гребеня, отже, майже по всій області баричного гребеня спостерігається адвекція тепла.

Очікуване переміщення баричних утворень на різних висотах звичайно оцінюється за допомогою порівняння прогностичних карт баричної топографії з картами АТ за вихідний момент часу. У тих випадках, коли прогностичні карти баричної топографії відсутні, варто керуватися тим, що звичайно баричні утворення на висотах переміщуються в тому ж напрямку, що і відповідні їм баричні утворення, представлені на приземній карті погоди.

Якщо баричне утворення є висотним, то для прогнозу його переміщення можна застосувати один зі способів, які використовуються для прогнозу приземних баричних утворень.

Неглибокі улоговини і гребені переміщуються в напрямку ведучого потоку на тому ж рівні. Глибокі улоговини і гребені також переміщуються

подібним чином, але іноді вони стають малорухомими або навіть переміщуються у зворотному напрямку.

При оцінюванні швидкості переміщення висотних улоговин або гребенів варто мати на увазі, що вони переміщуються тим швидше, чим більше складова градієнта гепотенціалу, розрахована уздовж осі цих баричних утворень, і чим менше розходження між градієнтами геопотенціалу в їх передній і тилівій частинах.

### 9.6.5 Прогноз еволюції та переміщення атмосферних фронтів

Під еволюцією фронтів розуміють процеси їхнього загострення або розмивання, що виявляється в змінах погодних характеристик в їхній області. Це поняття, в цілому, більш широке, чим поняття фронтогенезу і фронтолізу. Однак оскільки між полями метеорологічних величин існує тісний взаємозв'язок, то параметр фронтогенезу побічно описує зміну багатьох погодних характеристик в області фронту. Тому висновки, які були зроблені раніше щодо умов фронтогенезу і фронтолізу, повною мірою застосовні при *прогнозі еволюції* фронтальних розділів.

Супутникові знімки дуже корисні для прогнозу еволюції хмарності, пов'язаної з фронтами. Так, якщо фронтальна хмарна система має довжину 500 - 1500 км і виявляється на трьох послідовних знімках з 12-годинним інтервалом, то з урахуванням тенденції її еволюції можна дати екстраполяційний прогноз на термін до 24 годин. Для хмарних полів розмірами 100 - 500 км припустима екстраполяція тільки на наступні 12 годин.

Більшість фронтальних поділів біля поверхні Землі лежать на осях добре виражених улоговин. Тому *прогноз переміщення* таких фронтів зводиться до прогнозу переміщення цих улоговин. Отже, побудувавши прогностичну карту приземного тиску і визначивши положення осі уловини, можна спрогнозувати положення приземної лінії фронту.

Найбільш простим прийомом прогнозування є екстраполяція попереднього переміщення фронту з використанням приземних карт погоди за вихідний і попередні моменти часу. Такий підхід можна використовувати, якщо не очікується істотної перебудови баричного поля, а тільки його перенос. Для таких прогнозів використовують емпірично встановлені зв'язки між швидкістю переміщення фронту (у циклоні) і нормальною до фронту складовою швидкості геострофічного вітру на приземній карті погоди. Швидкість ( $C_\phi$ ) переміщення лінії фронту в системі циклону розраховують за формулою

$$C_\phi = kV_g, \quad (9.5)$$

де  $V_g$  – нормальна до лінії фронту складова швидкості геострофічного вітру, обумовлена складовою градієнта тиску, спрямованою уздовж лінії фронту;

$k$  – коефіцієнт пропорційності, дорівнює для теплих фронтів 0,6 - 0,8, для холодних фронтів, які швидко переміщуються – 0,7 - 0,9 і для холодних фронтів, які повільно переміщуються – 1,0.

Прогноз переміщення фронтів може ґрунтуватися і на результатах аналізу зображень хмарності, отриманих за допомогою метеорологічних супутників землі.

Прогноз переміщення хмарних смуг, пов'язаних із фронтами, здійснюється шляхом екстраполяції їхнього попереднього переміщення.

Для прогнозу переміщення фронту використовують правило «ведучого потоку». При цьому приймається, що кожна точка, яка знаходиться на приземній лінії фронту, переміщується паралельно ізогісам  $AT_{700}$  зі швидкістю, пропорційною нормальній до фронту складовій швидкості вітру на цій ізобаричній поверхні. Коефіцієнт пропорційності для теплих фронтів вважається рівним 0,8, а для холодних – 0,9. Рекомендується використовувати дані про фактичний вітер і тільки при їхній відсутності залучати результати розрахунків градієнтного вітру. Використовуючи прогностичну карту, прогнозують перебудову баричного поля.

## **9.7 Синоптичні умови забруднення атмосфери**

### **9.7.1 Фізичні основи прогнозування забруднення повітря**

Зацікавленість прогнозом забруднення повітря виникла у зв'язку з випадками катастрофічного росту рівня концентрацій, що мали місце, наслідком яких були людські жертви. Захист атмосфери від забруднення став однією з найбільш актуальних сучасних проблем. При вирішенні цієї проблеми все більше значення приділяється метеорології, оскільки було помічено, що катастрофічні ситуації спостерігаються при певних метеорологічних умовах. Ці умови можна завчасно прогнозувати існуючими в метеорології способами і тим самим небезпечному забрудненню повітря можна запобігти, зменшивши викиди і знизивши негативний вплив забруднення на здоров'я людей і навколишнє середовище.

Подальша доля викидів, що потрапили в атмосферу, визначається в основному метеорологічними факторами. Істотним є використання матеріалів про кліматичні умови, що визначають рівень забруднення повітря в різних географічних районах країни. Варто враховувати також викривлення повітряного потоку в умовах складного рельєфу, місцеву циркуляцію

повітря. Таким чином, вивчення метеорологічних умов забруднення повітря є основою для його прогнозування, оскільки завдання полягає в тім, щоб прогнозувати і запобігати високим рівням концентрацій викидів, які створюються при несприятливих метеорологічних умовах (НМУ).

Запобігання збільшенню забруднення повітря, обумовленому різким зростанням викидів, представляє собою, мабуть, чисто технічне питання. Задачею метеорологічного забезпечення є своєчасне виявлення й оповіщення про ріст концентрацій, а також виявлення джерел викидів, які спричиняють високі концентрації.

Задача прогнозування вирішується з урахуванням фізичних процесів поширення домішок у районі великих джерел викидів і особливостей забруднення повітря в конкретних містах. Складність їхнього врахування визначається принаймні двома обставинами. По-перше, у місті безліч джерел викидів з істотно різними характеристиками і в районі кожного з них небезпечне скупчення домішок у приземному шарі повітря виникає при неоднакових метеорологічних ситуаціях. По-друге, залежність забруднення повітря у місті в цілому від метеорологічних умов є складною і неоднозначною, рівень забруднення визначається багатьма факторами. Тому доцільно використовувати два види прогнозу забруднення повітря: у районі окремих джерел і у місті в цілому. Таким чином, усувається принаймні одна із зазначених складностей проблеми – врахування різноманіття характеристик викидів зводиться до того, що для кожного з найбільш істотних джерел задача вирішується окремо.

Методи прогнозування забруднення повітря у місті в цілому ґрунтуються на результатах аналізу впливу метеорологічних і синоптичних умов на концентрації домішок. Врахування конкретних особливостей механізму забруднення повітря досягається завдяки тому, що прогностичні схеми складаються за матеріалами спостережень у кожному місті окремо по сезонах, а також для кожної доби. Цим враховуються зміни протягом року особливостей викидів в атмосферу шкідливих речовин, кліматичні і мікрокліматичні умови в їхньому річному і добовому ході.

Для характеристики стану атмосфери, при якому можуть відзначатися великі концентрації домішок, виділяються нормальні й аномальні метеорологічні умови. У нормальних умовах у випадку викидів з високих джерел несприятливим є наявність понададіабатичного градієнта температури. Внаслідок розвинутого турбулентного обміну має місце інтенсивний перенос домішок від джерел до земної поверхні, де можуть спостерігатися значні концентрації. Ступінь забруднення повітря істотно залежить від швидкості вітру. При фіксованій висоті джерела наземні концентрації домішок зростають зі зменшенням швидкості вітру. Разом з тим ослаблення вітру веде до збільшення початкового підйому домішок, що сприяє зниженню



наземної концентрації. Значне підвищення концентрацій домішок у повітрі відзначається, коли нижче джерела спостерігається штиль.

При розташуванні промислових об'єктів на окраїні міста або за його межами на забруднення повітря в житлових районах впливає напрямок вітру. Вплив напрямку переносу повітря на приземні концентрації домішок пов'язаний з накладенням викидів ряду одиночних джерел. Найбільші концентрації будуть спостерігатися, якщо об'єкти розташовані уздовж напрямку вітру. Забруднення повітря буде також підвищеним у випадках, коли викиди від великих висотних джерел переносяться на райони щільної міської забудови і складного рельєфу, де підсилюється інтенсивність надходження домішок до земної поверхні.

Таким чином, вплив напрямку і швидкості вітру на забруднення приземного шару атмосфери має складний характер.

Небезпека забруднення повітря зростає при туманах, що поглинають домішки з навколишнього повітря, при створенні іноді розчину шкідливих речовин підвищеної токсичності, наприклад сульфатної кислоти, фторидної кислоти. Істотну роль у забрудненні приземного шару повітря може відіграти осідання великих крапель туману, при якому розчинена домішка з вищерозташованих шарів переноситься до підстильної поверхні. Над розвинутим туманом радіаційного типу утворюється звичайно піднята інверсія температури. Отже, у нижньому шарі повітря створюється значне скупчення шкідливих речовин. Взимку додаткову небезпеку справляють розташовані в районі міст незамерзаючі водойми, поблизу яких часто виникають тумани. Існує і зворотний зв'язок впливу викидів на формування туманів. Короткочасне зменшення викидів у місті при туманах може привести не тільки до безпосереднього зниження концентрацій, але і зменшити ефект впливу самих туманів на зростання забруднення повітря.

Опади приводять до зниження концентрації домішок. Однак ефект вимивання спостерігається лише поза зоною прямого впливу джерел. Аналіз показує, що відновлення рівня забруднення повітря в місті після його очищення опадами відбувається протягом визначеного часу порядку декількох годин. Викиди в період дощу шкідливо впливають на рослинність і ґрунт. У дні з опадами збільшується кількість пилу, що випадає на ґрунт.

При розгляді фізичного процесу забруднення повітря в місті при розробці питань його прогнозу варто враховувати можливу асинхронність зв'язків між концентраціями і метеорологічними параметрами – спочатку встановлюються метеорологічні умови і тільки через якийсь час формується відповідний їм рівень забруднення повітря. Ступінь асинхронності зв'язків неоднаковий в різних ситуаціях.

Уперше прогнози рівня забруднення повітря почали розроблятися в США, де з 1955 р. здійснюється оперативне прогнозування. При створенні способів прогнозу апіорі приймалося, що формуванню високого рівня за-

бруднення атмосфери сприяє ослаблений перенос повітря і термічна стійкість його нижнього шару, а також відсутність опадів. Однак подальші дослідження показали, що не тільки зазначені фактори можуть визначати рівень забруднення міського повітря. Крім того, зв'язок між концентраціями і розглянутими параметрами є не настільки простим й однозначним.

У залежності від конкретних умов поставлених задач використовуються різні моделі прогнозування забруднення повітря, які за способами прогнозування поділяються на три види:

- статистична модель, заснована на методі множинної лінійної регресії;
- теоретична модель, що враховує гауссів розподіл концентрацій у факелі;
- модель, що враховує вплив синоптичних умов на забруднення атмосфери.

Один з варіантів схем прогнозу, що широко застосовуються в багатьох країнах, включає метеорологічні предиктори вранці (3 - 6 година місцевого часу) і показник забруднення повітря за першу половину дня і за день. В іншому варіанті використовуються предиктори за першу половину дня (15 год) і показник забруднення за другу половину дня і за вечір.

У деяких схемах прогнозування забруднення повітря передбачається, що на вміст домішок у повітрі впливають і нижній (0 - 1 км), і верхній (1 – 6 км) шари атмосфери. Тому схема прогнозування ґрунтується, зокрема, на таких характеристиках як добові коливання висоти ізобаричної поверхні 500 гПа, значення і добові коливання градієнта геопотенціальної висоти на  $AT_{500}$ . Передбачається, що забруднення повітря зростає зі зменшенням градієнта геопотенціальної висоти і збільшенням висоти поверхні 500 гПа над пунктом.

Однак після багаторічних досліджень була створена система короткострокового прогнозу потенціалу забруднення атмосфери (ПЗА), при цьому під ПЗА розуміється комплекс метеорологічних факторів, які визначають рівень концентрації.

Вважається, що необхідною умовою виникнення відносно високих концентрацій є формування ситуації застою повітря. Під цією ситуацією розуміється сполучення стійкої стратифікації і слабого вітру, а також відсутність опадів. Найчастіше зазначене сполучення спостерігається в стаціонарних антициклонах.

Розроблено наступні критерії для виділення ситуації *застою повітря*:

- середня швидкість вітру в нижньому 1,5 км шарі не перевищує 10 м/с;
- зниження температури за 12 год до ранкового терміну не перевищує 5°C, цією умовою вилучаються випадки зі значною

адвекцією холоду;

- абсолютна завихреність на поверхні 500 гПа не перевищує  $100 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ ;
- добова зміна абсолютної завихреності на поверхні 500 гПа не перевищує  $30 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ ; цією умовою виключаються з розгляду райони з адвекцією позитивної завихреності;
- відсутність опадів.

Для оцінки стану стійкості граничного шару атмосфери введено поняття *шару перемішування*. Товщина цього шару визначається по аерологічній діаграмі окремо для ранкового і денного термінів. Для прогнозу забруднення повітря найбільш важливо встановити максимальну товщину шару перемішування, яка має місце в денний період. Верхня межа шару знаходиться на рівні перетину кривої стратифікації і сухої адіабати, проведеної з точки, яка відповідає максимальній температурі.

На поточний день товщина шару перемішування визначається за даними радіозонда за 3 год з урахуванням прогностичної максимальної температури на день.

Для визначення товщини ранкового шару перемішування на аерологічній діаграмі суха адіабата проводиться з точки, яка характеризує фактичну температуру з додаванням до неї 3 або 5°C в залежності від розташування пункту зондування. Передбачається, що зазначене додавання враховує міський «острів тепла».

Для областей, де спостерігаються застої повітря, на аерологічних станціях розраховується товщина шару перемішування окремо для ранкового ( $H_1$ ) і денного ( $H_2$ ) термінів, а також середня швидкість вітру в цьому шарі ( $\bar{u}$ ).

Для денного терміну розраховується також параметр забруднення  $W$ , що визначається за формулою  $W = \bar{u}H_2$ .

Ситуація вважається небезпечною з погляду забруднення повітря при наступних значеннях розглянутих параметрів:  $H_1 \leq 500 \text{ м}$ ;  $W \leq 6000 \text{ м}^2/\text{с}$  як у ранкові, так і в денні часи,  $u \leq 4 \text{ м/с}$ .

Однак для того, щоб прогнозувати високий потенціал забруднення повітря, необхідна наявність ще двох умов:

- ✓ район з несприятливою ситуацією повинен займати площу не менше  $200 \text{ км}^2$ , що відповідає площі чотирикутника, обмеженого паралелями і меридіанами через 4°;
- ✓ несприятлива ситуація повинна продовжуватися не менше 36 годин.

Розглянутий метод не дозволяє прогнозувати випадки високого рівня забруднення міського повітря, не пов'язані із ситуаціями застою.

У випадку прогнозування забруднення повітря, що створюється оди-  
ночними джерелами у приземному шарі повітря, необхідно враховувати  
наступні умови (такі умови можуть створюватися в період від 9 до 14 го-  
дини):

- верхня межа шару перемішування знаходиться вище рівня викидів, але нижче 2000 м;
- збільшення шару перемішування Н вранці відбувається відносно повільно, зростання до 2000 м продовжується не менше 1,1 год;
- середня швидкість у шарі перемішування  $2,5 < \bar{u} < 8$  м/с;
- добова амплітуда температури перевищує  $6^{\circ}\text{C}$ ;
- хмарність менша за 8 балів.

Ефективність прогнозування зростає, якщо статистична схема допов-  
нюється рекомендаціями, основанийми на аналізі метеорологічних і синоп-  
тичних умов забруднення повітря в місті.

### 9.7.2 Вплив синоптичних умов на забруднення атмосфери

Синоптична ситуація являє собою в загальному вигляді складний  
комплекс метеорологічних і аерологічних характеристик, відбиває різно-  
маніття процесів, що відбуваються в атмосфері.

Синоптичні ситуації, які визначають рівень забруднення повітря в міс-  
ті, успішно прогнозують існуючими способами. Однак аналіз синоптичних  
умов забруднення повітря пов'язаний з певними труднощами. Часто об'єк-  
тивна фізична оцінка ситуацій буває складною внаслідок їхньої великої мі-  
нливості, а іноді – нечіткої виразності. Тому доцільно орієнтуватися на  
найбільш стійкі ситуації. У ряді випадків при подібних синоптичних умо-  
вах можуть розрізнятися погодні характеристики, що визначають рівень  
концентрацій в атмосфері розглядуваного міста.

Найбільш загальні зведення, отримані в результаті аналізу інформації,  
вказують на підвищене забруднення повітря в антициклонах. За даними  
спостережень у Санкт-Петербурзі, розглянуто рівень забруднення повітря  
пиллом при антициклонах, циклонах і в проміжному полі (коли район роз-  
ташований між циклонічними й антициклонічними баричними утворення-  
ми) і одержані такі результати:

	Антициклон	Циклон	Проміжне поле
Р, %	22/30	9/5	19/12

де – чисельник: квітень-вересень; знаменник: жовтень-березень;  
Р – повторюваність, %.

Представлені дані показують, що при антициклонах найчастіше відзначаються підвищені концентрації пилу в повітрі. При циклонічній ситуації міське повітря порівняно чисте, що мабуть, пов'язано з опадами і посиленням вітру. Таким чином, при однакових викидах забруднення повітря в місті міняється в залежності від синоптичних процесів. Наприклад, якщо протягом якогось періоду буде постійно існувати антициклон, то вміст пилу, і особливо, концентрація діоксиду сульфуру в повітрі істотно збільшиться, особливо в холодне півріччя.

У той же час обробка фактичного матеріалу спостережень показує, що антициклони не завжди визначають високий вміст домішок у міському повітрі. Найбільший рівень концентрацій домішок у приземному шарі атмосфери відзначається в стаціонарних антициклонах і в малорухомих гребенях, які є високими і теплими баричними утвореннями. До останнього відносяться антициклони і гребені, що зміщуються зі швидкістю, меншою за 30 км/год, для досягнення високого рівня забруднення повітря необхідно існування антициклону на протязі двох діб. Ефект підвищеного забруднення міського повітря в стаціонарних антициклонах взимку більший ніж влітку, для пилу – більший ніж для діоксиду сульфуру. Аналіз даних показує також, що чим вище середній рівень забруднення повітря (виражений кількісно середньою повторюваністю концентрацій, які перевищують задане значення), тим більшим є перевищення цього рівня в стаціонарних антициклонах.

Швидко змінюючи положення, антициклони і гребені не визначають високого рівня забруднення міського повітря. Забруднення повітря в місті знижується при проходженні холодних фронтів. Виключенням є концентрації, створювані високими джерелами з гарячими викидами.

Таким чином, можна говорити, що існують синоптичні макропроцеси, які визначають інтенсивне скупчення домішок у міському повітрі. Це дозволяє ставити задачу прогнозу небезпечних ситуацій із завчасністю у декілька днів.

Найбільше скупчення домішок у міському повітрі має місце в антициклонах, яким відповідає область тепла в тропосфері. Холодні антициклони менш небезпечні, зокрема, у зв'язку з їхнім швидким переміщенням. Поряд з цим рівень забруднення повітря в антициклоні визначається приземною температурою повітря. Якщо ситуація малорухомого антициклону задана, то забруднення повітря повинно бути тим більшим, чим вища температура. З цим і пов'язана та обставина, що вміст домішок у міському повітрі найбільш значний в теплих частинах антициклону, звичайно на його північній і західній периферіях.

Далеко не завжди з полем високого тиску пов'язаний підвищений вміст домішок у міському повітрі. Несприятливими є синоптичні умови, що забезпечують стійкий перенос домішок з боку джерел, локалізованих

на окраїні міста. Підвищене забруднення повітря може відзначатися в малоградієнтних баричних полях, у першу чергу, у районах баричної сідловини й у розмитих циклонах, особливо, у теплих секторах циклонів. Відзначаються також підвищені концентрації домішок у зоні теплих фронтів, зростання концентрацій  $\text{SO}_2$  (оксид сульфуру) і  $\text{NO}_2$  (оксид нітрогену) відзначається при проходженні фронту, пов'язаного з морським бризом, що визначається формуванням низькорозташованої піднесеної інверсії в денні часи.

У тих районах, для яких стаціонування антициклонів не є характерним процесом, наприклад в Японії, епізоди найбільшого забруднення повітря в містах пов'язані головним чином з малоградієнтними полями і малорухомими фронтами.

Більш детальний розгляд даних про забруднення повітря в проміжних полях показав, що за інших рівних умов з антициклонічною кривизною ізобар пов'язане більше, а з циклонічною кривизною – менше забруднення повітря, ніж із прямолінійними ізобарами.

Характеристики синоптичних процесів, що сприяють створенню підвищеного рівня концентрацій домішок у міському повітрі:

- ✓ безградієнтне поле;
- ✓ антициклонічна кривизна ізобар;
- ✓ тепла повітряна маса;
- ✓ адвекція тепла в тропосфері.

У конкретних містах у залежності від регіонального характеру синоптичних процесів, мікрометеорологічного режиму, властивостей викидів, розташування джерел та інших факторів можуть бути виявлені додаткові особливості впливу синоптичних умов на забруднення повітря.

Дуже важливим є аналіз синоптичних умов, що визначають формування високих рівнів забруднення повітря, які становлять підвищену небезпеку для здоров'я людей і навколишнього середовища. До них у першу чергу варто віднести тривалі періоди з високим рівнем забруднення, а також випадки, що нечасто зустрічаються, з екстремально високим вмістом домішок у міському повітрі. Такі періоди звичайно формуються 2-3 рази протягом одного сезону, їхня тривалість найчастіше складає 3 - 4 дні, однак в окремих випадках досягає 6 - 7, а іноді і 10 днів.

Аналіз екстремально високого забруднення повітря (ЕВЗВ) у місті становить особливий інтерес у зв'язку з його небезпекою для населення. Саме про такі епізоди необхідно в першу чергу попереджати споживачів для вживання заходів щодо запобігання зростанню концентрацій домішок у повітрі.

Характерні синоптичні ситуації ЕВЗВ у зимовий сезон:

- ✓ виділяється ситуація з малорухожим гребнем сибірського

максимуму;

- ✓ ситуація із західною або північно-західною периферією антициклону в сполученні зі слабкою циклонічністю або фронтальними поділами, розташованими на заході.

Влітку частина випадків ЕВЗВ має місце в центральних областях малорухомих слабorozвинених антициклонів.

Отримані дані про синоптичні умови формування ЕВЗВ можна враховувати при прогнозі ЕВЗВ. Численні дослідження показують, що залежність забруднення повітря від синоптичних процесів у різних містах має тотожний характер.

Тотожність у різних містах несприятливих синоптичних ситуацій може визначатися двома причинами. По-перше, тим, що в будь-якому місті незалежно від переважного характеру викидів існує велика кількість дрібних джерел, які створюють міський фон. Крім того, у результаті перемішування усіх викидів, що надходять у повітря, над містом створюється «шапка» диму (яка містить, природно, і невидимі газоподібні домішки). Це рівносильно дії над містом великомасштабного забруднюючого об'єкта, завдяки якому високі концентрації домішок у повітрі можуть створюватися поза зоною дії конкретних джерел.

Через тотожність зв'язків у різних містах між забрудненням повітря і синоптичними умовами мають місце випадки одночасного зростання концентрацій домішок у групі міст, яке іноді охоплює велику територію. Так, у січні 1985 р. значне зростання концентрацій  $\text{SO}_2$  та інших домішок спостерігалось в групі міст Бельгії, Німеччини, Угорщини. Відзначається, що у цьому випадку формування в антициклонічному полі холодної повітряної маси супроводжувалося виносом теплого повітря в середній тропосфері. Внаслідок опускання повітря утворилася стійка піднесена інверсія. У такій ситуації протягом 14-21 січня 1985 р. зростання концентрацій  $\text{SO}_2$  відзначалось одночасно в п'ятих великих промислових районах Бельгії й у ряді міст Німеччини. У цей період низькі інверсійні шари на великих територіях супроводжувалися порівняно великою швидкістю вітру. Звідси можна зробити висновок, що високі концентрації  $\text{SO}_2$  визначаються далеким перенесенням цієї домішки, у тому числі з Німеччини, Польщі.

Таким чином, існують великомасштабні в просторі і часі процеси забруднення повітря в містах і вони пов'язані з макросиноптичними умовами. Це ще раз свідчить про великі можливості використання синоптичного аналізу для удосконалення прогнозування забруднення атмосфери. У зв'язку з цим постає питання про встановлення щоденної кількісної синоптичної характеристики, пов'язаної з рівнем забруднення повітря в місті, яка могла б використовуватися в прогностичних схемах.

Установлення щоденної кількісної синоптичної характеристики доцільно проводити на основі розгляду синоптичних процесів у їхньому часо-

вому розвитку. Тільки при такому підході з урахуванням тривалості процесу, малорухомості або швидкого переміщення баричних утворень удається щодня оцінювати синоптичну ситуацію з погляду її можливого впливу на рівень забруднення повітря. Враховується також, що в перший день несприятливої ситуації рівень забруднення повітря звичайно не є високим. Отже, він не повинен бути високим, якщо така ситуація продовжується не більше 1 - 1,5 діб.

Можуть розглядатися як щоденні кількісні характеристики типи синоптичної ситуації. Очевидно, що такою же характеристикою можуть бути середні значення інших показників забруднення повітря в місті при заданій синоптичній ситуації.

У практичній роботі кількісна оцінка синоптичного процесу проводиться в такий спосіб: спочатку встановлюється тип синоптичної ситуації, потім цьому типові надається число, рівне середньому значенню параметра  $P$ , отримане за матеріалами багаторічних спостережень. Такий підхід дозволяє встановлювати кількісний синоптичний предиктор для його використання в схемах прогнозу забруднення повітря.

### **Контрольні запитання до розд. 9.1**

1. Дайте визначення предмета синоптичної метеорології.
2. В чому сутність синоптичного методу аналізу і прогнозу погоди?
3. Які основні вимоги ставляться до синоптичного аналізу і які найважливіші переваги синоптичного методу?
4. Перелічіть основні засоби синоптичного аналізу.
5. Які вимоги ставляться до первинної інформації?
6. Назвіть системи одержання метеорологічної інформації.
7. Що таке тривимірність, глобальність, комплексність інформації?
8. Що таке синхронність, регулярність, оперативність інформації?
9. Що таке погода і яких змін вона зазнає?
10. Перелічіть основні об'єкти синоптичного аналізу.
11. Який принцип складання висотних баричних карт?

### **Контрольні запитання до розд. 9.2**

1. Дайте визначення повітряної маси.
2. Що таке температура рівноваги?



3. Який процес називається трансформацією повітряних мас?
4. Які характеристики повітряних мас є найбільш і найменш консервативними?
5. Перелічіть типи повітряних мас за термодинамічною класифікацією.
6. Перелічіть типи повітряних мас за географічною класифікацією.
7. Дайте визначення теплої і холодної повітряних мас, стійкої і нестійкої.
8. В які сезони тепла стійка повітряна маса характерна для материків і в які для океанів? Яка погода типова для теплої стійкої повітряної маси?
9. В які сезони може спостерігатися тепла нестійка маса над материками й океанами?
10. Дайте характеристику умов погоди в теплій нестійкій повітряній масі.
11. Які фактори впливають на зміну стійкості повітряної маси?
12. Які особливості трансформації повітряних мас над морем і сушею?

### **Контрольні запитання до розд. 9.3**

1. Дайте визначення фронтальної зони. Які її просторові розміри?
2. Перелічіть типи атмосферних фронтів і дайте характеристику кожного типу.
3. Накресліть схему теплового фронту з системою хмар та опадів, вітру, температури, зміни тиску біля поверхні землі.
4. Накресліть схему холодного фронту з системою хмар та опадів, температури, тиску біля поверхні землі.
5. Накресліть та поясніть схему фронту оклюзії. Які форми хмар, опади та зміни тиску спостерігаються на фронтах оклюзії по типу теплового фронту та по типу холодного?
6. Які небезпечні та стихійні явища погоди можуть бути пов'язані з проходженням теплового і холодного фронтів?
7. Які значення горизонтального градієнта температури в перехідній зоні?
8. Які середні значення кута нахилу фронтальної поверхні до горизонту?
9. Що таке планетарна висотна фронтальна зона?
10. Які погодні умови властиві холодному фронту?
11. Який комплекс погодних умов властивий фронту оклюзії?

12. Які погодні умови супроводжують теплий фронт?
13. Як впливає орографія на атмосферні фронти?

#### **Контрольні запитання до розд. 9.4**

1. Що таке деформаційне поле?
2. Які причини виникнення процесів фронтогенезу і фронтолізу?
3. Які умови сприяють фронтогенезу, а які фронтолізу?
4. У чому розбіжність індивідуального і локального фронтогенезу?
5. Наведіть схеми термобаричних полів, які найбільше сприяють фронтогенезу і фронтолізу. Зробіть їх аналіз.
6. Що таке приземний фронтогенез (фронтоліз)?
7. Що таке тропосферний фронтогенез(фронтоліз)?

#### **Контрольні запитання до розд. 9.5**

1. Як розрізняються циклони й антициклони в залежності від їхньої вертикальної протяжності?
2. Перелічіть стадії розвитку циклонів і антициклонів.
3. Наведіть схему термобаричного поля тропосфери, сприятливого для циклогенезу.
4. Дайте характеристику погоди в різних частинах циклону.
5. Наведіть схему термобаричного поля, яке найбільше сприяє розвитку антициклону.
6. Чи може проходити лінія фронту на приземній карті через центр антициклону?
7. Дайте характеристику погоди в різних частинах антициклону.
8. Які процеси ведуть до регенерації циклонів і антициклонів?
9. Що таке висотна вісь циклону (антициклону), яким може бути її нахил до горизонту?
10. Як впливає на розвиток циклону (антициклону) його переміщення з моря на сушу або навпаки: з теплої поверхні на холодну та навпаки?
11. Яке значення для цикло- та антициклогенезу мають особливості поля вітру в приземному шарі?
12. Що таке ведучий потік? Як правило "ведучого потоку" використовується при прогнозі переміщення циклонів та антициклонів?

### **Контрольні запитання до розд. 9.6**

1. Як складається прогноз виникнення та еволюції циклонів та антициклонів?
2. Як використовують дані ШСЗ при прогнозі переміщення циклонів та антициклонів?
3. Які методи використовують при прогнозі переміщення атмосферних фронтів?
4. Як використовується супутникова інформація для прогнозу переміщення та еволюції атмосферних фронтів?
5. Як складається прогноз еволюції та переміщення висотної фронтальної зони?
6. Що таке синоптичне положення та яке значення прогнозу синоптичного положення?

### **Контрольні запитання до розд. 9.7**

1. Визначіть фізичні основи прогнозування забруднення повітря.
2. Перелічіть загальні причини коливань концентрації домішок у міському повітрі.
3. Які основні закономірності поширення домішок в атмосфері?
4. Як впливають напрямок і швидкість вітру на вміст домішок у повітрі?
5. Як впливає температура повітря на вміст домішок у повітрі?
6. Як термічна стійкість атмосфери впливає на забруднення повітряного басейну?
7. Визначіть умови застою повітря.
8. Як впливають опади і туман на концентрацію домішок?
9. Перелічіть синоптичні умови, які сприяють забрудненню атмосфери.
10. Як впливає тривалість несприятливих синоптичних умов на рівень забруднення?
11. Перелічіть фактори, які призводять до забруднення атмосфери.
12. Укажіть фактори, при яких відбувається очищення атмосферного повітря.

## Х КЛІМАТ І ФАКТОРИ ЙОГО ФОРМУВАННЯ

Як відомо, атмосфера є складовою біосфери та безпосередньо впливає на процеси у біоті. Саме в атмосфері поблизу поверхні суші та океану зосереджені головні життєзабезпечуючі фактори – світло, тепло, волога, кисень, вуглекислий газ тощо. Вони виступають в якості екологічних факторів, які оптимізують та лімітують розвиток як окремих елементів біоти, так й її розвиток або деградацію в цілому. Але ці фактори, якщо вони однонаправлено діють на протязі достатньо великого періоду часу, є елементами *клімату*, який таким чином виступає у якості одного з найважливіших екологічних факторів навколишнього середовища. В той же час життєдіяльність біоти впливає на кліматичні умови через зміни кліматоутворювальних факторів, наприклад, через зміни у газовому складі атмосфери. Таким чином можна казати про єдину клімато-екологічну систему (гіпотеза Геї). Крім того, кліматичні умови суттєво впливають на формування та розвиток техносфери, і в першу чергу на економіку. Тому вивчення фізичних основ формування та змін клімату є нагальною потребою для фахівців з охорони навколишнього середовища.

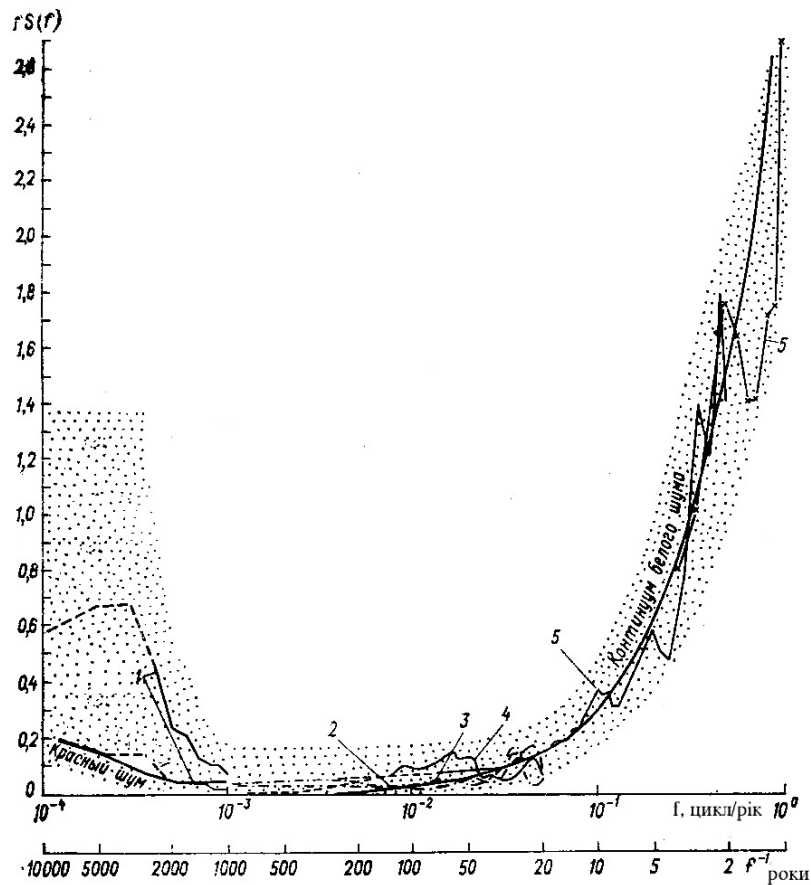
### 10.1 Кліматична система і кліматоутворювальні фактори

#### 10.1.1 Поняття про клімат і кліматичну систему

Найважливішими поняттями у сучасній кліматології є „глобальний клімат”, „регіональний клімат”, „кліматична система”, „кліматоутворювальні фактори”.

Почнемо з визначення *глобального клімату*, який визначає гідрометеорологічний стан планетарного масштабу, тобто температурний режим атмосфери, океанів та материків, загальну циркуляцію океану та атмосфери, закономірності волого обміну, стан кріосфери та газообмін, який регулює вміст парникових газів в атмосфері. Але просторово-часові зміни цього стану, як відомо, мають статистичну природу. Тому й описання клімату повинно виконуватися за допомогою статистичних характеристик, для визначення яких потрібно ввести операцію осереднення. При цьому часовий період осереднення необхідно вибирати таким чином, щоб середні значення характеристик гідрометеорологічного стану були „сталіми”, тобто не змінювалися у періоди часу, близькі до часу осереднення. З аналізу часового спектра коливань характеристик гідрометеорологічного стану, і в першу чергу, температури повітря поблизу земної поверхні (див. рис. 10.1) міжнародна метеорологічна спільнота визначила, що для отримання характеристик глобального клімату необхідно використовувати пе-

ріод осереднення 30-40 років.



По осі ординат відкладений квадрат амплітуди  $S(f)$ , помножений на частоту  $f$ ; по осі абсцис – частоти  $f$  у логарифмічному масштабі та відповідні періоди.

Рис. 10.1 – Спектр коливань приземної температури повітря у Північній Атлантиці (Монін, 1982).

Таким чином *глобальний клімат* можна визначити як статистичний ансамбль станів, які проходить глобальна кліматична система за період часу в декілька десятиріч.

У цьому визначенні використовується поняття „кліматична система”, тому зупинимося на ньому. Під **кліматичною системою** планети Земля будемо розуміти внутрішню систему, що складається з елементів (компонентів), взаємодія яких визначає головні особливості глобального клімату. Компонентами (або складовими) кліматичної системи є атмосфера, гідросфера, літосфера, кріосфера та біосфера (див. рис. 10.2), які відрізняються одна від одної за фізичними властивостями, характерним часом відгуку на зовнішній вплив (інерційність).



Рисунок 10.2. – Компоненти кліматичної системи планети Земля (Ситник, Багнюк, 2006)

Атмосфера. Об'єм атмосфери, що становить 99,8 % її маси, обмежується висотою 60 км і дорівнює  $3,82 \times 10^{12}$  км<sup>3</sup>. Маса повітря у ньому становить  $5,2 \times 10^{18}$  кг. Атмосфера є найбільш мінливим елементом кліматичної системи. Характерний час термічного відгуку на зовнішній вплив складає приблизно 1 місяць.

Гідросфера. Основну частину гідросфери складають води Світового океану (97,2 %). Вона має об'єм  $1,37 \times 10^9$  км<sup>3</sup> і масу  $1,43 \times 10^{21}$  кг. Отже, маса гідросфери у 275 разів більша ніж маса атмосфери, а об'єм менший майже у 279 разів. Питома теплоємність води приблизно у 4 рази більша ніж повітря, а теплопровідність перевищує теплопровідність повітря приблизно у 20 разів. Таким чином, води Світового океану мають здатність акумулювати енергію Сонця, значна частина якої потім надходить до атмосфери у формі прихованого і явного тепла.

Відмінність фізичних властивостей атмосфери і гідросфери визначає, по-перше, що атмосфера є більш рухливою в порівнянні з гідросферою – просторові і часові зміни ряду параметрів атмосфери набагато більші ніж гідросфери. Так, середня швидкість вітру біля земної поверхні становить кілька метрів за секунду, у вільній атмосфері може сягати кількох десятків метрів за секунду, у той час як середня швидкість океанічних течій дорівнює 3,5 см/с, тобто швидкість переміщення речовини в гідросфері на два – три порядки менша ніж в атмосфері.

По-друге, океан має набагато більшу інерційність ніж атмосфера – характерний час відгуку поверхневих шарів океану становить декілька

місяців, а для більш глибоких шарів океану – декілька років.

Атмосфера та Світовий океан є найважливішими компонентами кліматичної системи.

Кріосфера як ланка кліматичної системи, складається із льодовиків, льодових щитів, морської криги та снігового покриву материків. В сучасну епоху об'єм льоду кріосфери Землі становить близько  $24 \times 10^6$  км<sup>3</sup>, а площа, яку вона займає, у середньому складає 10% земної поверхні, тобто майже  $59 \times 10^6$  км<sup>2</sup>. Загальна площа, яка припадає на льодовики, дорівнює  $16 \times 10^6$  км<sup>2</sup>, і розподілені вони по земній поверхні нерівномірно. Основна маса їх (90 %) припадає на Антарктиду, на Арктику лише 8% , а на гірські райони континентів – 2%. Морська крига досягає площі  $26 \times 10^6$  км<sup>2</sup>. Великі простори вкриті сніговим покривом, який у Північній півкулі поширюється взимку на значну частину Північної Америки і Євразії. Площа снігового покриву та морської криги має значні сезонні зміни, в той же час площа льодовиків та льодових щитів змінюється значно повільніше.

У літосфері, порівняно з іншими складовими кліматичної системи, зміни відбуваються найбільш повільно. Найбільш швидко змінюються властивості її поверхневого шару, який називають *діяльним шаром*, основні фізичні характеристики якого змінюються під впливом таких природних процесів як ґрунтоутворення, вітрова і водна ерозія тощо. Проте, завдяки діяльності людини, а саме: обробка ґрунтів при сільськогосподарському виробництві, їх зволоження або висушування при проведенні меліоративних заходів, зміни деяких фізичних властивостей діяльного шару (теплопровідність, відбивальна спроможність) можуть значно прискорюватися. Характерний час змін поверхні континентів змінюється у широкому діапазоні : від тижнів для сільськогосподарських угідь до сторіч для деяких лісних масивів.

Біосфера, тобто зона існування сучасних живих організмів (з врахуванням саме цих організмів і охоплених ними тропосфери, гідросфери і верхніх шарів літосфери). Її властивості як складової кліматичної системи значною мірою обумовлюються впливом на фізичні властивості діяльного шару літосфери, а також на вміст парникових газів у атмосфері.

Цей вплив залежить в першу чергу від рослинного світу, тому що площа, зайнята рослинністю, її різновиди, періоди вегетації рослин визначають умови поглинання і взагалі перетворення радіації Сонця, тепло- і вологообмін з атмосферою, умови стоку, а звідси умови вологообміну між океанами і континентами. Втручання людини в навколишнє середовище через сільськогосподарську діяльність і, особливо, в результаті вирубки тропічних лісів, що інтенсивно відбувалась в другій половині ХХ століття, безперервно змінюють межі рослинного покриву і приводять, як це мало місце в деяких районах Африки і Азії, до

запустельності.

Складові кліматичної системи перебувають у взаємозв'язку і складній взаємодії, яка характеризується прямими і оберненими зв'язками (рис. 10.3). Прикладів таких взаємодій багато. Так, передача кількості руху від атмосфери до океану за рахунок турбулентного потоку імпульсу спричиняє частину рухів вод Світового океану – вітрові течії. В той же час, завдяки турбулентним потокам тепла з поверхні океану, особливо у холодну пору року, тепло переходить до атмосфери. Тим самим океан відіграє значну роль у формуванні поля температури в атмосфері і, як наслідок, поля тиску і особливостей атмосферних циркуляційних процесів. Атмосфера, у свою чергу, таким же чином впливає на температуру поверхні океану, особливо у полярних районах.

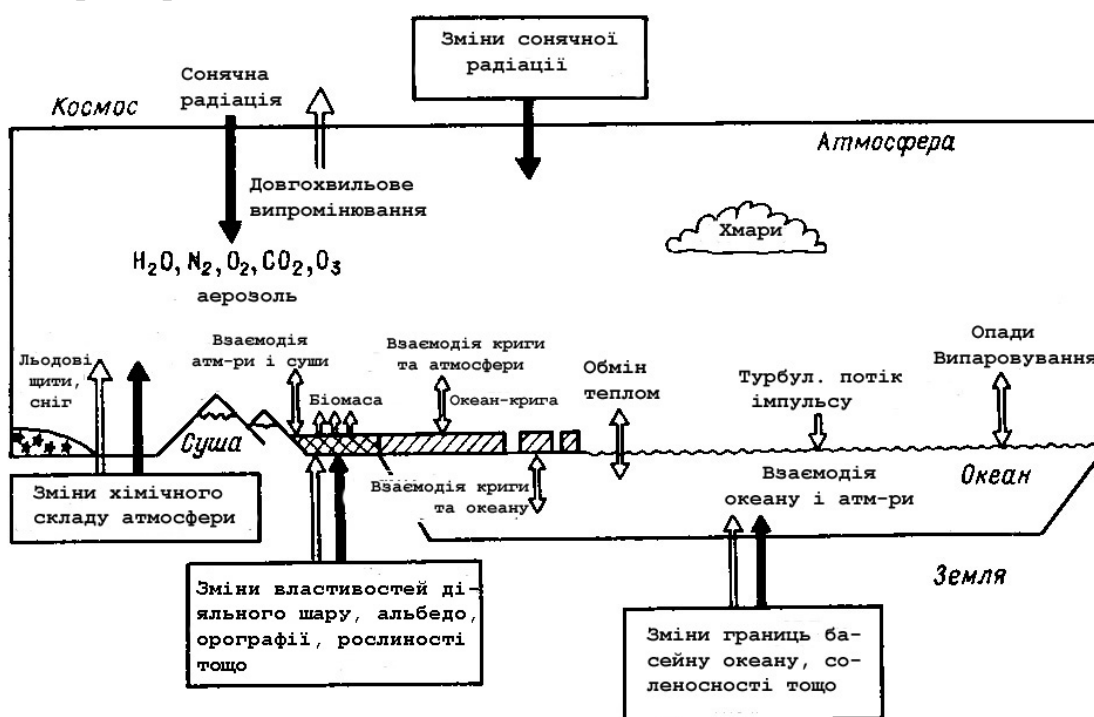


Рисунок 10.3 – Спрощена схема взаємодії компонентів глобальної кліматичної системи (Глобальный климат, 1987)

Відомо, що стан біосфери регулюється ресурсами тепла і вологи, які формуються внаслідок перетворення сонячної радіації в процесі взаємодії між складовими системи. З іншого боку, біосфера істотно впливає на стан кліматичної системи: рослинний світ значною мірою визначає відбивальну здатність (альбедо) планети, бере участь у процесах вологообміну, є основним джерелом кисню, регулює разом з океаном вміст вуглекислоти в атмосфері, формуючи її температурний режим.

Наявність обернених зв'язків у кліматичній системі суттєво ускладнює аналіз впливу кліматоутворювальних факторів на зміни клімату



та його сталість. Наприклад, скорочення снігового покриву внаслідок підвищення температури повітря може зменшити (за рахунок зменшення альбедо) відбиття сонячної енергії в атмосферу, що, в свою чергу, призведе до збільшення об'єму енергії, яку поглинає поверхня Землі. Це може призвести до ще більш активного танення – такий приклад позитивного (за знаком, але не за характером впливу!) оберненого зв'язку. Інший приклад позитивного оберненого зв'язку – підвищення температури повітря призводить до збільшення вмісту в ньому водяної пари, а оскільки водяна пара поглинає довгохвильову радіацію (парниковий ефект), відбувається подальше підвищення температури повітря.

Приклад негативного оберненого зв'язку: посилення хмарності, що може бути спричинено більш високими температурами, зменшує кількість сонячної радіації, яка досягає земної поверхні і, як наслідок, відбувається зменшення температури біля земної поверхні (див. рис. 10.4).

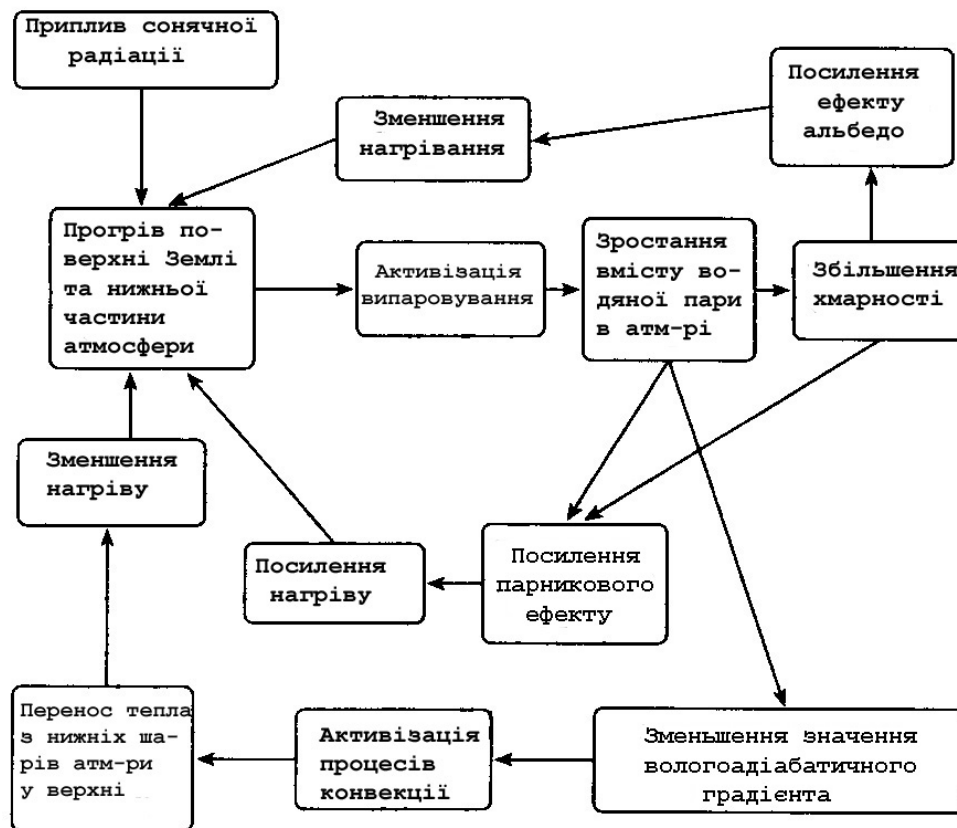


Рисунок 10.4 – Схема обернених зв'язків у радіаційно-конвективному теплообміні в атмосфері (Кислов, 2001)

Поряд з кліматом всієї глобальної кліматичної системи в кліматології розглядаються клімати (тобто кліматичний стан) окремих компонентів цієї системи – клімат атмосфери, клімат Світового океану. Крім того,

предметом вивчення може бути *клімат певної території або місцевості*, тобто характерний для неї багаторічний режим погоди, зумовлений сонячною радіацією, її перетвореннями в діяльному шарі земної поверхні і пов'язаною з нею загальною циркуляцією атмосфери і океану. У сучасному трактуванні це визначення характеризує **регіональний (локальний) клімат**, який можна трактувати як регіональні (локальні) прояви глобального клімату. В сучасній кліматології вивчають, з одного боку, фактори, які впливають на формування та часові зміни глобального клімату, та фактори, які формують регіональні (локальні) особливості його проявів, їх фізико-географічний розподіл і різноманіття.

### 10.1.2 Кліматоутворювальні фактори

З вищенаведеного короткого опису стає зрозумілим, що кліматична система нашої планети є дуже складною фізичною системою з великою кількістю обертових зв'язків, вивчення якої повинно будуватися на принципах системного підходу.

В межах цього підходу глобальний клімат необхідно розглядати як результат взаємодії компонентів кліматичної системи, яка знаходиться під впливом зовнішніх факторів. Таким чином можна визначити, що *кліматоутворювальними факторами* є фізичні параметри, які характеризують зовнішній вплив на кліматичну систему, а також основні взаємодії між її складовими (її ланками), тобто ці фактори поділяються на *зовнішні та внутрішні*. Зовнішнім можна вважати фактор, на який немає оберненого впливу з боку самої системи, тобто він впливає на стан системи, але сам він від неї не залежить. Внутрішні фактори характеризують функції окремих компонентів кліматичної системи, їх взаємозв'язки та взаємодію. При цьому функції окремих елементів системи є різними: одні є відповідальними за засвоєння зовнішнього потоку енергії Сонця, інші – за її внутрішній перерозподіл.

До зовнішніх кліматоутворювальних факторів в першу чергу відносяться *астрономічні фактори*, які обумовлюють величину потоку сонячної радіації на зовнішню межу земної атмосфери. Це:

- світність Сонця,
- положення орбіти Землі в Сонячній системі та характеристики орбітального її руху, в т.ч. нахил осі Землі до площини орбіти.

Ці фактори визначають вплив на планету Земля з боку інших тіл Сонячної системи: в першу чергу її інсоляцію, а також гравітаційний вплив, який створює припливи, коливання характеристик орбітального руху та обертання навколо осі, які в свою чергу впливають на розподіл інсоляції на зовнішній межі атмосфери.

Крім цього до зовнішніх кліматоутворювальних факторів відносяться

*зовнішні геофізичні фактори:*

- розміри та маса Землі,
- швидкість обертання планети навколо осі,
- характеристики власних гравітаційного та магнітного полів,
- внутрішнє тепло за рахунок геотермічних джерел і вулканізму.

До внутрішніх кліматоутворювальних факторів на глобальному рівні відносяться такі геофізичні фактори:

- маса та фізико-хімічна структура атмосфери (постійні її складові та змінні термодинамічно активні домішки);
- маса та фізико-хімічний склад океану;
- особливості розподілу суші й океану, структура їхнього діяльного шару,
- рельєф поверхні суші.

Слід підкреслити, що розподіл на зовнішні та внутрішні кліматоутворювальні фактори суттєво залежить від масштабів часу кліматичних процесів, які розглядаються. Дійсно, спектр кліматичних процесів дуже широкий (від декількох десятків років до сотень тисяч років) і кліматоутворювальні процеси проявляються з різною значущістю на різних часових масштабах.

Так, при вивченні змін клімату на масштабах декількох десятків років до *внутрішніх факторів* можливо відносити тільки властивості та взаємозв'язки атмосфери, діяльного шару океану, сезонної частини кріосфери (сезонний сніговий покрив та морська крига), тобто загальну циркуляцію атмосфери, тепло- і вологообіг між атмосферою, діяльним шаром Світового океану та сезонною частиною кріосфери. Тоді *зовнішніми факторами* слід вважати: потік сонячної радіації, газовий склад атмосфери, географічний розподіл суші та океанів, фоновий стан глибинної частини Світового океану, стан льодовиків та льодових щитів. Якщо перейти до коливань клімату на протязі сотень років, то властивості всієї товщі Світового океану будуть відноситися до внутрішніх кліматоутворювальних факторів, як і можливо розподіл площі льодовиків, а також короткоперіодні зміни у *глобальному вуглецевому циклі* (потоки вуглецю між атмосферою та океаном, атмосферою та біотою (див. рис. 10.30), які визначають вміст CO<sub>2</sub> в атмосфері).

Складність і неоднозначність зв'язків у кліматичній системі, постійна еволюція її компонентів, які мають різну інерційність, є причиною багатьох кліматичних змін на планеті. Оскільки за одних і тих же зовнішніх умов на Землі може існувати кілька типів клімату, то стан кліматичної системи визначається не тільки зовнішнім впливом, але, як ми бачимо, і взаємодією між її компонентами.

Розглянемо фізичні механізми впливу кліматоутворювальних

факторів на формування глобального та регіонального кліматів.

Енергія всіх процесів в глобальній кліматичній системі може черпатися лише з потоку сонячного тепла та від можливих теплових внутрішніх джерел Землі. Але на поверхні Землі геотермічний потік тепла в  $3 \times 10^4$  менший ніж потік сонячного тепла, тому можна вважати, що первинним джерелом енергії для глобальної кліматичної системи є інтенсивність сонячної радіації, що надходить до верхньої межі атмосфери. Її значення, сезонний та широтний розподіл однозначно визначаються астрономічними та геофізичними зовнішніми кліматоутворювальними факторами (світність Сонця, положення орбіти Землі в Сонячній системі та характеристики орбітального її руху, в т.ч. нахил осі Землі до площини орбіти, розміри та маса Землі, швидкість обертання планети навколо осі, характеристики власних гравітаційного та магнітного полів).

Характеристики потоку сонячної енергії на верхній межі атмосфери, і в першу чергу інсоляції ( $I$ ), тобто інтенсивності сонячної радіації, що надходить до горизонтальної площадки на верхній межі атмосфери, детально описані у розділі 5.2.

Розподіл добової інсоляції характеризується, в першу чергу широтною зональністю, що обумовлено кутом нахилу екватора планети до площини її орбіти. Крім того, на розподіл добової інсоляції впливає ексцентриситет орбіти Землі. На рис. 10.5 наведений річний хід добової інсоляції на верхній межі атмосфери на різних широтах для Північної півкулі.

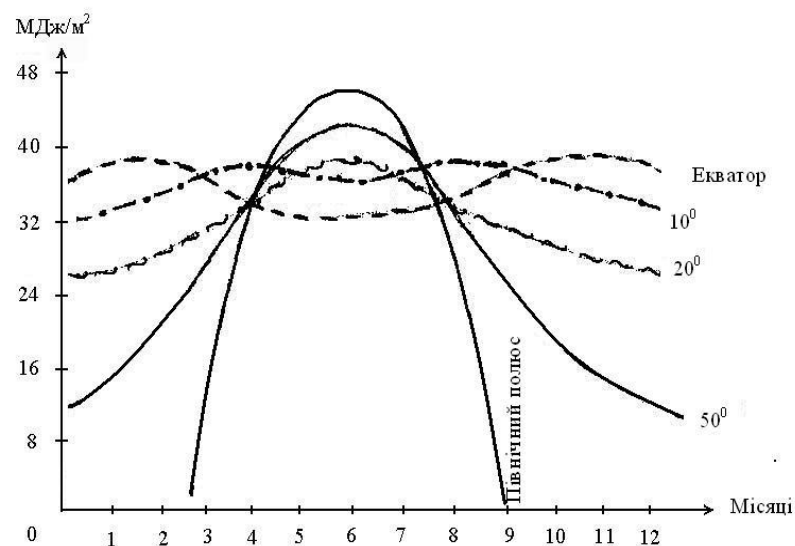


Рисунок 10.5 – Річний хід добової інсоляції на верхній межі атмосфери для Північної півкулі

На Північному полюсі добова інсоляція має простий річний хід. Він характеризується максимумом у червні і відсутністю припливу радіації в

період з 23 вересня по 21 березня. Такий же річний хід інсоляції має місце і на південному полюсі, тільки максимум тут припадає на грудень, а в період з 21 березня по 23 вересня приплив радіації відсутній. Цей річний хід притаманний для всіх широт, розташованих за полярним колом (вище  $\varphi=66,5^\circ$ ), з тією лише різницею, що тривалість періоду відсутності припливу радіації зменшується від полюса до полярного кола.

В зоні між широтою полярного кола і широтою  $23,5^\circ$ , тобто широтою тропіка, в річному ході інсоляції відмічається один максимум в червні (в південній півкулі – в грудні) і один мінімум в грудні (в південній півкулі – в червні).

В екваторіальній зоні, тобто в широтах від  $0^\circ$  до  $\pm 23,5^\circ$ , в річному ході добових сум радіації спостерігається на самому екваторі два максимуми (в дні рівнодення) і два мінімуми (в дні сонцестояння), а в інших широтах максимуми припадають на день, коли схилення Сонця зрівнюється з широтою, і при наближенні до тропіка вони збігаються в один максимум в день літнього сонцестояння на північному тропіку і в день зимового сонцестояння на південному тропіку.

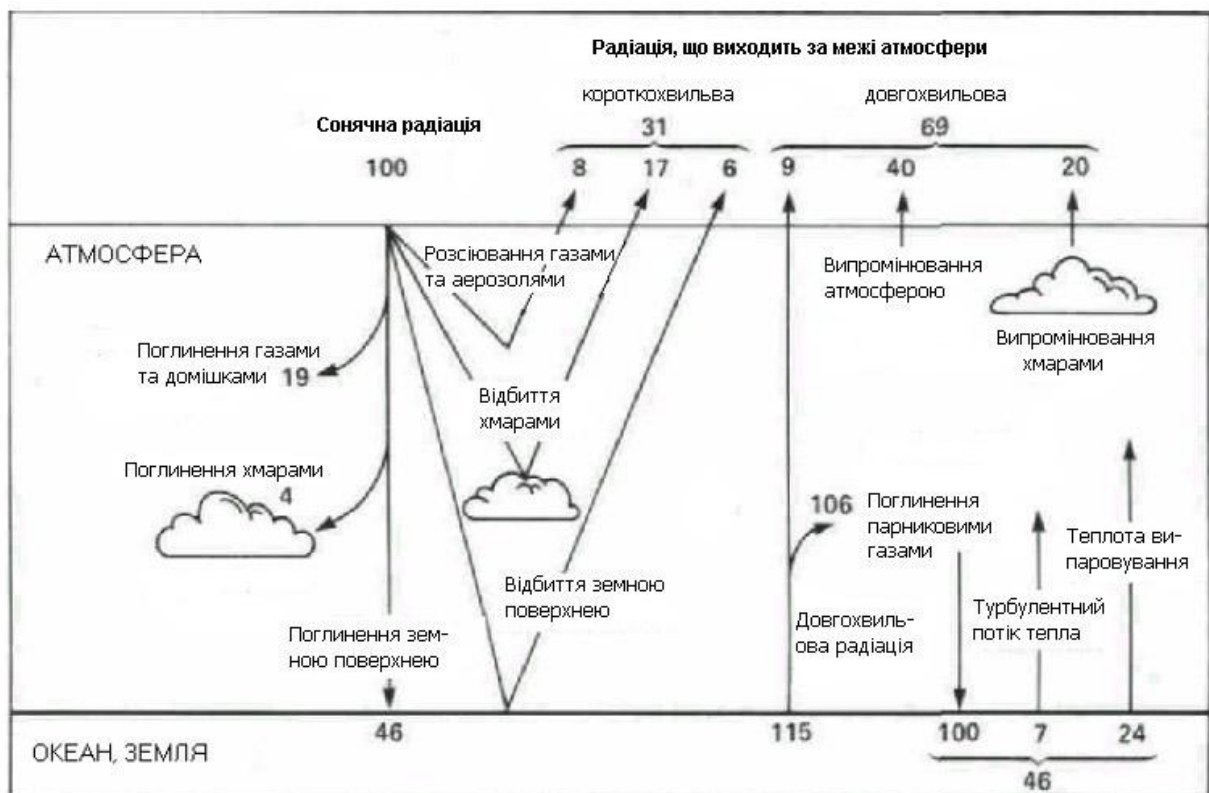


Рисунок 10.6 – Розподіл потоків короткохвильової та довгохвильової радіації в атмосфері у відсотках. За 100% приймається значення потоку сонячної радіації на верхній межі атмосфери.

Слід звернути увагу ще на одну особливість розподілу інсоляції протягом року в районі екватора: при значних величинах інсоляції за рік амплітуда її коливань тут незначна. В протилежність цьому в полярних широтах інсоляція змінюється в значних межах, від нульових значень в зимовий період до 46–49 МДж/м<sup>2</sup> в дні сонцестояння, що також сприяє різноманітності природних умов на земній кулі.

Від інсоляції до припливу тепла в кліматичну систему ведуть складні фізико-хімічні механізми відбиття, поглинання, розсіювання та перевипромінювання, а до температури повітря в атмосфері – ще й вплив загальної циркуляції атмосфери та океану. Тобто „в дію вступають” внутрішні кліматоутворювальні фактори.

Так, хімічний склад атмосфери обумовлює перерозподіл потоку сонячної радіації у внутрішніх шарах атмосфери, тобто, яка частка цього потоку і в якій частині спектра доходить до земної поверхні. Ці питання детально розглядалися у розділах 5.3 - 5.5 підручника.

Сонячна радіація, що знаходить до земної поверхні, не поглинається повністю, частина її відбивається (рис. 10.6). Частина відбитої сумарної радіації Сонця характеризує альбедо, значення якого суттєво залежить від внутрішніх кліматоутворювальних факторів (особливості розподілу суши й океану, структура їхнього діяльного шару). Ці процеси описані у розділі 5.6, а процеси формування та перерозподілу потоків теплової інфрачервоної радіації між землею поверхнею та атмосферою наведені у розділі 5.7. Радіаційному балансу системи атмосфера-земна поверхня присвячений розділ 5.8 підручника.

Такі внутрішні фактори як маса та фізико-хімічний склад атмосфери та Світового океану визначають інерційність цих складових глобальної кліматичної системи.

Під впливом зовнішніх та внутрішніх кліматоутворювальних факторів формуються *системи загальної циркуляції* атмосфери та Світового океану, тепло- і вологообігу між атмосферою, діяльним шаром Світового океану та сезонною частиною кріосфери, географічні особливості яких й формують регіональні клімати.

## 10.2 Регіональні клімати

Регіональні кліматичні умови в значній мірі визначаються характером підстильної поверхні. В залежності від просторових масштабів областей однорідної земної поверхні в регіональній кліматології виділяють і відповідні кліматичні умови або клімати. Так, клімат, який формується на значній території (просторовий розмір від декількох сотень до 1000 км), наприклад, на території фізико-географічного району (лісостепова, степова зо-

ни), називається *регіональним кліматом* (далі для скорочення вживаних термінів визначення „регіональний” не наводиться).

### 10.2.1 Поняття про мезо- та мікроклімат

Однак природні умови будь-якого фізико-географічного району не бувають однорідними. Кожен з них складається з типів місцевості, різних за своїми природними властивостями. Так, в кожній області лісостепової і степової зон можуть бути виділені заплавні, вододільні й інші типи місцевості. Клімат окремих типів місцевості називають *місцевим кліматом*. Він помітно проявляється на фоні загальних кліматичних умов фізико-географічного району.

Таблиця 10.1 – *Критерії розмежування мезо-, мікро- і наноклімату*  
(за Є.Н. Романовою)

Неоднорідності підстильної поверхні		Масштаб збурень	
тип	характеристика	горизонтальний	вертикальний
<b>Мезоклімат</b>			
Гірський рельєф	Система гір	≤ 100 км	≤ 1000 м
Пагорбкуватий	Масиви площею ≥ 100 км <sup>2</sup>		
Ріки	Ширина > 1 км		
Озера, моря, океани	Площа дзеркала 50-100 км <sup>2</sup>		
Грунтово-рослинний покрив	Масиви площею ≥ 100 км <sup>2</sup>		
Велике місто	Райони міста		
<b>Мікроклімат</b>			
Гірський рельєф	Окремі ділянки	≤ 10 км	100-200 м
Пагорбкуватий	Окремі пагорби або група пагорбів		
Ріки	Ширина < 1 км		
Озера, ставки	Площа дзеркала < 50 км <sup>2</sup>		
Грунтово-рослинний покрив	Масиви площею < 100 км		
Місто, село	Окремі будівлі, вулиці		
<b>Наноклімат</b>			
Мікровисочина і мікропониження (пагорби, борозни, западини)	Окремі нерівності з перепадом висоти, що вимірюється одиницями і десятками сантиметрів	1–3 м	≤ 0,5 м

Але і в кожному типі місцевості спостерігаються невеликі ділянки, на яких під впливом природних умов можуть виникати особливі прояви місцевого клімату. Місцеві особливості клімату, зумовлені неоднорідністю будови підстильної поверхні, які суттєво змінюються вже на невеликих

відстанях, будемо визначати як *локальний клімат*. Ці особливості виявляються в кількісних значеннях метеорологічних величин, інколи у виникненні окремих явищ погоди (тумани, грози), без змін погоди в цілому і дуже закономірні в межах всієї кліматичної зони. Таким чином виникають локальні клімати лісу і галявин, пагорбків і долин, озер і боліт і, нарешті, міст.

В залежності від розмірів неоднорідностей підстильної поверхні і масштабів збурення, спричинених ними, локальний клімат підрозділяють на *мезоклімат*, *мікроклімат* і *наноклімат*. Діапазони горизонтальних і вертикальних масштабів збурень, характерні для мезо-, мікро- і наноклімату, наведені в таблиці 10.1.

Дослідження, проведені вченими різних країн, вказують на те, що зміни кліматичних характеристик при наявності мікрокліматичної неоднорідності на близьких відстанях можуть бути більшими ніж при переході з одної кліматичної зони в іншу.

Дослідження в галузі мікрокліматології мають велике значення при оцінці екологічного впливу будь-яких виробничих або інших проектів: проведення значних будівельних робіт у великих містах, вирубка лісонасаджень, забруднення значних ділянок моря і суші тощо. Розглянемо деякі типи мезо- і мікрокліматів.

### **10.2.2 Мезоклімат міста**

Сучасне велике місто являє собою доволі значну мезомасштабну неоднорідність. Воно утворює свій місцевий клімат, а на окремих його вулицях і площах складаються своєрідні мікрокліматичні умови, що визначаються місцевою забудовою, покриттям вулиць, розподілом зелених насаджень і т. ін.

Мікрокліматичні умови виявляються, перш за все, в розподіленні метеорологічних величин: різниця в режимі температури, вологості, опадів, вітру та атмосферних явищ в місті і за його межами досить суттєва.

Сучасне місто, як правило, – великий промисловий центр з добре розвинутими транспортними зв'язками. Все це зумовлює підвищений фон забруднення атмосфери міста. Внаслідок цього сонячна радіація виявляється зниженою: через зростання мутності атмосфери приплив сумарної радіації зменшується майже на 25%, особливо за рахунок зменшення прямої радіації. При цьому розсіяна радіація збільшується. До неї додається радіація, яка відбивається стінами і бруківкою, що зумовлює відчуття спеки і духоти – характерні для міста умови в літній сезон. Завдяки зниженню ефективного випромінювання (а отже і нічного вихолодження) радіаційний баланс внаслідок забруднення повітряного басейну не зменшується, а інколи підвищується. Крім того, спостерігається додаткове надходження в атмосферу



тепла за рахунок господарської діяльності людини і малої втрати тепла на випаровування. Все це приводить до більш високих температур всередині міста порівняно з довкіллям, тобто до формування так званого “острова тепла”, що підтверджується багатьма дослідниками. Інтенсивність і розміри острова тепла змінюються з часом і в просторі під впливом фонових метеорологічних умов і місцевих особливостей міста.

Велика шорсткість підстильної поверхні і наявність острова тепла зумовлюють і особливості вітрового режиму в умовах міста. При слабких вітрах до 2-3 м/с може виникнути місцева міська циркуляція, яка особливо помітна при наявності розмитих баричних полів: біля поверхні землі течії спрямовані до центра, де розташовується острів тепла (і як наслідок, трохи знижений тиск), зверху спостерігається відтік повітря на околиці.

Розбіжності мають місце не тільки в напрямку, але і в швидкості вітру. Більшість дослідників зазначає, що швидкість вітру біля поверхні землі в місті знижується порівняно з відкритою територією. Але в деяких випадках в містах можливе посилення швидкості вітру, наприклад, якщо напрям вітру співпадає з напрямом вулиці, обмеженої багатоповерховими будинками. З висотою швидкість вітру зростає.

Повітря у місті більш сухе, ніж на околиці, що пов'язано з підвищенням температури і зменшенням випаровування з поверхні вулиць і площ, покритих асфальтом або камінням. Експериментальні дослідження в різних містах показали, що в окремих випадках розбіжність у парціальному тиску водяної пари може сягати 2,0-2,5 гПа, у відносній вологості – 11-20%. Ці контрасти характеристик вологості місто – околиця в річному ході мають максимальне значення у літній період, а в добовому ході – у вечірні години.

Суперечлива точка зору щодо впливу міста на опади відбиває складність дослідження цього питання. При цьому доцільно розглядати цей вплив окремо стосовно твердих і рідких опадів. В зимовий період року різниця в сумах опадів зазвичай незначна. Влітку найбільша кількість опадів випадає над містом, але не в центральній його частині, а на околиці. Якщо вологість повітря достатньо висока, то підвищена конвективна нестійкість і забруднення повітря над містом сприяють утворенню хмарності. В процесі перетворення хмар із купчастих на потужні купчасті та купчасто – дощові відбувається їхнє зміщення під впливом переважного переносу в атмосфері на околицю або за межі міста. І опади спостерігаються в підвітряних районах міста або на деякій відстані від нього. Коли ж вологість повітря недостатня для утворення хмар, потужні конвективні потоки (вони формуються над центральними районами міста при обтіканні повітряними масами будівель) є перешкодою для горизонтальних повітряних потоків, що надходять в навітряну частину міста. Водночас ці повітряні маси за-

знають додаткового вимушеного підйому, завдяки чому утворюється хмарність і йдуть дощі.

Відмінності у режимі температури і вологості системи місто – околиця накладають свій відбиток і на розподіл атмосферних явищ. Існує точка зору, згідно з якою тумани в місті в зв'язку з підвищенням температури і зниженням відносної вологості можуть виникати рідше, ніж за його межами: при нічному вихолодженні температура повітря рідко знижується до температури точки роси і нижче. З іншого боку, в ряді кліматичних районів число днів з туманами в місті може бути і більшим, ніж в передмісті, особливо при послабленні швидкості вітру або значній забрудненості повітря, що посилюється при стійкій стратифікації.

### **10.2.3 Мікроклімат водойм і узбережних територій**

Мікрокліматичні особливості водойм і узбереж виникають, перш за все, завдяки значній різниці в структурі теплового балансу суші і води. Відомо, що близько 90% радіаційного балансу водойм витрачається на прогрів водних мас і випаровування і тільки 10% – на турбулентний теплообмін з повітрям. Внаслідок цього нагрівання повітря над водоймами невелике і температура повітря майже однакова протягом доби, в той час як над сушею вона помітно змінюється від дня до ночі.

Вплив водойм на термічний режим узбереж залежить від сезону, часу доби і погодних умов. Значення і знак мікрокліматичних змін денних і нічних температур на узбережжі морів різні. Денні температури поблизу берегової лінії південних морів (Чорного, Азовського, Каспійського) знижені на 3-7°C в порівнянні з межею ареалу впливу водойми (10-22 км), а нічні температури підвищені на 3-5°C. На узбережжі північних, більш холодних морів, влітку денні і нічні температури знижені. Значно впливають на температурний режим і менш значні за розмірами водойми: озера, водосховища, річки. Вони впливають і на тривалість безморозного періоду, збільшуючи його на 10-20 днів.

В узбережних районах морів і інших водойм спостерігається значний контраст розподілу всіх метеорологічних величин. Вони мають добовий хід і сильно залежать від мінливості швидкості і напрямку вітру в районах з добре розвинутою бризовою циркуляцією.

Бризи – це теж особливість клімату узбережних районів. Завдяки різниці в співвідношенні між складовими радіаційного і теплового балансів водної поверхні і суші утворюється ця місцева циркуляція, яка найбільш чітко виявлена в тепле півріччя. Її розміри залежать від площі водойми і контрастів в температурі поверхні суші і води, а також від будови навколишньої території. Вдень над нагрітою сушею конвективні потоки піднімаються вгору, а на заміну їм з водойми в нижньому шарі надходить холо-

дніше повітря: виникає денна гілка бризової циркуляції. Вночі, коли суша стає холоднішою за водну поверхню і тиск над нею підвищується, виникає обернена циркуляція з суші на море.

Швидкості вітру при бризовій циркуляції можуть бути різними, від 1-2 до 7 м/с і більше в випадку добре розвинутого бризу. Вплив водойм на швидкість вітру на узбережжях простежується і за відсутності бризової циркуляції: швидкість вітру над водоймами завжди більша ніж над прилеглими ділянками суходолу завдяки малій шорсткості поверхні води.

Опадів в теплу пору року над великими водоймами випадає менше ніж на узбережжі, тому що більш холодна в порівнянні з суходолом водна поверхня перешкоджає розвитку над нею конвекції. Цьому сприяє і та обставина, що над водоймами влітку переважає підвищений тиск.

Враховуючи мікрокліматичні особливості, можна більш повно використовувати кліматичні ресурси при плануванні економічного і соціального розвитку конкретного регіону.

### **10.3 Циркуляційні фактори клімату**

Для регіональних кліматів великомасштабні атмосферні циркуляційні системи, які є проявами взаємодії між складовими глобальної кліматичної системи, стають зовнішніми кліматоутворюючими факторами, які в значній мірі визначають конкретні кліматичні умови для певної місцевості. Тому розглянемо більш детально циркуляційні фактори.

#### **10.3.1 Загальна циркуляція атмосфери**

Загальна циркуляція атмосфери (ЗЦА) – це сукупність основних повітряних течій, які здійснюють горизонтальний і вертикальний обмін мас повітря та пов'язаний з ними обмін теплом, вологістю, кількістю руху. Відзначимо, що з одного боку, загальна циркуляція атмосфери пов'язана із зовнішніми астрономічними й геофізичними кліматоутворювальними факторами, а з іншого боку, вона генерується й під дією внутрішніх геофізичних факторів, що визначають характер енергетичної взаємодії між складовими кліматичної системи. До них відносять в першу чергу особливості підстильної поверхні, у тому числі розподіл материків, океанів, рельєф поверхні суходолу. Отже, загальна циркуляція атмосфери є однією з характеристик стану глобальної кліматичної системи. Основні повітряні течії являють собою механізм обміну масами холодного і теплого повітря і, отже, міжширотного перенесення тепла та вологи, що формує клімат окремих регіонів і планети у цілому. Повітряні течії також впливають на формуван-

ня особливостей циркуляції води в океані. Особливо велике значення циркуляції атмосфери у процесах утворення хмарності, опадів та змін погоди.

Загальна циркуляція атмосфери складається з ряду великомасштабних рухів. Серед них найбільший масштаб має *західно-східне перенесення* мас повітря, що охоплює влітку тропосферу і частину стратосфери позатропічних широт та взимку – всю стратосферу.

Західно-східне перенесення зумовлено відхиальною дією обертання Землі навколо своєї осі на горизонтальну складову сили баричного градієнта, яка завдяки температурному контрасту між екватором і полюсом спрямована від тропіків до полюсів. Західне перенесення спостерігається, зазвичай, над більшою частиною позатропічних широт Північної та Південної півкуль.

Температурні контрасти між полюсами і екватором, а також між теплішими океанами й охолодженими континентами взимку та їхнім протилежним станом влітку зумовлюють великомасштабну *мусонну циркуляцію*. У тропічному поясі спостерігається *пасатна циркуляція*, що формується під дією субтропічних антициклонів.

Важливою складовою частиною загальної циркуляції атмосфери є *циркуляція повітря у системі позатропічних циклонів і антициклонів*, які безперервно виникають і руйнуються, істотно впливаючи на характер міжширотного обміну мас повітря, тобто перенесення тепла з низьких широт до високих, а холоду – з високих до низьких.

Атмосферні рухи мають вихоровий характер і відзначаються нестационарністю, яка призводить до того, що циркуляція атмосфери, її структурні елементи безперервно змінюються. Внаслідок вертикальної неоднорідності атмосфери, характеристики якої змінюються з широтою, відбувається зміна напрямку й швидкості повітряних течій при переході від одного шару атмосфери до іншого, що разом із зміною у вертикальному і горизонтальному напрямках густини повітря утворює нерівномірний розподіл кінетичної енергії. Енергетичний вклад різних шарів атмосфери змінюється також від сезону до сезону.

Закономірності сезонних змін циркуляції атмосфери пов'язані з нерівномірним надходженням сонячної радіації до різних півкуль протягом одного сезону і у різні сезони – до однієї півкулі. Особливо це проявляється у Північній півкулі, де великі простори займають континенти. Відносне охолодження материків взимку та нагрівання їх влітку спричинюють сезонні особливості поля тиску і, отже, поля рухів.

Поряд з вихоровими рухами в атмосфері спостерігаються також хвильові переміщення повітря. До них відносять хвилі у зональному потоці з довжиною близько 5000 км (хвилі Россбі), хвилі меншого масштабу, що відповідають окремим циклонам і антициклонам.

### 10.3.2 Зональна циркуляція атмосфери

Зональна циркуляція є найвеликомасштабнішою складовою загальної циркуляції атмосфери. Вона формується внаслідок горизонтальної неоднорідності температури атмосфери та відхильної дії обертання Землі. Горизонтальна температурна неоднорідність атмосфери зумовлена особливостями енергетичної взаємодії між діяльною поверхнею і атмосферою. У низьких широтах кількість сонячної енергії, що надходить до одиниці площі земної поверхні протягом року, більша ніж у високих. Від нагрітої діяльної поверхні континентів і океанів через турбулентну теплопровідність, випаровування води й конденсацію пари в атмосфері, радіаційні потоки, що поглинаються термодинамічно активними домішками атмосфери, тепло переноситься в атмосферу. Отже, температурний контраст між низькими та високими широтами виникає не тільки біля поверхні Землі, а й у всій товщі атмосфери.

Поле атмосферного тиску значною мірою залежить від поля температури, тому горизонтальний градієнт тиску у середньому також має напрям від низьких широт до високих. Температурні контрасти визначають не тільки інтенсивність зонального руху повітря, але й стимулюють утворення циклонічних і антициклонічних вихорів, які є одним з основних механізмів міжширотного обміну мас повітря. Чим більші температурні контрасти в атмосфері, тим інтенсивнішим стає вихоровий рух, який сприяє деякому вирівнюванню температурного контрасту шляхом перенесення надлишку тепла до високих широт, а надлишку холоду – до низьких.

Дані про розподіл у тропосфері (верхня межа цього шару атмосфери у середньому розташована на висоті 11 км) і нижній стратосфері осереднених за довготою зональних компонентів швидкості вітру над Північною півкулею свідчать, що в усі сезони західне перенесення переважає у більшій частині тропосфери, особливо взимку, а інтенсивність його значною мірою залежить від пори року (рис. 10.7).

Найбільша інтенсивність (понад 30 м/с) західного перенесення спостерігається поблизу 30° півн.ш. на висоті ізобаричної поверхні 200 гПа (висота близько 12 км). Влітку його максимум переміщується до широти 40° півн.ш.

У екваторіальному і тропічному поясах напрям перенесення мас повітря змінюється на протилежний. Вертикальна протяжність та інтенсивність східного потоку значною мірою залежать від пори року і широти.

Сезонність теплового режиму проявляється ще більш виразно у стратосфері, де він зумовлюється, на відміну від тропосфери, в основному не особливостями енергетичної взаємодії з діяльною поверхнею суходолу й океану, а променистими потоками, що випромінюються і поглинаються термодинамічно активними домішками атмосфери.

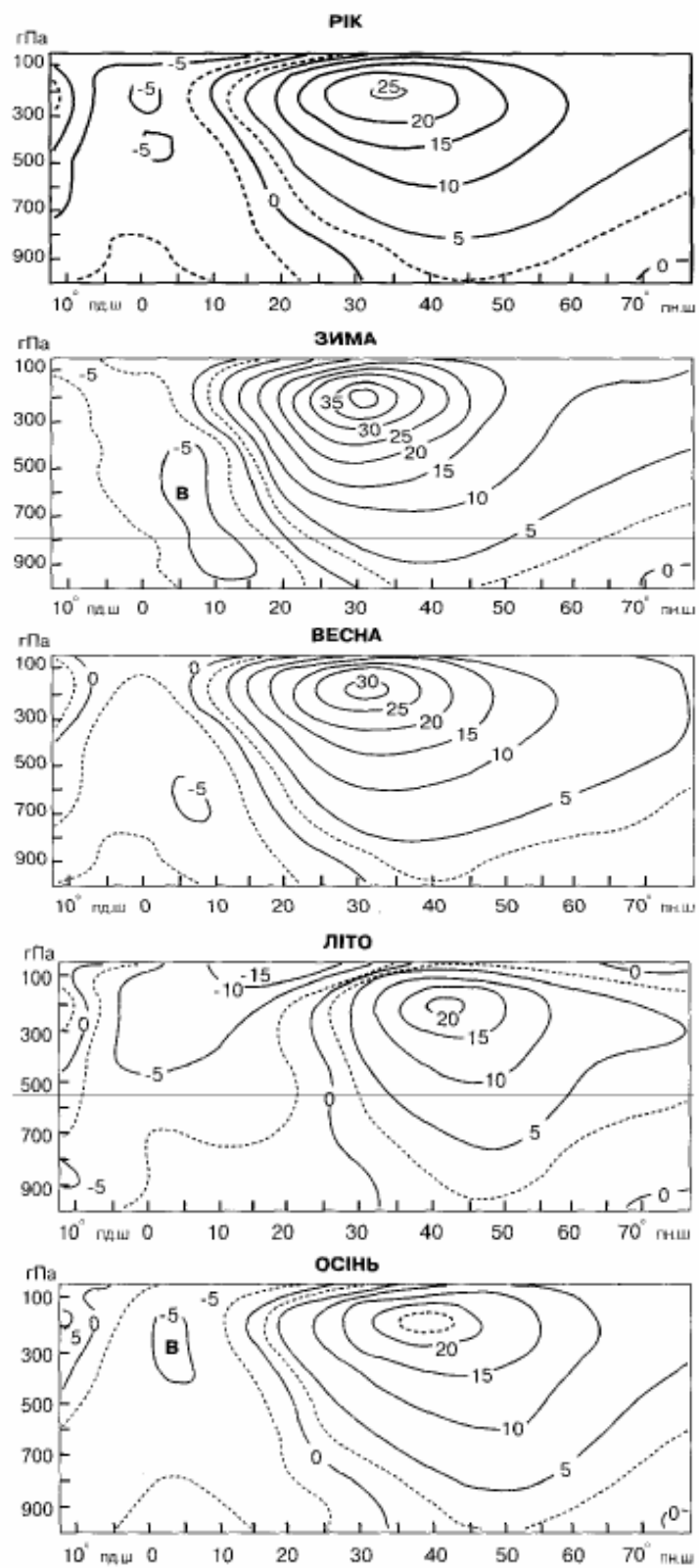


Рисунок 10.7 – Середні значення зональної складової швидкості вітру (м/с) у Північній півкулі

Влітку поглинання озonom ультрафіолетової радіації Сонця спричиняє нагрівання повітря. З підвищенням температури концентрація озону знижується, що призводить до зменшення поглинання сонячної радіації. Отже, відбувається вирівнювання температури на верхній межі стратосфери (у середньому на висоті 50 км). Найбільша кількість сонячної радіації, як зазначалося вище, надходить у літні місяці до високих широт, формуючи у стратосфері область високого тиску, яка називається циркумполярним антициклонічним вихором. Він і є причиною переважання у стратосфері східного вітру у цьому сезоні.

Протягом полярної ночі повітря вихолоджується внаслідок довгохвильового випромінювання, і у стратосфері виникає циркумполярний циклон, що охоплює майже всю Північну півкулю. Центр його знаходиться поблизу полюса. Завдяки цим процесам взимку у стратосфері переважає західний потік. Інколи ця закономірність порушується у зв'язку з різкими потепліннями у стратосфері.

Сильний західний вітер, властивий зимовому режиму циркуляції, змінюється східним. У перехідні сезони року відбувається перебудова літнього режиму циркуляції на зимовий і навпаки.

У верхній тропосфері та стратосфері формуються висотні фронтальні зони – відносно вузькі зони значної горизонтальної протяжності з великими контрастами температури та значними горизонтальними градієнтами атмосферного тиску. З ними пов'язані зони сильних вітрів швидкістю понад 10 м/с (струминні течії). Тропосферні струминні течії поділяють на струминні течії помірних, субтропічних і екваторіальних широт.

Максимальний вітер у помірних широтах відмічається на висоті 8-10 км взимку і 9-12 км влітку. Максимальна швидкість західного вітру на осі струминної течії може перевищувати 180÷220 км/год.

Вісь субтропічних струминних течій розташовується на висоті 11-13 км. Взимку між 25÷35° півн. ш., літом – між 35÷45° півн. ш. середня швидкість західного вітру на осі течії становить у середньому 150÷200 км/год, інколи вона може перевищувати 300÷400 км/год. Найбільша інтенсивність цих течій, як і течій помірних широт, взимку, коли у зоні висотних фронтальних зон утворюються максимальні контрасти температур.

Екваторіальні струминні течії формуються у стратосфері на висотах 15-20 км, між 5° півн. ш. і 5° півд. ш., зазвичай, у східному потоці. Вони можуть розвиватися також і у субтропічних та помірних широтах. Взимку їхня вісь розташовується на висоті 25÷30 км, вітер на осі течії західно-східний швидкістю понад 200 км/год. На цих же висотах струминна течія може формуватися і влітку, але протилежного напрямку у зв'язку з утворенням у стратосфері антициклонічного циркумполярного вихору.

### 10.3.3 Мусонна циркуляція

На формування клімату у деяких районах Землі великий вплив справляють мусони. Ця циркуляційна система має виразний сезонний характер. На її формування значно впливає термічний режим суші та океану, який складається під дією радіаційних факторів.

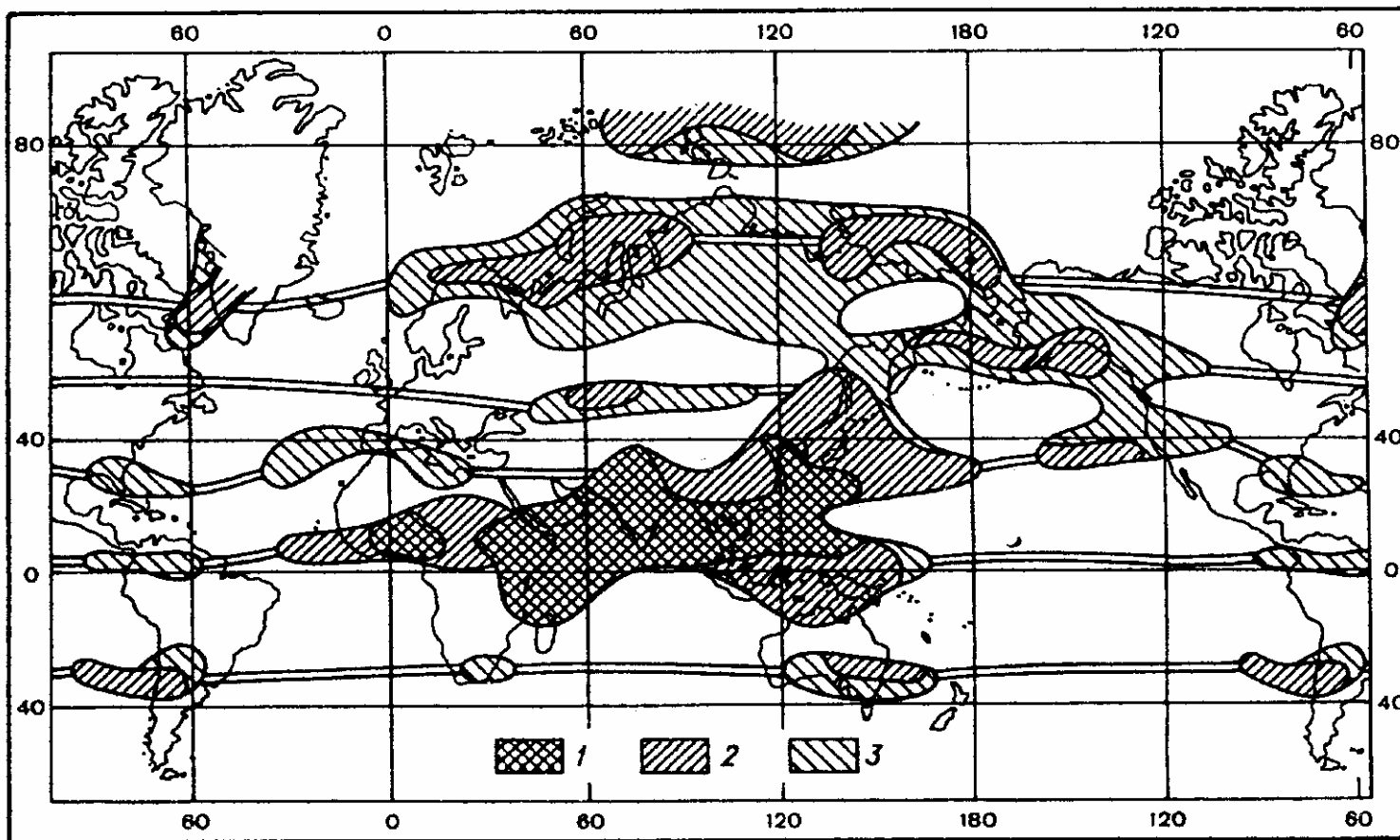
Мусони вже давно привертають увагу дослідників. Незважаючи на це, навіть зараз існують різні точки зору на чинники виникнення, еволюцію та локалізацію мусонної циркуляції. Можна зустрітися з твердженням, що мусон являє собою повітряну течію між сушею і морем, яка виникає за рахунок різного їх нагрівання. І в зв'язку з цим мусон розглядається як замкнений циркуляційний осередок великого масштабу. Нижня його частина виявляється у вигляді азонального приземного потоку, який супроводжується на висотах протилежною течією-антимусоном. Але більш правильно необхідно розглядати думку про те, що мусони є результатом сезонного зсуву планетарних зон вітрів. Вони являють собою квазігоризонтальні зональні потоки – реальні складові загальної циркуляції атмосфери. Сезонний режим погоди у різних областях мусонів може бути різним в залежності від термодинамічного стану повітря, що бере участь у мусонній циркуляції, а також характеру рельєфу.

Деякі кількісні характеристики, які дозволяють віднести до мусону повітряні течії, містяться у визначенні С.П. Хромова: мусон – це такий режим загальної циркуляції атмосфери у великій географічній області, при якому вітри одного напрямку у кожному місці цієї області різко переважають над іншими, а сам переважаючий напрямок вітру від зими до літа і від літа до зими змінюється на протилежний або близький до протилежного. До протилежних відносяться напрямки, кут між якими складає  $120^\circ$  і більше, а до різко переважаючого – напрямок, що має повторюваність 40% та більше. Механізм формування мусонних вітрів пов'язаний з основними елементами загальної циркуляції атмосфери, циклонами й антициклонами.

На основі цих критеріїв С.П. Хромов побудував карту (рис. 10.8), на якій позначені області з мусонами, а також області з «мусонною тенденцією».

До останніх відносяться ті області, де протилежні вітри зимою й літом мають повторюваність менше 40%, які об'єднуються у декілька зон, витягнутих у широтному напрямку. Ці зони разом оконтурюють периферійні райони Євразійського материка з півночі, сходу й півдня. Вони проявляються також в окремих районах Африки, Американських континентів, Австралії, тобто там, де відбувається зміна напрямку горизонтального градієнта температури між сушею й океаном.





1 – 40 %; 2 – 40-60 %; 3 – 60 %. Заштриховані області з кутом від  $120$  до  $180^{\circ}$   
(між переважаючими напрямками вітру у січні та липні)

Рисунок 10.8 – Повторюваність переважаючих напрямків вітру. За С.П.Хромовим

Структура мусонних областей пов'язана зі зміною положення й інтенсивності центрів дії атмосфери. У відповідності до цього можна виділити такі мусонні зони: тропічну, що розташовується між  $20^{\circ}$  півн. ш. і  $20^{\circ}$  півд. ш.; дві субтропічні, які розташовані між  $30$  і  $40^{\circ}$  ш. в обох півкулях, зону помірних широт і, нарешті, полярну зону.

Останні дві зони виявляються тільки у північній півкулі у межах  $50-60^{\circ}$  і біля  $70^{\circ}$  півн. ш. відповідно.

Мусони зонально розташовуються уздовж тих частин тропічної зони, де спостерігаються достатньо помітні зміни температури і, як наслідок, атмосферного тиску між сушею і океаном у зимовий сезон та влітку. Зональність порушується тільки на сході Азії. Там утворюється меридіональна смуга мусонів, яка є результатом злиття та посилення трьох мусонних зон. У цій азональній області спостерігається *мусонорозділ*. Його наявність пояснюється тим, що він утворюється у результаті дії різних циркуляційних процесів. Тут не буває якогось одного виразного переважаючого напрямку вітру. Мусонорозділ проходить біля  $20^{\circ}$  півн. ш.

На південь від нього розташовується зона тропічного мусону, де це явище характеризується найбільшою стійкістю. На північ від мусонорозділу знаходиться область субтропічних мусонів, яка охоплює смугу від  $25$  до  $45^{\circ}$  півн. ш. Вона розповсюджується на Китай, Корею, Японію, південну частину Примор'я й проникає у глибину материка до  $105^{\circ}$  сх. д. Зона мусону помірних широт розташовується між  $45$  і  $65^{\circ}$  півн. ш.

Природа мусону у перелічених зонах різна. Якщо тропічний мусон утворюється при взаємодії екваторіальної улоговини і сибірського антициклону взимку, азіатської депресії й південно-індійського антициклону влітку, то субтропічний мусон формується завдяки взаємодії азіатської депресії й тихоокеанського антициклону влітку, сибірського максимуму й південно-західної улоговини алеутської депресії взимку.

Часто як характеристики мусонної циркуляції приймають вологий літній і сухий зимовий періоди разом з характеристиками сезонної варіації напрямку вітру. У відповідності з цими характеристиками треба протягом усього року вилучити із областей мусонної циркуляції вологі зони поблизу екватора, а також постійно сухі зони у високих широтах, де переважає антициклоніальна циркуляція.

#### **10.3.4 Циклонічна діяльність, поле атмосферного тиску та циркуляція повітря**

Циркуляція повітря у системі циклонів і антициклонів, що постійно виникають, розвиваються й руйнуються у тропосфері, є складовою части-

ною загальної циркуляції атмосфери. Найбільше значення у цій циркуляційній ланці має циклонічна діяльність у позатропічних широтах.

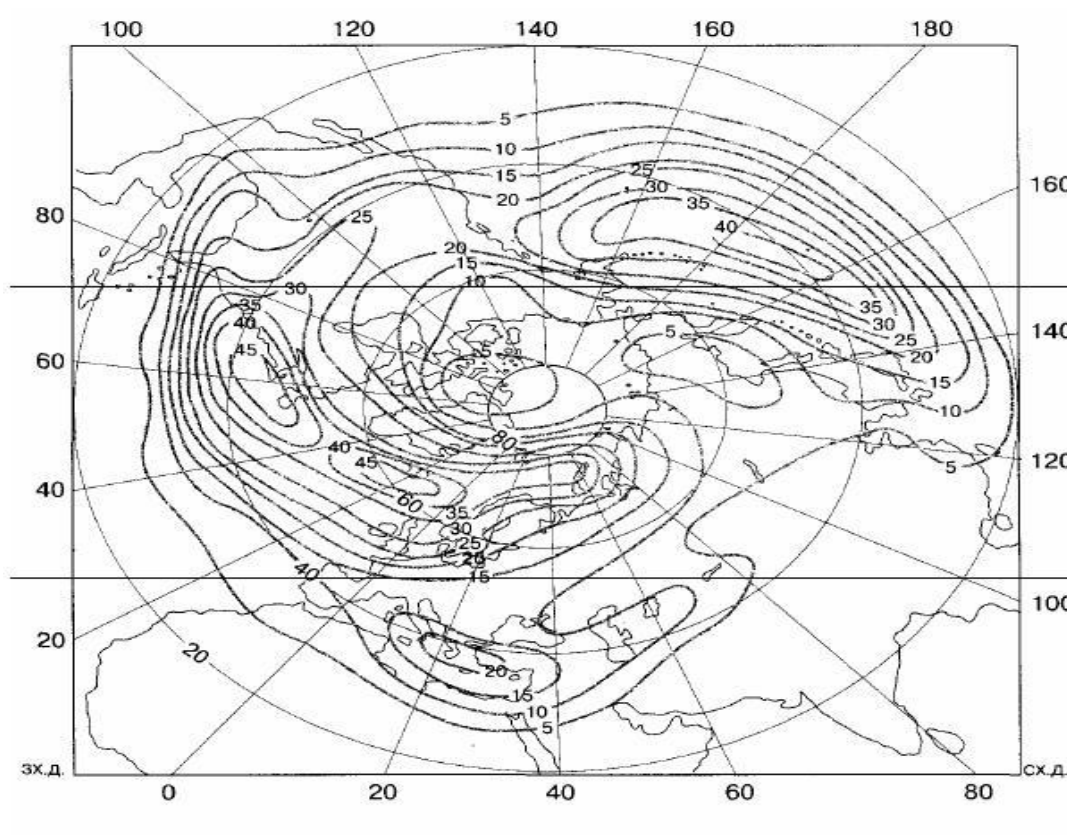


Рисунок 10.9 – Повторюваність (%) рухомих циклонів. Січень  
(Клімат України, 2003)

Циклони і антициклони позатропічних широт виникають в області висотних фронтальних зон. Найсприятливіші умови для виникнення циклонів – інтенсивна адвекція холоду, яка збільшує контрасти температури, і розходження повітряних течій у середній тропосфері. Такі умови створюються досить часто у енергоактивних зонах океанів над західною частиною Північної Атлантики і Тихого океану, тому саме у цих регіонах Північної півкулі найчастіше і виникають циклони, особливо у холодну пору року.

Область значної повторюваності циклонів розташовується над північною частиною Атлантичного океану (рис. 10.9).

Виникаючи біля східного узбережжя Північної Америки, циклони переміщуються у північно-східному напрямі на Ісландію і Баренцове море. Над Ісландією вони досягають найбільшого розвитку, тобто стають найглибшими. Під час подальшого переміщення на північний схід вони заповнюються. Ще один частковий максимум повторюваності циклонів знаходиться над Середземним морем.

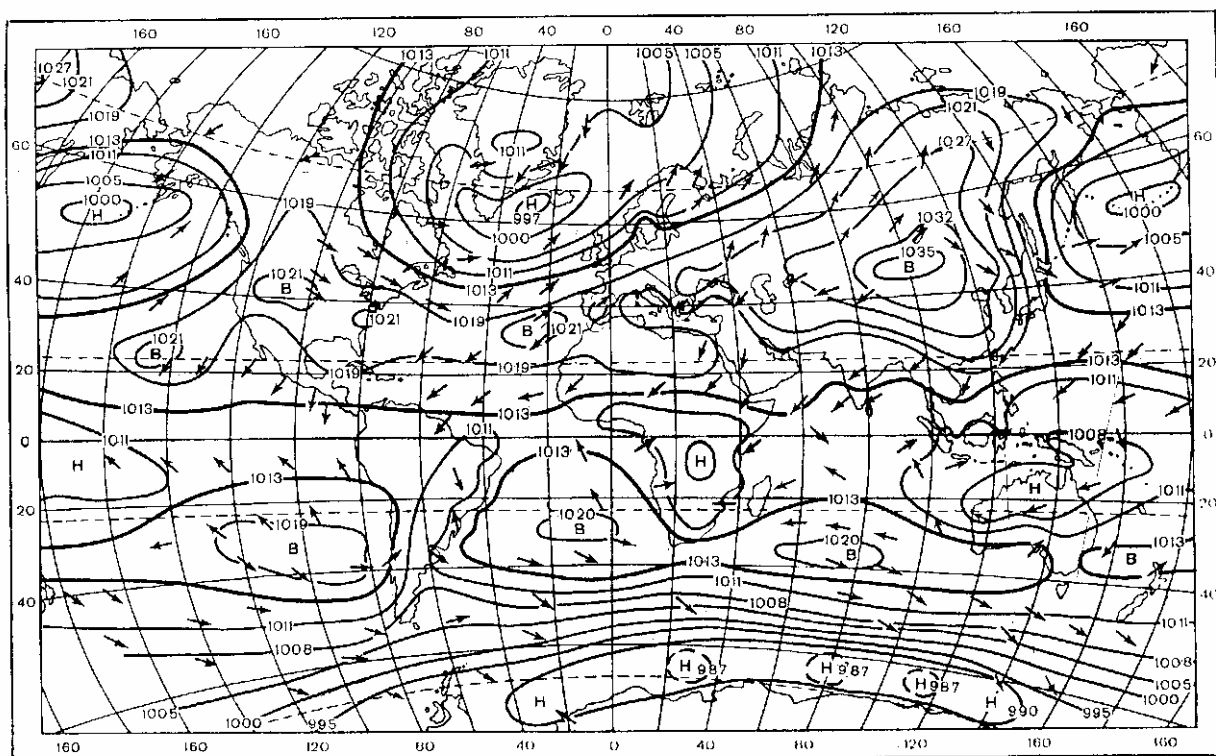


Рисунок 10.10 – Середнє поле атмосферного тиску (гПа) та течії повітря на рівні моря. Січень. (Клімат України, 2003)

Антициклони формуються найчастіше взимку над Північною Америкою та Азією. Особливості процесів цикло- і антициклогенезу зумовлюють структуру поля тиску біля земної поверхні. Їх можна виявити шляхом осереднення фактичного поля тиску за тривалий проміжок часу, наприклад, за місяць (рис. 10.10).

Як у Північній, так і у Південній півкулях виявляються області високого й низького тиску, так звані центри дії атмосфери, які є результатом статистичного осереднення фактичного поля тиску й характеризують райони, де переважає циклонічна або антициклонічна діяльність.

Циклони, що виникають біля східного узбережжя материків, переміщуються у північно-східному напрямі і найбільшої інтенсивності досягають у районі Ісландії та Алеутських островів. Завдяки тому, що біля Ісландії повторюваність циклонів найбільша і вони є найглибшими, утворюється велика й глибока депресія (Ісландська). На півночі Тихого океану, з аналогічної причини, спостерігається Алеутська депресія. На континентах Північної півкулі значною повторюваністю характеризується Північноамериканський і Азіатський (Сибірський) антициклони. У Південній півкулі виділяються приантарктична зона зниженого тиску і ряд антициклонів у субтропіках над океанами.

В екваторіальному поясі між двома смугами підвищеного тиску розташовується приекваторіальна смуга зниженого тиску (екваторіальна улоговина). У січні вона знаходиться південніше від екватора. Така структура середнього поля тиску у січні зумовлює певну систему течій біля земної поверхні. На північ від 60–65° півн. ш. переважають північні й північно-східні потоки у напрямі від зони відносно підвищеного тиску над Арктичним басейном (слабковиражений арктичний антициклон) до Ісландської й Алеутської депресій та орієнтованих від них на схід і захід улоговин. У смузі від 35° до 45° півн. ш. переважають південно-західні потоки повітря, тобто від поясу підвищеного тиску до зазначених депресій.

Між смугою високого тиску у помірних та субтропічних широтах Північної півкулі й екваторіальною улоговиною повітря біля земної поверхні переміщується з півночі й північного сходу, зумовлюючи меридіональну циркуляцію у тропічних широтах Північної півкулі.

У тропіках Південної півкулі переважають південно-східні потоки повітря від смуги субтропічних антициклонів до приекваторіальної смуги зниженого тиску.

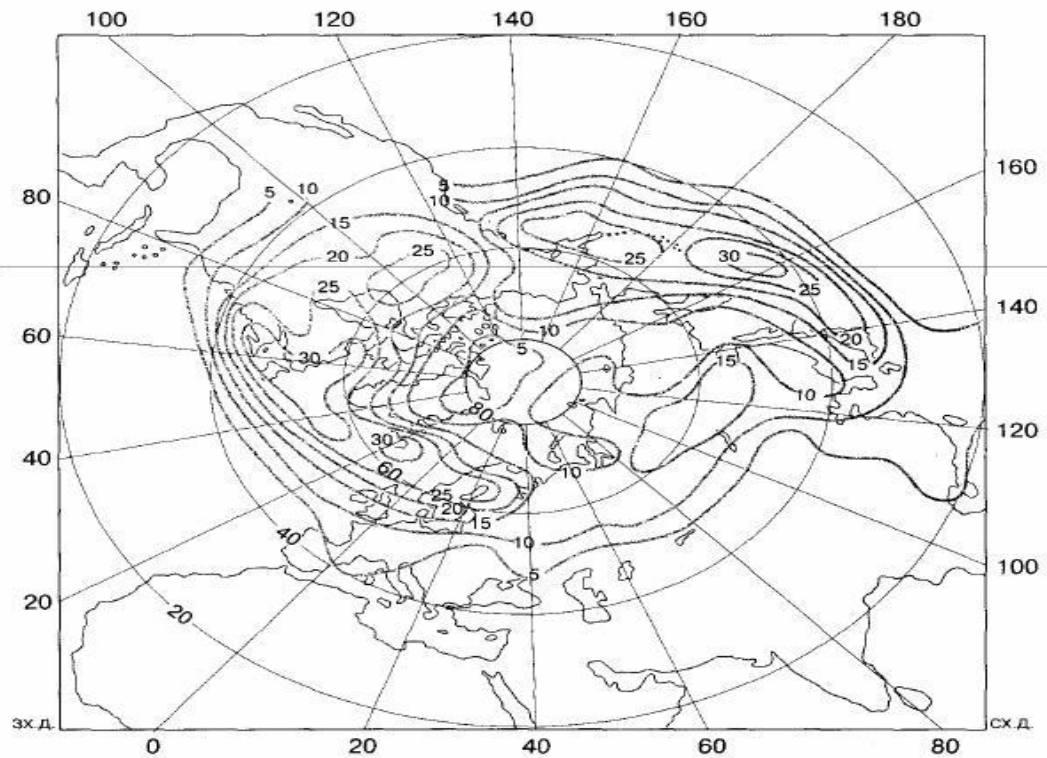
Влітку у Північній півкулі умови для цикло- і антициклогенезу значно відрізняються від вище наведених. Завдяки тому, що температура поверхні океану від зими до літа змінюється мало, а континенти літом значно прогріваються, температурні контрасти у тропосфері менші літом, ніж зимою.

У зв'язку з цим, повторюваність циклонів у липні значно менша, ніж у січні (рис. 10.11а). Однак вона значно збільшується над континентами, особливо над північним сходом Євразії у зв'язку з тим, що циклони, які виникають у басейнах річок Об та Єнісей, переміщуючись у східному й північно-східному напрямках, над Східним Сибіром і Далеким Сходом досягають найбільшого розвитку. Через незначну повторюваність та інтенсивність циклонів Ісландська депресія у липні проявляється слабо, а Алеутська депресія зовсім зникає (рис. 10.11б).

Майже над всією Азією формується велика Азіатська депресія, яка утворюється внаслідок сильного нагрівання суходолу в субтропічних районах. Водночас над океанами збільшується інтенсивність антициклогенезу. Внаслідок цього влітку у Північній півкулі над океанами панують Азорський та Тихоокеанський максимуми (див. рис. 10.11б). Від Азорського антициклону на Європу, Середземне море й Північну Америку поширюються гребені високого тиску згідно з підвищеною повторюваністю рухомих антициклонів у цих районах півкулі.

У липні, як і у січні, у субтропічному поясі Південної півкулі знаходяться південно-атлантичний, південно-тихоокеанський і південно-індійський антициклони, які утворюють смугу високого тиску. Ця смуга відокремлюється від антарктичного антициклону приантарктичною улоговиною.

а)



б)

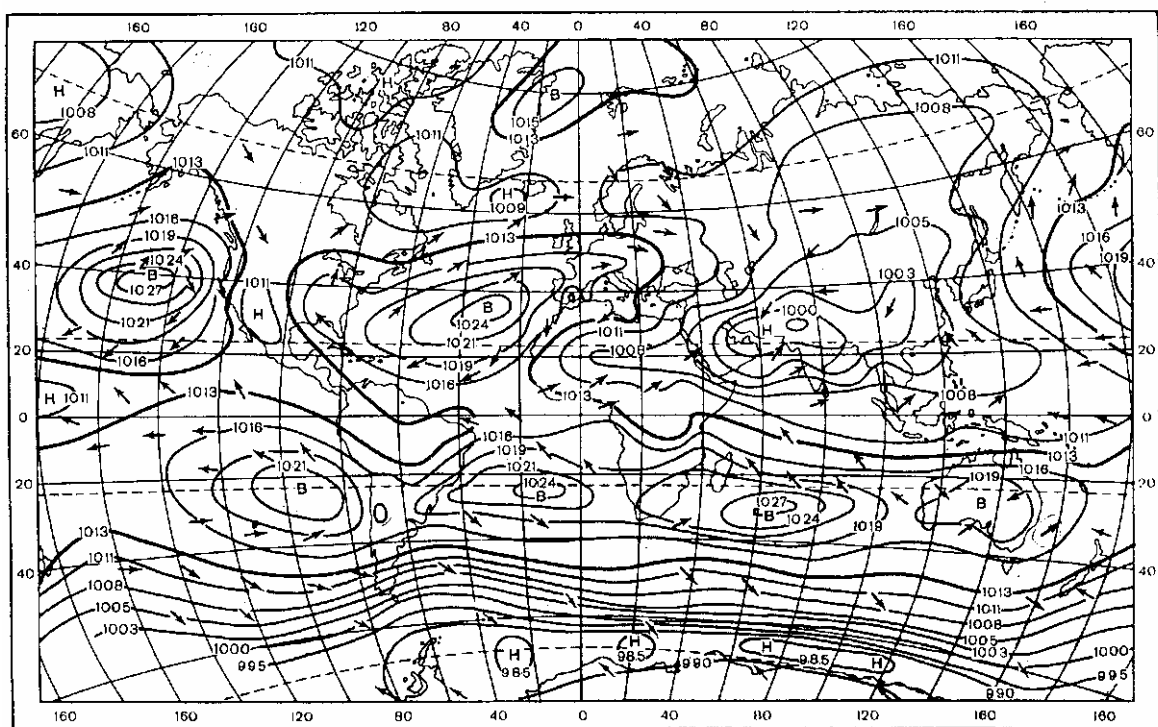


Рисунок 10.11 – а) Повторюваність (%) рухомих циклонів. Липень;  
б) Середнє поле атмосферного тиску (гПа) та течії повітря на рівні моря. Липень. (Клімат України, 2003)

Згідно з описаною структурою поля тиску влітку біля поверхні Землі утворюються відповідні системи повітряних течій. Слабкий західний перенос охоплює високі й помірні широти Північної півкулі. Над океанами він переходить на південно-західний, більшої інтенсивності. Над Азією в області великої депресії циркуляція повітря досить складна. На південь від 40° півн.ш. західне перенесення змінюється північно-західним й північно-східним, яке над південним сходом й півднем Китаю, Індокитаєм, північно Індостану конвертує з південно-східним й південно-західним потоками.

Складний характер приекваторіальної смуги зниженого тиску влітку: якщо над Тихим та Атлантичним океанами вона розташовується трохи на північ від географічного екватора, то в Азіатській частині суходолу – зливається з Азіатською депресією. У зв'язку з цим південно-східні потоки тропічної зони Південної півкулі, зумовлені північною периферією південно-індійського субтропічного антициклону, під час переміщення на північ перетинають екватор, змінюються на південно-західні й поширюються на південну частину Азії, утворюючи мусонні течії вологого повітря (літній Азіатський мусон).

Циркуляційні процеси у тропіках й субтропіках впливають на погоду-і кліматоутворювальні процеси помірних широт. Центри цих баричних систем періодично мігрують, що значно впливає на температуру поверхні океанічної води. Наприклад, переміщення Азорського антициклону у південному напрямі призводить до посилення пасатів (північно-східних стійких вітрів) у зоні екваторіальної улоговини і збільшення швидкості Карибської і Флоридської океанічних течій. Як наслідок, скорочується час перебування у тропічному поясі води цих течій і зменшується кількість поглинутої ними сонячної радіації. У результаті знижується температура поверхневих шарів води Гольфстріму і послаблюється потік теплої води у Північний Льодовитий океан, що призводить до збільшення льодовитості Баренцового моря, а також морів Північної Атлантики і до похолодання у Європі. Подібні наслідки має і переміщення на південний захід Ісландської депресії внаслідок значного збільшення кількості холодної полярної води, що виноситься Лабрадорською і Східно-Гренландською холодними океанічними течіями. З іншого боку, збільшення льодовитості північних морів Світового океану є причиною зменшення кількості холодної води й айсбергів, що виносяться в Атлантику і, як наслідок, підвищується температура у гілках океанічної циркуляції між Гольфстрімом і Лабрадорською течією, що у свою чергу впливає на особливості циркуляції у Північній півкулі й на коливання клімату Європи.

## 10.4 Підстильна поверхня та її кліматоутворювальне значення

Підстильна поверхня земної кулі – це сукупність природних та антропогенно змінених ландшафтів, яка, перебуваючи у взаємодії з атмосферою у процесі обміну теплом і вологою, значно впливає на формування клімату від глобального до мікромасштабу.

На глобальному рівні формування глобальної атмосферної циркуляції, погодних умов і клімату тісно пов'язані зі Світовим океаном, на який припадає 71% площі земної поверхні (у Північній півкулі водна поверхня займає 61%, у Південній – 81%). Коливання запасів тепла океанів, зміна інтенсивності океанічних течій, площі морської криги – все це неминуче призводить до великомасштабних довготривалих змін загальної циркуляції атмосфери у різних регіонах планети. Кліматично значущими параметрами Світового океану є температура його поверхні, солоність, вміст тепла діяльного шару океану, морські течії й крига.

Істотно впливають на клімат океанічні (морські) течії. Течії верхнього шару океану утворюють антициклонічні вихори у тропічних і субтропічних широтах та циклонічні – у помірних і високих широтах. У екваторіальних широтах горизонтальна циркуляція являє собою інтенсивні потоки пасатних течій, які розвиваються під дією північно-східного й південно-східного пасатів. Біля східних берегів континентів у Північній півкулі системи течій, що розвиваються з пасатних течій, відхиляються на північ і рухаються уздовж материків приблизно до широти 40–45°. Звідти під впливом західних вітрів поверхневі течії змінюють напрям на східний і знову перетинають океан, утворюючи, зокрема, в Атлантичному океані потужну течію Гольфстрім та її продовження — Північно-Атлантичну течію. Води системи Гольфстрім проникають на 10 тис. км – від Флориди до Шпіцбергена і Нової Землі, транспортуючи величезні маси води різної солоності й густини. Гольфстрім (найбільша ширина потоку 200 км і товщина 2 км) переносить води у 22 рази більше ніж всі річки на земній кулі. Ця тепла течія приносить величезну кількість тепла до берегів Західної Європи, Баренцового моря й частково до Карського моря, значно пом'якшуючи клімат західного сектора Арктики.

У високих широтах завдяки теплим течіям на узбережжях формується особливий клімат – з теплою зимою й невеликою амплітудою коливання температури, значною кількістю опадів.

В океані утворюються також підводні вихори і кільцеподібні течії – ринги й вихори синоптичного масштабу (діаметром до 200 км). Ці океанічні структури значно впливають на умови формування клімату і відіграють істотну роль у перерозподілі енергії Світового океану.



Нагрівання та охолодження суходолу відбувається інакше, ніж поверхні океану. Завдяки великому альбедо суходолу значна кількість радіації, що надходить від Сонця, відбивається і частка поглиненої радіації порівняно незначна, що призводить до істотних коливань температури поверхні суходолу і, як наслідок, повітря над ним. Наявність океанів та континентів, теплофізичні властивості яких дуже розрізняються, зумовлює істотні зміни клімату на одній і тій же широті. Значення середньої місячної та річної, максимальної і мінімальної температури, вологості повітря різко відрізняються на узбережжях і в центральних частинах континентів. На східній окраїні Євразійського континенту, наприклад, зима і літо значно холодніші, ніж на західній, де домінує перенесення теплих повітряних мас з Атлантичного океану.

Відмінності у теплоємності води, з одного боку, і суходолу, з іншого, особливо у процесах поширення тепла, є причиною того, що на морях та океанах, на островах і узбережжях утворюється особливий тип клімату – морський або океанічний, який істотно відрізняється від континентального.

Головними рисами морського клімату є незначна, порівняно з континентальним кліматом, добова й річна амплітуди температури повітря, а також запізнення настання екстремальної температури у річному ході, підвищена вологість повітря, значна хмарність, більша кількість опадів.

Континентальний клімат характеризується більшою амплітудою коливань температури повітря, ніж океанічний. У помірних широтах континентальний клімат відрізняється суворою зимою й більш жарким літом порівняно з кліматом морського узбережжя або океанічних островів. Отже, значні добові й річні амплітуди температури, зниження вологості, хмарності й річної кількості опадів є ознаками континентальності клімату.

На формування клімату на всіх масштабах значно впливає рельєф. Гірські системи, порушуючи процеси адвекції повітряних мас і циркуляції атмосфери, мають свій специфічний клімат, а також істотно впливають на клімат і погоду прилеглих районів. Ступінь впливу залежить значною мірою від форми та композиційної структури окремих долин і хребтів, а також від положення та масштабу гірської системи у цілому.

Орографічний вплив на атмосферні процеси можна розділити на три групи:

- великомасштабний вплив орографії на формування загального розподілу повітряних течій та планетарних систем циркуляції;
- вплив орографії на процеси, які мають масштаб циклонічних та антициклонічних вихорів, тобто на виникнення й розвиток циклонів і антициклонів, загострення й розмивання атмосферних фронтів поблизу гір;
- локальний (від мезо- до нано- масштабів) орографічний вплив, що

зумовлює особливості у ході метеорологічних величин, пов'язані з конкретними формами рельєфу невеликої протяжності.

Внаслідок різного впливу факторів рельєфу на атмосферні та радіаційні процеси формується особливий тип клімату (гірський клімат). У гірських районах спостерігається велика нерівномірність у просторовому розподілі температури, хмарності, вітру, опадів та небезпечних явищ погоди. Мінливість гірського клімату у вертикальному напрямі (висотна поясність) визначається положенням гір у певній широтній природній зоні, висотою гір, їхніми морфометричними характеристиками. Навіть на досить близьких ділянках можуть утворюватися місцеві варіації клімату, які проявляються у його надмірній строкатості. У горизонтальному напрямі вплив гір залежно від їхньої висоти та протяжності може проявлятися на відстані понад 500 км. Значно впливають на формування клімату полярні крижані поля. Влітку вони, порівняно з окраїнними морями, стають ніби аналогом континенту. Взимку хід температури тут нагадує океанічний. Мінімум температури спостерігається у березні, температура ж попередніх зимових місяців знижується у річному ході у незначних межах.

Вплив підстильної поверхні, про який йшлося вище, в основному, стосується помірного поясу. Однак континентальність клімату значно залежить від широти місцевості, яка зумовлює зміну тривалості світлого часу та надходження сонячної радіації. У районах, близьких до полюсів (з від'ємним радіаційним балансом на земній поверхні, найнижчою температурою і вологістю), континентальність клімату проявляється інакше, ніж у субтропічних та тропічних широтах, де розбіжності між сезонами згладжені. У вологих тропіках річний хід метеорологічних величин відступає на другий план порівняно з добовим ритмом, але вплив підстильної поверхні на клімат простежується й тут, особливо на суходолі, у межах поясу підвищеного тиску.

## **10.5 Вологообіг й його вплив на регіональний клімат**

### **10.5.1 Поняття про вологообіг**

Усі водні ресурси Землі – поверхневі, підземні, ґрунтові води і атмосфера волога – тісно взаємопов'язані одним з найбільших природних процесів – кругообігом води. Цей процес відбувається тому, що водяна пара – єдиний атмосферний газ, який може змінювати свій фізичний стан за рахунок фазових перетворень.

Під впливом сонячної радіації, яка зумовлює випаровування води, та сили тяжіння, завдяки якій відбувається падіння крапель дощу, течії річок, руху ґрунтових і підземних вод відбувається вологообмін між океанами і

материками і окремими їх частинами. Водяна пара, що випаровується з Світового океану, в процесі загальної циркуляції атмосфери переноситься повітряними течіями на значні відстані. З часом частка цієї вологи потрапляє в умови, що сприяють її конденсації і випадінню в вигляді опадів, повертаючись, таким чином, знову до океану. Інша її частина переноситься повітряними течіями на материк, де вона осідає в вигляді дощу або снігу. Так само, частина води, що випаровується з поверхні материка, повертається в вигляді опадів знову на материк, друга частина виноситься атмосферними, поверхневими і підземними стоками в інші райони материка або в океан. В природі цей механізм обміну вологою між океанами і материками відбувається постійно. Він пов'язує процес випаровування вологи, перенос її повітряними і поверхневими течіями та випадіння опадів.

Зазвичай вологообмін, при якому опади випадають за рахунок вологи, принесеної із зовні, називають *зовнішнім вологообігом*. Якщо він цілком відбувається на обмеженій території суші (океану) за рахунок вологи, яка випарилася з цієї ж поверхні і випала тут же у вигляді опадів, такий вологообіг називають внутрішнім. Зовнішній і внутрішній вологообіг складає загальний вологообіг.

Неперервний взаємообмін вологою між підстильною поверхнею і атмосферою, перенос її річками, повітряними і морськими течіями із одних районів Землі в інші називають *глобальним вологообігом*.

Вологообіг є надзвичайно важливим процесом, який поряд з іншими кліматоутворювальними факторами відіграє велику роль у формуванні регіональних кліматів Землі. Окремі його складові тісно пов'язані з радіаційними умовами, які визначають процес випаровування, з атмосферою циркуляцією, яка визначає умови переносу вологи і випадіння опадів. Але, в свою чергу, вологообіг суттєво впливає на радіаційний баланс, змінюючи сумарну радіацію, альбедо і ефективне випромінювання підстильної поверхні завдяки вологовмісту, хмарності, опадам. Він вносить значний вклад в енергетику атмосферної циркуляції, транспортуючи водяну пару, тобто приховане тепло кліматичної системи, і перерозподіляючи тепло і вологу по Земній кулі.

Таким чином, вологообіг, як один з внутрішніх кліматоутворювальних процесів, знаходиться в тісному взаємозв'язку з іншими факторами кліматоутворювання.

### **10.5.2 Глобальний водний баланс та його складові**

Вивчення глобального вологообігу включає дослідження окремих складових балансу вологи (водного балансу) різних оболонок Землі, співвідношення між якими можна представити рівнянням водного балансу. Рівняння водного балансу можуть бути складені для усієї Землі, Світового

океану, окремих континентів і країн, річкових басейнів, озер тощо. Тобто його можна розглядати для будь-якої території, обмеженої довільним контуром.

Слід зазначити, що з поверхні Земної кулі щорічно випаровується 577 тис.км<sup>3</sup> води, що в перерахунку в мм на одиницю площі земної поверхні складає шар в 1130 мм/рік (табл. 10.2). При цьому з площі океану за рік випаровується 505 тис.км<sup>3</sup> води, а з поверхні суші – 72 тис.км<sup>3</sup>. Тобто основним джерелом водяної пари в атмосфері (більш ніж на 85%) є Світовий океан.

Таблиця 10.2 – Річний водний баланс Світового океану, суші і всієї поверхні Земної кулі

Елементи водного балансу	Об'єм, тис.км <sup>3</sup> /рік	Шар, мм/рік
Світовий океан (площа $361 \times 10^6$ км <sup>2</sup> )		
Опади	458	1270
Стік	46,8	130
Випаровування	504,8	1400
Суша (площа $149 \times 10^6$ км <sup>2</sup> )		
Опади	119,1	800
Стік	46,8	315
Випаровування	72,3	485
Земна куля ( $510 \times 10^6$ км <sup>2</sup> )		
Опади	577,1	1130
Випаровування	577,1	1130

Це зумовлено тим, що площа океанів і морів Земної кулі в 2,5 рази більша за площу суші, а випаровування з одиниці площі водної поверхні також значно перевищує випаровування з одиниці площі суші, що визначено необмеженістю водних ресурсів океану і більшим поглинанням сонячної енергії, яка надходить на його поверхню. В результаті з поверхні океану в середньому за рік випаровується шар води в 1400 мм, а з поверхні суші – в 485 мм. Значна частина цієї вологи знаходиться в 5-7 км шарі атмосфери.

Опади над океаном випадають в меншій кількості, ніж випаровується вологи з його поверхні. Вони складають 458 тис.км<sup>3</sup> /рік. На суші має місце інше співвідношення між ними: опади складають 119 тис.км<sup>3</sup>/рік і майже на 47 тис.км<sup>3</sup>/рік перевищують випаровування. Завдяки цьому на суші формуються ріки, озера, льодовики і підземні води. Цей об'єм води повертається протягом року в океан у вигляді річкового стоку і стоку підземних вод  $f_c$ , що відновляє баланс вологи в ньому. Наведені співвідношення між складовими водного балансу можна представити такими рівняннями:

- для периферійної частини суші

$$E_c = r_c - f_c, \quad (10.1)$$

- для областей, які не мають виходу річкової води в океан

$$E_c = r_c, \quad (10.2)$$

- для Світового океану

$$E_o = r_o + f_c, \quad (10.3a)$$

- для всієї Земної кулі

$$E_c + E_o = r, \quad (10.3b)$$

де:  $E_c$ ,  $r_c$  і  $f_c$  – випаровування, опади і річковий стік для суші;

$E_o$  і  $r_o$  – випаровування і опади для океану;

$r$  – опади для Земної кулі.

Таким чином, в цілому за рік на Земній кулі має місце баланс вологи, тобто середня багаторічна кількість річних опадів, які випадають на Земній кулі, дорівнює середній багаторічній кількості річного випаровування з поверхні землі.

#### 10.5.2.1 Географічний розподіл складових водного балансу

Просторовий розподіл випаровування над океанами і континентами було розглянуто раніше при аналізі теплового балансу кліматичної системи. Нагадаємо, що над океанами максимальне випаровування припадає на тропічні широти, на південь і північ від яких воно зменшується до мінімальних значень в високих широтах. Зональний розподіл порушується теплими і холодними течіями.

Над сушею максимальна величина випаровування характерна для екватора. Другий, значно менший максимум, спостерігається в помірних широтах.

Опади розподіляються по Земній кулі дуже нерівномірно і межі їхніх коливань значні (рис. 10.12). Але і їм, як і іншим природним процесам, притаманна деяка зональність. В самому загальному вигляді по основних широтних географічних зонах режим опадів можна представити наступним чином.

Максимальна кількість опадів спостерігається в екваторіальній зоні (від 10° півн. ш. до 10° півд. ш.). На більшій частині цієї зони їх випадає 2000÷3000 мм. Але в умовах складної орографії і взаємодії мусонів вони можуть сягати 6000 мм і більше. Так, біля підніжжя гори Камерун (західна

Африка) в зоні екваторіального мусону річна кількість опадів складає майже 10000 мм.

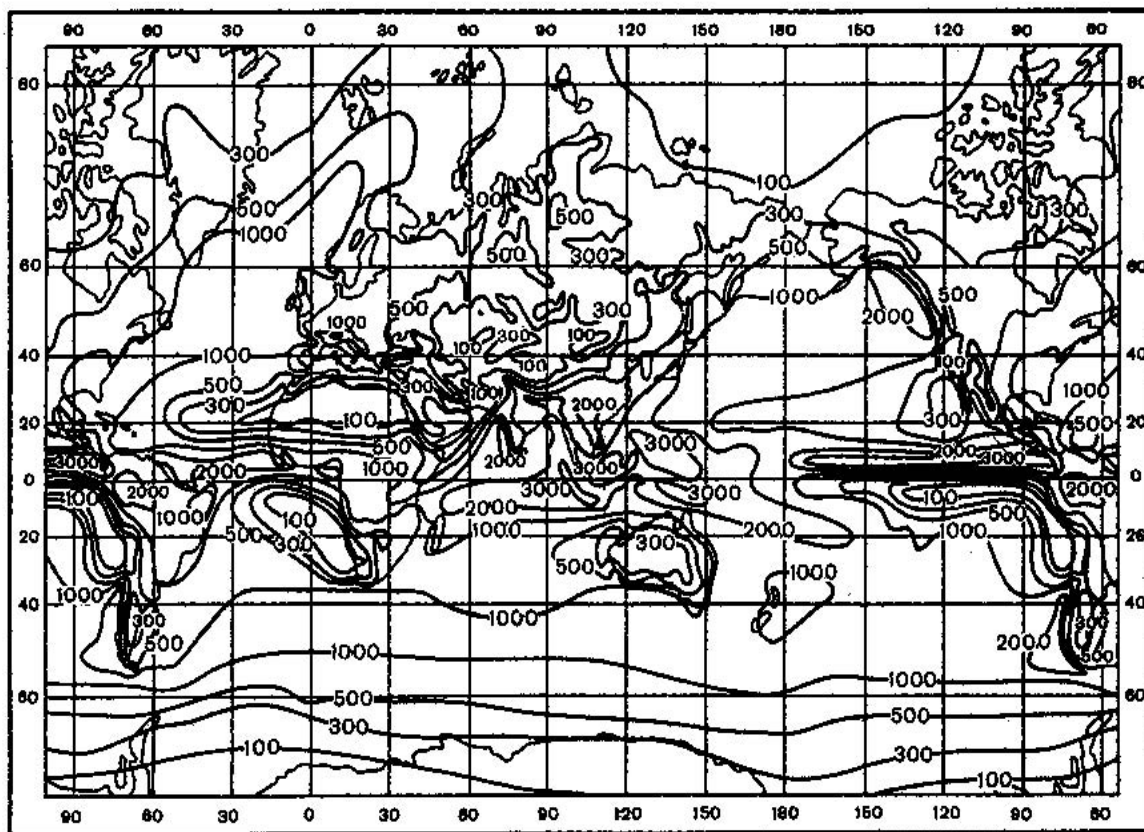


Рисунок 10.12 – Річна кількість опадів (мм) (Дроздов та інш., 1989)

Річний хід опадів тут звичайно аналогічний річному ходу температури: найбільша їх кількість спостерігається після весняного і осіннього рівнодень (кінець березня і кінець вересня), коли Сонце в полудень досягає висоти  $90^\circ$ ; найменша кількість їх припадає на час після літнього і зимового сонцестоянь (кінець червня і кінець грудня), коли висота Сонця на екваторі в полудень найменша. В зоні екваторіальних мусонів опади випадають звичайно в тепле півріччя.

В добовому ході над сушею максимум припадає на другу половину дня, над океанами – вночі.

В тропічній зоні ( $10\text{--}25^\circ$  широти по обидва боки від екватора) кількість опадів як над материками, так і над океанами значно зменшується (менше 250 мм за рік). В зоні пасатної циркуляції, особливо над східними районами океанів в зоні дії холодних течій (Канарська і Бенгальська біля берегів Африки, Перуанська і Каліфорнійська коло берегів південної і північної Америки), де пасатна інверсія низько розташована, опади не перевищують 100 мм за рік. І на західних узбережжях материків пустелі впригол підходять до океану. Саме тут розташовані райони, де опади можуть не

спостерігатися взагалі протягом десятиліть (пустелі Сахара, Наміб, Калахарі в Африці, пустелі Аравійського півострова, Атакама в Південній Америці).

Найбільш зволожені тут східні райони материків, де пасатна інверсія виражена слабо і високо розташована (вище рівня конденсації), а теплі течії посилюють конвективну нестійкість атмосфери – кількість опадів за рік перевищує 1000 мм.

В річному ході присутній один дощовий період, якій триває майже чотири місяці. Він пов'язаний з мусонною циркуляцією (настання екваторіального мусону). Решта місяців року, за виключенням східних узбереж материків, це сухий період. В поєднанні з особливостями рельєфу в окремих районах спостерігається значна кількість опадів. Так, населений пункт Черапунджі, розташований в південно-східній частині Індії на висоті 1300 м над рівнем моря, вважається самим дощовим місцем на Землі: середня річна кількість опадів перевищує 11000 мм.

В субтропічній зоні (до 35–40° широти) річна кількість опадів в залежності від місця розташування змінюється від 200 (район Месопотамії) до 800–1000 мм (район Середземномор'я). Над західними узбережжями материків і над океанами максимум опадів в річному ході припадає на зимовий період, коли найбільш розвинена в цих районах циклонічна циркуляція. На східних узбережжях максимум опадів припадає на літній період: зимовий континентальний мусон змінюється влітку на вологий морський.

В напрямку до помірних широт опади знову збільшуються завдяки добре розвиненій циклонічній діяльності. На більшій частині Європи, наприклад, випадає від 600 до 300 мм за рік. Вони зменшуються в міру віддалення від океану, звідкіль надходить найбільша кількість вологи. На західних узбережжях материків опади більш рівномірно розподіляються протягом року в порівнянні зі східними узбережжями, де їхній максимум припадає на літній період (мусонна циркуляція).

Суттєво на розподіл опадів у всіх широтах впливає рельєф. На навітряних схилах гір фронтальні і конвективні опади зростають завдяки посиленню вертикальних рухів при вимушеному піднятті повітря по схилах. Це спостерігається на Тихоокеанському узбережжі Південної Америки, на Атлантичному узбережжі Норвегії, на схилах Кавказьких гір, обернених до Чорного моря, там кількість опадів перевищує 3000 мм за рік.

В напрямку до полярних широт опади зменшуються завдяки зменшенню вологовмісту атмосфери і збільшенню повторюваності антициклонічних умов погоди, які переважають в центральних районах Арктики і Антарктики. В зоні тундри північної півкулі опади складають близько 300 – 400 мм за рік, в Антарктичному басейні – менше 150 мм.

В південній півкулі, де переважає площа водної поверхні, опадів випадає більше ніж в північній півкулі. Але основні закономірності їх зона-

льного розподілу зберігаються – підвищені їхні значення поблизу екватора і помірних широт, зменшені – в зоні тропічних і субтропічних широт.

Співвідношення між опадами і випаровуванням в середньоширотному розподілі мають такий вигляд: в екваторіальній зоні, в помірних і високих широтах опади перевищують випаровування; в тропічних і субтропічних широтах в зоні субтропічних антициклонів випаровування перевищує опади. І цей надлишок вологи в атмосфері переноситься повітряними течіями в більш високі і низькі широти.

Таким чином, океани в тропічній і субтропічній зоні підвищеного тиску поповнюють запаси вологи в атмосфері як низьких, так і високих широт і формують, головним чином, опади, що випадають над континентами.

### **10.5.3 Регіональні особливості вологообігу в атмосфері та його основні характеристики**

Вологообіг в атмосфері над обмеженою територією суші в загальній проблемі вологообігу займає особливе місце, тому що дослідження вологовмісту атмосфери, шляхів переносу вологи в атмосфері, оцінка співвідношення між вологою адвективною і місцевою в загальній кількості опадів, що осідають над територією суші, дозволяють встановити основні джерела вологи для опадів, удосконалити прогностичні схеми погоди взагалі і прогноз опадів зокрема.

Складовими балансу вологи в атмосфері є випаровування, опади, горизонтальна складова переносу вологи в атмосфері. Основними характеристиками вологообігу в атмосфері є *коефіцієнт вологообігу, вологовміст повітря, коефіцієнт вологовикористання, кількість опадів* адвективного і місцевого походження. Крім того, визначають рівень і швидкість ефективного переносу вологи.

Опади, які випадають над будь-якою обмеженою територією суші, складаються з вологи, перенесеної на дану територію зовні (*адвективна волога*), і *вологи місцевого (внутрішнього) походження*, тобто вологи, що випарувалась з цієї ж території. Важливе практичне значення має встановлення ролі зовнішньої і місцевої водяної пари в утворенні опадів в даній місцевості. Для цього вводиться поняття *коефіцієнт вологообігу*  $k = r/r_a$  (де  $r = r_a + r_m$ ), за допомогою якого оцінюють співвідношення між опадами адвективного ( $r_a$ ) і місцевого ( $r_m$ ) походження (тобто тими, що виникли в результаті випаровування з середини досліджуваної території) в загальній кількості опадів  $r$ .

Взявши за основу гіпотезу про змішування в атмосфері водяної пари зовнішнього і місцевого походження, М.І. Будико і О.О. Дроздов розробили напівемпіричну теорію вологообігу для обмеженої території земної поверхні. На її основі отримані розрахункові формули основних характерис-



тик вологообігу в атмосфері. Так, коефіцієнт вологообігу обчислюється за формулою

$$k = 1 + \frac{EL}{2U \cdot W}, \quad (10.4)$$

де  $E$  – середнє випаровування з одиниці площі (мм),

$L = \sqrt{S}$  – лінійні розміри території, площа якої  $S$ , (м),

$U$  – середня швидкість переносу вологи, яка міститься в атмосфері (м/с),

$W$  – середній вологовміст повітря (кг/м<sup>2</sup>).

Коефіцієнт вологообігу змінюється в залежності від розмірів території, величини випаровування. Для території Східної Європи в цілому за рік він дорівнює 1,12, для території України – 1,05. Це вказує на те, що *місцеві опади в загальній їх кількості за рік складають тільки 12% і 5% на відповідних територіях.*

Кількість опадів адвективного  $r_a$  і місцевого  $r_m$  походження згідно з цією теорією розраховуються за формулами

$$r_a = \frac{r}{1 + EL / 2UW}, \quad (10.5)$$

$$r_m = \frac{r}{1 + 2UW / EL}. \quad (10.6)$$

Якщо відоме значення коефіцієнта вологообігу  $k$  і загальна кількість опадів  $r$ , то на основі співвідношень  $k = r / r_a$  і  $r = r_a + r_m$ , можна розрахувати

$$r_a = r / k, \quad r_m = r - r_a. \quad (10.7)$$

### 10.5.3.1 Вологовміст атмосфери

Поширеною характеристикою вологозапасів повітряних мас є *вологовміст*. Він характеризує кількість вологи, яка в різних агрегатних станах знаходиться в стовпі атмосфери від поверхні землі до визначеного верхнього рівня (звичайно 5–7 км), основа якого 1 м<sup>2</sup>. Розмірність його в системі СІ (кг/м<sup>2</sup>) відповідає товщині шару води (в мм).

Для обчислення вологовмісту звичайно використовується формула

$$W = \frac{1}{g} \int_{p_0}^p q_i dp, \quad (10.8)$$

де  $g$  – прискорення вільного падіння,  
 $p$  і  $p_0$  – тиск біля земної поверхні і на верхній межі шару атмосфери,  
 що розглядається,  
 $q$  – масова частка водяної пари.

Про резерв вологи в атмосфері будь-якого району Земної кулі дозволяють скласти уявлення карти вологовмісту, побудовані Дроздовим (рис. 10.13). Так, середньорічні значення  $W$  коливаються в значних межах: від 50 мм на екваторі до 2 – 5 мм в полярних широтах.

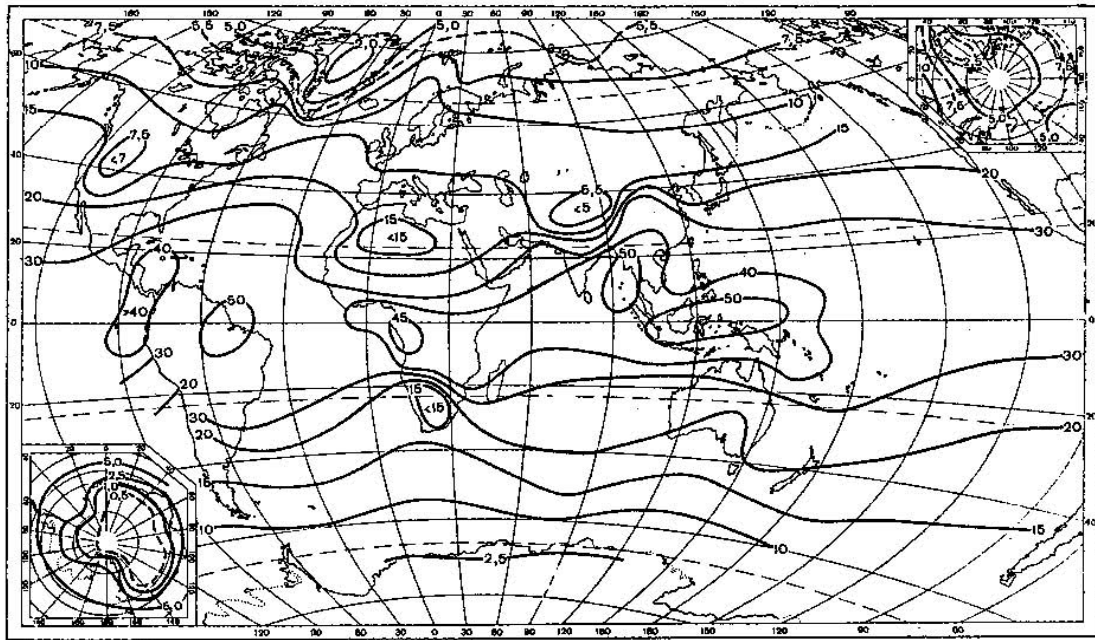


Рисунок 10.13 – Середньорічний вологовміст атмосфери (мм)  
 в шарі 0 – 7 км (Дроздов та інш., 1989)

Максимальні його значення припадають на райони басейну р. Амазонка, Гвінейської затоки (західне узбережжя Африки), Малазії (о. Ява, Суматра), де при значних радіаційних ресурсах і наявності водних поверхонь і вологості суші спостерігається значне випаровування.

Зменшення вологовмісту на південь і північ, в напрямку високих широт, зумовлено зменшенням радіаційного балансу і випаровування. В Антарктиді в нижніх шарах він менше ніж 2,5 мм, в районі Гренландії – 2-5 мм. В середньому за рік над океанами вологовміст більший ніж над континентами. Виключення складають екваторіальні широти, де він майже однаковий над водною поверхнею і сушею. В тропічних і субтропічних широтах райони зі зниженими значеннями  $W$  розташовані над континентом Африка – в пустелях Сахара і Калахарі вологовміст менше ніж 15 мм.

Цьому сприяє мале випаровування і низхідні рухи в атмосфері на периферії субтропічних антициклонів, що не сприяє накопичуванню вологи в

атмосфері. В помірних широтах, над пустелями Середньої Азії, він також малий ( $< 15$  мм).

Влітку над континентами південної півкулі вологовміст вищий, ніж над океанами за рахунок збільшення випаровування. Взимку найменшим  $W$  відрізняються вихолоджені райони континенту Азії (Якутія). Над океанами картину зонального розподілу значно порушують теплі і холодні течії.

### 10.5.3.2 Горизонтальний перенос вологи, швидкість ефективного переносу і коефіцієнт вологовикористання

В формулі (10.4) добуток  $U \cdot W$  – це потік водяної пари через одиницю довжини навітряного контуру або середній горизонтальний перенос вологи в атмосфері  $P_W$ , який не враховує напрямку переносу. Обчислюють його звичайно до рівня 7 – 9 км, де зосереджені основні запаси вологи, за формулою

$$P_W = \frac{1}{g} \int_{p_0}^p P_W^* dp, \quad (10.9)$$

де  $P_W$  – загальний потік вологи,

$P_W^*$  – перенос водяної пари на різних стандартних рівнях вільної атмосфери,

$p$  і  $p_0$  – тиск на нижньому і верхньому рівнях.

Якщо відома величина вологовмісту  $W$  і кількість вологи, що переноситься над територією  $P_W$ , то можна оцінити середню швидкість переносу вологи в цілому стовпі атмосфери, яку називають швидкістю ефективного переносу  $U$  (м/с):

$$U = P_W / W. \quad (10.10)$$

Ця швидкість звичайно відповідає швидкості вітру на висоті ефективного переносу вологи, тобто на висоті найбільшого переносу вологи в стовпі атмосфери, що в помірних широтах знаходиться приблизно на висоті 1,5 км.

Для врахування того, яка частка вологи, що утримується в атмосфері обмеженої території суші, випадає над цією територією у вигляді опадів, використовується показник, який має назву *коефіцієнт вологовикористання*  $J$ . Він визначається як відношення місячної кількості опадів  $r$  до сумарного за місяць вологовмісту атмосфери  $n \cdot W$  і виражається в відсотках

$$J = [r / (n \cdot W)] \cdot 100\%, \quad (10.11)$$

де  $n$  – кількість днів у місяці,  
 $W$  – середня місячна величина вологовмісту.

Коефіцієнт вологовикористання є непрямим показником активності циркуляційних процесів. Він зростає в умовах посилення циклонічної діяльності, при якій реалізація атмосферної вологи і випадіння її у вигляді опадів відбувається більш повно, ніж при її послабленні або при антициклонічних процесах. Так, наприклад, для території України цей коефіцієнт змінюється в межах 6 – 12% і влітку він менший, ніж взимку за рахунок переважання антициклонічних умов погоди, що (при достатньо високих значеннях вологовмісту) не сприяє випадінню опадів.

Таким чином, дослідження в галузі вологообміну довели, що головну роль в утворенні опадів на суші відіграє водяна пара, яка переноситься повітряними течіями з океану. В порівнянні з цією кількістю місцеве випаровування дає значно менше водяної пари. І в загальній кількості опадів на частку місцевої вологи, навіть для значних за розміром територій, припадає декілька процентів. Але роль місцевого випаровування все ж таки велика, бо підтримуючи вологість в повітряних масах на рівні, при якому можливо утворення опадів, воно стимулює їхнє випадіння.

## **10.6 Класифікація регіональних кліматів**

### **10.6.1 Поняття про класифікацію кліматів**

*Класифікація кліматів* – це система різних типів регіонального клімату, яка створюється для більш чіткого уявлення про кліматичні особливості тих чи інших районів Землі. Її мета – встановити характерні риси кліматів, які властиві певним районам земної кулі, встановити межі їхнього розповсюдження і тим самим визначити райони з різними, а також із схожими кліматичними умовами. Останнє має велике практичне значення, тому що з кліматом тісно пов'язана життєдіяльність всіх живих організмів, характер ґрунту, а також господарська діяльність людини.

Перші спроби наукової класифікації клімату відносяться до другої половини XIX ст. Природно, що вони носили схематичний характер, відбиваючи порівняно невисокий рівень знань про клімати земної кулі. Існує ряд класифікацій клімату, в основу розробки яких покладені різні принципи. Це гідрологічна класифікація О.І. Воєйкова, яка базується на режимі середніх річок, виходячи із того, що “річки – продукт клімату”; ґрунтова класифікація, пов'язана з ім'ям В.В. Докучаєва, в основу якої покладені умови ґрунтоутворення та рослинність; ботанічна класифікація, побудована на географічній зональності рослинності, на її основі побудовані ланд-

шафтно-ботанічні класифікації; генетичні класифікації та ін. На сьогодні найбільш відомими є класифікації В.Кеппена, Л.С. Берга, М.І. Будика, О.О. Григор'єва, Б.П. Алісова.

### 10.6.2 Класифікація кліматів В.Кеппена

Класифікація Кеппена, розроблена в 1900-1937 рр., як і раніше, користується успіхом у дослідників всього світу. Це у певній мірі пов'язано з доступністю і простотою вихідних характеристик, покладених в її основу: температури повітря найтеплішого і найхолоднішого місяців, середньої річної температури, кількості опадів і їхнього річного ходу. Тобто взяті до уваги ті показники, які безпосередньо пов'язані з кліматом.

В залежності від температури повітря найтеплішого і найхолоднішого місяця Кеппен виділяє п'ять широтних *кліматичних зон*, які позначає великими буквами (літерами) латинського алфавіту: А, В, С, Д, Е.

В залежності від режиму опадів (їхньої кількості та річного ходу) в кожній зоні виділяє 2–3 типи клімату, а в кожному типі з врахуванням річного ходу температури повітря можна провести додаткову деталізацію, поділивши типи на підтипи.

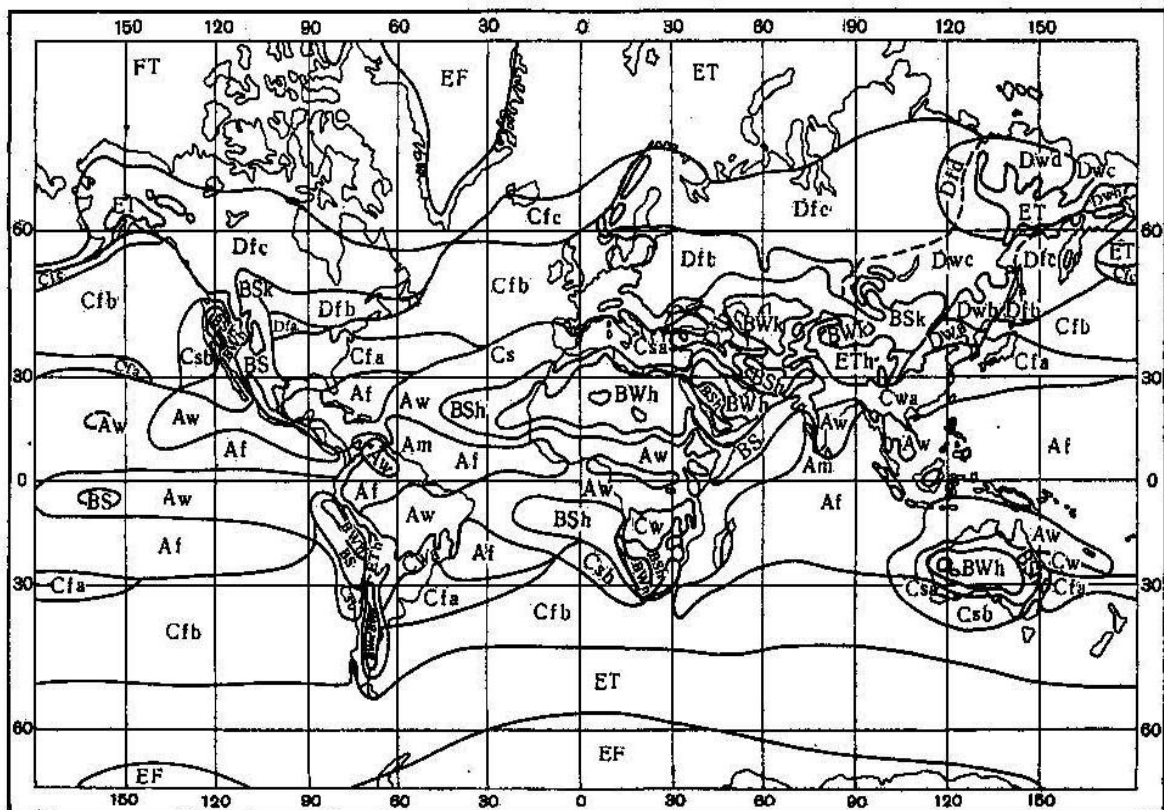


Рисунок 10.14 – *Клімати земної кулі* (за В.Кеппеном)

Тип клімату позначався такими буквами: *сухе літо* – тип **s**, *суха зима* – тип **w**, *рівномірне зволоження протягом року* – тип **f**.

Для визначення меж (особливо в зоні В) Кеппен пропонує *критерій посушливості*, який базується на співвідношенні між середньою річною температурою ( $t_p$ , °C) і річною кількістю опадів ( $r$ , см) з урахуванням сезонності зволоження:

якщо переважають зимові опади –  $r \leq 2 t_p$  °C ;

якщо переважають літні опади –  $r \leq 2 (t_p$  °C +14);

якщо зволоження рівномірне –  $r \leq 2 (t_p$  °C +7).

З урахуванням вказаної класифікації у В.Кеппена вийшла наступна система із 11 основних типів кліматів земної кулі, пов'язаних з рослинністю (рис. 10.13):

**A** – *зона вологих тропічних кліматів*. Середня температура найхолоднішого місяця не нижча за 18°C, тобто тут немає зими; опадів випадає багато (річна сума опадів не менше 75 см). Ця зона розташована поблизу географічного екватора. В ній в залежності від розподілу опадів протягом року виділяють два типи клімату:

Af – клімат тропічних лісів з рівномірним зволоженням протягом року;

Aw – клімат саван, з сухою зимою та дощовим літом або клімат тропічних мусонів, наприклад, клімат Індії.

**B** – *зона сухого клімату* (в кожній півкулі). Середня температура найбільш теплого місяця вище за 10°C. Межі цієї зони визначаються співвідношенням середньої річної температури і річної кількості опадів. Вона охоплює земну кулю неповним кільцем і займає великі райони півночі Африки, Австралії, має місце в південно-західних районах північного Американського континенту, в Середній Азії. Тут виділяють типи:

Bs – клімат степів ( $r = 25 - 50$  см);

Bw – клімат пустель ( $r < 25$  см ).

В цих типах при однаковій температурі кількість опадів в степах в середньому вдвічі більша, ніж в пустелях.

**C** – *зона помірно теплих кліматів* з достатнім зволоженням без регулярного снігового покриву (в кожній півкулі). Середня температура найхолоднішого місяця тут від –3°C (північна межа) до 18°C (південна межа). Річна кількість опадів  $r$  при цьому повинна бути  $r \geq 2 t_p$  °C. В цій зоні виділяють три типи:

Cw – клімат помірно теплий з сухою зимою (в мусонних областях, наприклад, Південний Китай);

Cs – клімат помірно теплий з сухим літом (середземноморський);

Cf – клімат помірно теплий з рівномірним зволоженням протягом року (Франція, Англія тощо).

**D** – *зона помірно холодних кліматів* зі сталим сніговим покривом (бореальний клімат). Для цієї зони характерні різко виражені сніжна зима і коротке достатньо жарке літо, велика річна амплітуда температури повітря. Її межами є: на півдні положення ізотерми  $-3^{\circ}\text{C}$  найхолоднішого місяця, на півночі – положення ізотерми  $+10^{\circ}\text{C}$  найтеплішого місяця, кількість опадів вище межі посушливості, наведеної вище. Ця зона спостерігається на континентах північної півкулі: в Євразії від  $40\text{--}50^{\circ}$  півн.ш. до тундри, а в Північній Америці від широти  $40^{\circ}$  півн.ш. до арктичної зони. В залежності від річного ходу опадів тут виділяють два типи кліматів:

Dw – клімат помірно холодний з сухою зимою (Східний Сибір, в мусонних областях помірних широт);

Df – клімат помірно холодний з рівномірним зволоженням протягом року.

**E** – *зона холодних (снігових) кліматів*. Її межа – положення ізотерми  $+10^{\circ}\text{C}$  найтеплішого місяця, яка разом з тим є і межею поширення лісу. Цю зону підрозділяють на два типи кліматів:

ET – клімат тундри (середня температура найбільш теплого місяця від  $0^{\circ}\text{C}$  до  $10^{\circ}\text{C}$ );

EF – клімат вічного морозу (середня температура найбільш теплого місяця нижче  $0^{\circ}\text{C}$ ).

Додатково для зон C і D були введені підрозділи:

a – температура найбільш теплого місяця вище  $22^{\circ}\text{C}$ ;

b – температура найбільш теплого місяця нижче  $22^{\circ}\text{C}$ , але не менше ніж в чотирьох місяцях температура повітря вище  $10^{\circ}\text{C}$ ;

c – лише від 1 до 3 місяців мають температуру вище  $10^{\circ}\text{C}$ ;

d – температура найбільш холодного місяця нижче  $-38^{\circ}\text{C}$ .

Остання градація випадає із загальної системи, але вона виділяє область найбільш холодної зими на північному сході Азії.

Для сухих зон використовуються відомості про жаркі пустелі, середня річна температура в яких більше  $18^{\circ}\text{C}$  (h), і холодні пустелі, середня річна температура в яких нижче  $18^{\circ}\text{C}$  (k).

Класифікація Кеппена, яка має достатньо чіткі кількісні характеристики різних типів клімату і краще від інших відповідає ландшафтним зонам (тундра, ліс, степ, пустеля), отримала широке застосування в багатьох державах світу. Але вона має і суттєві недоліки. Так, недостатньо розроблені показники для врахування вертикальної кліматичної зональності і не робиться різниця між кліматом рівнин і високогір'їв; не завжди витримано принцип широтної зональності, характерний для клімату взагалі, тому в зону В попадають такі різні за кліматичними умовами і широтним положенням області, як пустелі Середньої Азії і Африки, степи Казахстану і пустелі Аравійського півострова.

### 10.6.3 Класифікація кліматів Л. Берга

Класифікація кліматів за Л.С. Бергом має багато спільного з класифікацією Кеппена. Вона базується на тій ж ідеї про зв'язок клімату з географічними ландшафтами, але в ній чітко витримано принцип зональності. Її відносять до ландшафтно-ботанічної класифікації, тому що вона спирається на розподілення рослинності. В цій класифікації типи клімату поділяються, перш за все, на клімати низин (клімат океанів, клімат суші) і клімати височин (клімат верховин і плато, клімат гірських систем і окремих гір).

Більш детально Л.С.Бергом розроблена класифікація низин на суші. Тут виділяється 12 поясів або зон. Вони наступні:

1. *Клімат вічного морозу*. Цей клімат притаманний Арктиці (на льодових плато Гренландії, крім її вузької прибережної смуги, і на островах) і Антарктиці. Клімат цих місць дуже суворий (лютий).

2. *Клімат тундр*. В північній півкулі ця зона поширюється на південь до північної межі зростання лісу, яка співпадає з липневою ізотермою 10-12°C. Клімат характеризується тривалою і холодною зимою і коротким холодним літом: середня температура найбільш теплого місяця не перевищує 10-12°C, але вище за 0°C. Підтип континентальний з великою річною амплітудою температури повітря.

3. *Клімат тайги або сибірський*. Середня температура найтеплішого місяця складає 10–12°C на північній межі зони і 18-20°C на її південній межі. Річна кількість опадів 300÷600 мм з літнім максимумом. Клімат різко континентальний із суворою зимою і порівняно теплим літом. Його підтипи: західний з хмарною і порівняно багатими опадами зимою; східносибірський – з суворою, ясною і малосніжною зимою.

Ця кліматична зона в північній півкулі займає великі простори. В Північній Америці вона охоплює значні області Аляски, Канади і півострова Лабрадор. В Євразії – Скандинавський півострів, окрім південної його частини, Фінляндію, Європейську територію Росії (до лінії С.–Петербург – Н.Новгород – Катеринбург), Західний Сибір, окрім південних його районів, Східний Сибір (без середнього Амура і Уссурійського краю), Камчатку і Сахалін (окрім південної його частини).

В південній півкулі ця зона клімату не зустрічається.

4. *Клімат листяних лісів помірної зони*. Середня температура повітря чотирьох теплих місяців від 10 до 22°C. Зима холодна, але коротша, а літо тепліше, ніж в кліматі тайги. Переважають літні опади, їхня річна сума складає 500÷600 мм і більше.

Цей клімат поширений в Північній Америці (на південь від паралелі 50°), Великобританії, Ірландії, південній частині Скандинавського півос-



трова, Західній Європі (за виключенням середземноморських країн), Прибалтиці, Білорусії, центральній смузі ЄТР, південних районах Західного Сибіру. В південній півкулі клімат листяних лісів зустрічається в Південній Америці ( в нижній течії р. Парана і вздовж течії р. Уругвай), на південно – східному узбережжі Австралії, в Новій Зеландії.

В зону листяних лісів Л.С. Берг включає і лісостеп, тобто перехідну зону між лісною областю і степом.

5. *Мусонний клімат помірних широт.* Зима тут холодна, суха: температура повітря в січні може доходити до  $-20^{\circ}\text{C}$ , сніговий покрив незначний; літо тепле, дощове: середня температура повітря в липні дорівнює  $20\div 25^{\circ}\text{C}$ . Річна сума опадів досягає  $600\div 1000$  мм. Клімат цієї зони відрізняється від клімату попередньої тим, що через малосніжні зими та інтенсивні літні дощі повинь спостерігається тут не весною, а влітку.

Ця зона клімату охоплює Далекий Схід Росії (середню течію р. Амур, Уссурійський край), Сахалін, північну половину Японії, північну частину Кореї, Північно-Східний і Північний Китай.

6. *Клімат степів.* Ця зона характеризується посушливим кліматом. Річна кількість опадів звичайно не перевищує 450 мм з літнім максимумом. Літо в степах жарке, сухе. Середня температура повітря літніх місяців досягає  $20\div 24^{\circ}\text{C}$ .

Степи поділяють на два підтипи: степи помірних широт з прохолодною або холодною зимою, літо тепле; степи субтропічних і тропічних широт з теплою зимою і жарким літом. До першої категорії відносять степи південної полоси Східної Європи (Азово-Чорноморські степи), степи Середнього Поволжя, Передкавказзя, північного Казахстану, Забайкалля, Монголії, західних штатів Північної Америки.

Степи з теплою зимою розташовані в тропічних і субтропічних широтах по периферії пустель.

7. *Клімат середземноморський.* Цей тип клімату формується в районі Середземного моря, а також в інших місцях земної кулі, розташованих на західних узбережжях субтропічної зони північної і південної півкуль.

Клімат цієї зони теплий, з достатньою кількістю опадів. Зима м'яка, без стійкого снігового покриву, літо жарке: середня температура літніх місяців складає  $23\div 28^{\circ}\text{C}$ . Річна кількість опадів значною мірою залежить від рельєфу і коливається від 300 до 1000 мм і більше. Характерною рисою середземноморського клімату є особливий розподіл опадів протягом року: вони випадають, головним чином, взимку, літо ж сухе.

Середземноморський клімат характерний для тихоокеанського узбережжя штату Каліфорнія, узбережжя Чілі на південь від Сант-Яго, південного узбережжя Австралії і Африки, Південного берега Криму, Чорноморського узбережжя ( від Новоросійська до Туапсе).

8. *Клімат зони субтропічних лісів.* Клімат характеризується відносно теплою зимою: середня температура найбільш холодного місяця не нижче  $+2^{\circ}\text{C}$ . Літо жарке і вологе. Річна кількість опадів більше 1000 мм з добре вираженим літнім максимумом.

Ця кліматична зона охоплює узбережжя Мексиканської затоки, південно-східні штати США, в Південній Америці – Болівію, Парагвай і південно-східну частину Бразилії, зустрічається також на плоскогір'ях Африки, на південно – східному узбережжі Чорного моря, на південному березі Каспійського моря, в північній частині Індії, в Південному Китаї, південній половині Японії, південній частині Кореї і на північно-східному узбережжі Австралії.

9. *Клімат позатропічних пустель (помірного поясу).* Для клімату цієї зони характерна велика сухість. Опадів випадає менше ніж 250÷300 мм за рік. Літо жарке, сухе. Середня температура найтеплішого місяця  $25\div 32^{\circ}\text{C}$  (максимальні температури можуть сягати  $45^{\circ}\text{C}$  і вище). Зими в пустелях прохолодні або холодні: середня температура січня може коливатися від  $-12^{\circ}\text{C}$  до  $3^{\circ}\text{C}$ .

В цю зону входять Терсько-Кумська і Астраханська напівпустелі, середньоазіатські пустелі і напівпустелі, пустеля Гобі в Азії, пустелі Південної Америки, розташовані в середній течії р. Колорадо. Особливий різновид – напівпустеля Патагонія в Південній Америці, яка відрізняється порівняно прохолодним літом.

10. *Клімат субтропічних пустель.* Переважною повітряною масою в зоні пустель є континентальне тропічне повітря. Середня річна температура в пустелях вище  $18^{\circ}\text{C}$ , місцями вона доходить до  $25^{\circ}\text{C}$  і вище. Літо жарке – середня температура найбільш теплого місяця  $32\text{--}38^{\circ}\text{C}$ . Середня температура найбільш холодного місяця не опускається нижче  $10^{\circ}\text{C}$ . Характерні великі добові амплітуди температури повітря. Опадів випадає дуже мало, менше 250 мм за рік, а місцями – менше 100 мм. В окремих місцях інколи за декілька років не буває жодного дощу.

В цю зону входять пустелі Сахара, Калахарі і Наміб (Африка), пустелі Аравійського півострова, Атакама (Південна Америка), пустелі в нижній течії р. Колорадо і в Каліфорнії (Північна Америка), пустелі в центральній частині Австралії.

11. *Клімат саван (або тропічного лісостепу).* Клімат характеризується сезонною зміною повітряних мас: влітку в саванах переважає вологе повітря, що надходить з екватора, взимку – сухе континентальне тропічне повітря, що переноситься пасатами. В зв'язку з цим в літній час в зоні саван спостерігається волога погода з рясними опадами, в зимовий час – посушлива погода. Середня температура найбільш теплого місяця  $25\div 30^{\circ}\text{C}$  і вище, найбільш холодного – не нижче  $15\div 18^{\circ}\text{C}$ . Опадів багато і

річна їх сума досягає 1000 мм, а на схилах гір, обернутих в бік вологих вітрів, випадає до 2000 мм і більше.

Савани займають великі простори в тропічній частині Африки і Південної Америки; вони зустрічаються також на узбережжі Центральної Америки, в західній частині Мадагаскара, в Індостані (від 22° півд.ш. до південної окраїни півострова), на о. Шрі-Ланка, в центральній частині Бірми, на Індокитайському півострові, в північній частині Австралії, на Гавайських островах.

12. *Клімат вологих тропічних лісів.* Для цієї зони характерна висока постійна температура: середня температура найхолоднішого місяця року не нижче 18 °С, а річна амплітуда температури повітря мала (1÷6°С). Дощів багато (не менше 1500 мм за рік), вони випадають протягом більшої частини року. Сухого сезону або зовсім немає, або він дуже нетривалий. Погода відрізняється значною стійкістю.

Клімат вологих тропічних лісів зустрічається в Екваторіальній Африці, Південній Америці (за течією Амазонки, на південно-східному узбережжі Бразилії), місцями в Центральній Америці, на Великих Антільських островах, східному узбережжі Мадагаскара, південно-західному узбережжі Індії, західному узбережжі Індокитайського півострова, півострові Малака, Великих Зондських і Філіппінських островах, в Новій Гвінеї.

Для характеристики клімату в гірських країнах Берг використовує ті ж типи кліматів.

#### **10.6.4 Класифікація Б. Алісова**

Попередньо розглянуті класифікації, по суті, мають описовий характер і майже не зачіпають причин, що обумовлюють різні типи клімату.

Б.П.Алісов запропонував (1936-1952 рр.) взяти за основу поділу земної поверхні на кліматичні зони географічні типи повітряних мас, беручи до уваги їхнє просторово-часове положення. Такий поділ нерозривно пов'язаний з умовами формування того чи іншого клімату, тому що він враховує загальні умови циркуляції, тобто перенос тепла морськими і повітряними течіями, переродження або трансформацію повітряних мас під дією підстильної поверхні (суші і моря), що визначає їхні фізичні властивості, і фронтальну діяльність. І такий підхід до класифікації дає уявлення не тільки про зовнішні риси клімату, але і про його генезис, тобто походження і умови формування. Ця класифікація і має назву генетичної.

В обох півкулях Б.Алісов виділяє чотири основні пояси (зони) за ознаками переваги в кожному з них протягом року однієї з основних повітряних мас. Це екваторіальний (ЕП), тропічний (ТП), помірний (ПП) і арктичний (антарктичний АП) пояси.

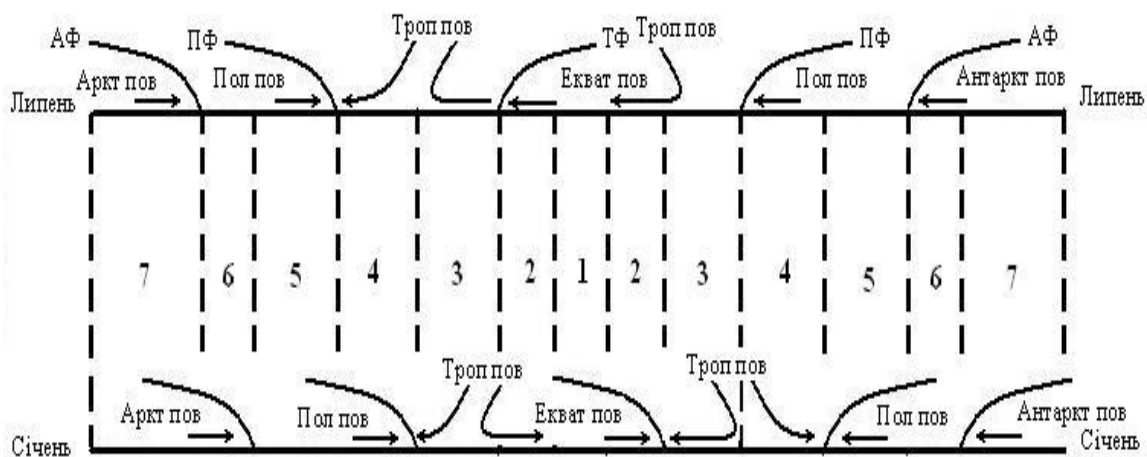
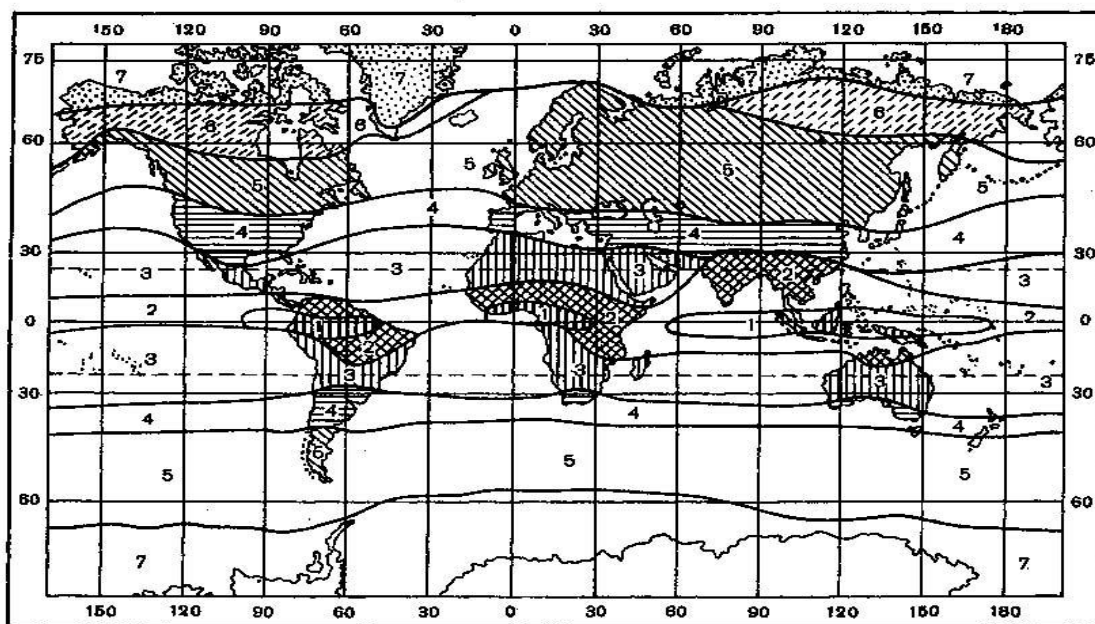


Рисунок 10.15 – Схема розташування кліматичних поясів



- |                             |                                     |
|-----------------------------|-------------------------------------|
| 1 – екваторіальний,         | 5 – помірний,                       |
| 2 – екваторіальних мусонів, | 6 – субарктичний (субантарктичний), |
| 3 – тропічний,              | 7 – арктичний (антарктичний)        |
| 4 – субтропічний,           |                                     |

Рисунок 10.16 – Схематична карта широтних кліматичних поясів  
(за Б.П. Алісовим)

У зв'язку з переміщенням основних повітряних мас і районами їхнього формування виділяють три перехідні кліматичні пояси: субекваторіальний (пояс екваторіальних мусонів), розташований між екваторіальним і тропічним поясами; субтропічний, розташований між тропічним і помірним поясами; субарктичний (субантарктичний), розташований між помірним і арктичним (антарктичним) поясами.

В кожному з перехідних поясів переважаюча повітряна маса змінюється в залежності від пори року: протягом одного сезону або півріччя переважає повітряна маса, яка є панівною в одному з основних поясів, а протягом протилежного сезону або півріччя переважає інша повітряна маса, яка є пануючою в іншому із сусідніх поясів.

В кожному поясі під впливом підстильної поверхні формуються континентальні та океанічні (морські) типи кліматів. Крім того, Алісов виділяє типи кліматів західних і східних узбереж, формування яких в значній мірі обумовлені особливостями атмосферної циркуляції в цих районах. Складні форми рельєфу можуть формувати особливий високогірний клімат.

Межі кліматичних поясів визначаються літнім і зимовим положенням кліматичних фронтів (тропічного ТФ, полярного або фронту помірних широт ПФ, арктичного і антарктичного АФ). Схема положення кліматичних фронтів і меж кліматичних поясів вздовж меридіана показана на рис. 10.15, а на рис. 10.16 представлена карта кліматичних поясів Землі.

Стисла характеристика кліматичних поясів наступна.

1. *Екваторіальний пояс*. Протягом року переважає екваторіальне повітря, яке формується тут завдяки трансформації тропічного повітря пасатів. Межами цього поясу є зимове положення тропічного фронту в кожній півкулі. Клімат поясу екваторіального повітря відповідає клімату вологого тропічного лісу (за Бергом).

2. *Субекваторіальний пояс* (або пояс екваторіальних мусонів). Межами цього поясу служать літнє і зимове положення тропічного фронту. Влітку тут переважає екваторіальне повітря, взимку – тропічне. Клімат екваторіальних мусонів відповідає клімату саван, а в більш посушливих місцях – клімату тропічних степів (за Бергом).

3. *Тропічний пояс*. Тут протягом року переважає тропічне повітря. Його межами є літнє положення тропічного фронту (південна межа) і зимове положення полярного фронту (північна межа). В цьому поясі розрізняють наступні типи кліматів: континентальний тропічний, морський тропічний, клімат східної периферії субтропічних антициклонів і клімат західної периферії цих же антициклонів.

4. *Субтропічний пояс*. В ньому відбувається сезонна зміна панівної повітряної маси: влітку – це тропічне повітря, взимку – повітря помірних широт. Межами цього поясу є літнє (північна межа) і зимове (південна межа) положення полярного фронту. Тут виділяються чотири типи клімату:

континентальний, морський, західних берегів (середземноморський) і східних берегів (мусонний).

5. *Помірний пояс*. Переважає повітря помірних широт, яке тут і формується. Тут розрізняють наступні типи клімату: континентальний, морський, західних і східних узбереж континенту. Останній носить мусонний характер. Межами зони є літнє положення полярного фронту (південна межа) і зимове положення арктичного фронту (північна межа).

6. *Субарктичний (субантарктичний) пояс*. Влітку тут переважає повітряна маса помірних широт, взимку – арктична. Межами поясу є літнє (південна межа) і зимове (північна межа) положення арктичного (антарктичного) фронту. Розрізняють континентальний (тільки в північній півкулі) і морський тип клімату.

7. *Арктичний і антарктичний пояси* характеризуються переважанням протягом року арктичного (антарктичного) повітря. Клімат Арктики відноситься до морського типу, за виключенням центральних районів Гренландії. Клімат же Антарктики відноситься до континентального типу. Згідно з класифікацією Берга – це клімат арктичної тундри і вічного морозу.

Між класифікаціями кліматів Алісова і Берга існує достатньо добрий зв'язок, але якщо перша може бути поширена на сушу і океан, то остання відноситься, головним чином, до суші.

### 10.6.5 Класифікація Будико – Григор'єва

Серед генетичних можна відзначити класифікацію М.І. Будика і А.А. Григор'єва, яка базується на характеристиках теплового балансу діяльної поверхні.

В основу своєї класифікації автори поклали співвідношення тепла і вологи, яке визначається величиною відношення річного радіаційного балансу підстильної поверхні  $R$  до кількості тепла  $Lr$ , необхідного для випаровування річної кількості опадів ( $L$  – питома теплота випаровування,  $r$  – річна сума опадів). Цей показник зволоженості називають *радіаційним індексом посушливості*  $K$ . Таким чином,  $K = R / Lr$ .

Цей індекс характеризує ступінь зволоження місцевості. Так, значення  $K < 0,45$  вказує на надмірне зволоження (арктична пустеля, тундра, лісотундра), значення  $0,45 < K < 1,1$  – на вологі умови (ліс хвойний, змішаний, широколистяний, субтропічний). Показник  $1,1 < K < 2,3$  характеризує недостатньо вологі умови (лісостеп, степ),  $K > 2,3$  – сухі (напівпустелі, пустелі). Для деталізації кліматичного районування використовуються додаткові показники – термічні умови теплового періоду і умови зими (суворість, сніжність).

Таблиця 10.3 – Класифікаційні ознаки кліматів  
(за Будиком – Григор'євим)

Умови зволоження		Термічні умови теплового періоду		Умови зими	
Характеристика кліматів	Індекс посушливості	Характеристики термічних умов	Сума температур земної поверхні за період з тем-рою вище 10°C	Характеристика	Метеорологічні умови
I. Надмірно зволожені	Менше 0,45	1. Дуже холодні	Температура повітря весь рік не перевищує 10°C	А. Сувора малосніжна	Т-ра січня нижче -32°C, найбільша сер. декадн. висота снігов. покр-ву менше 50 см
II. Вологі	0,45 – 1,00	2. Холодні	0 – 1000° С	В. Сувора сніжна	Т-ра січня нижче -32°C, найбільша сер. декадн. висота снігов. покр-ву менше 50 см
III. Недостатньо зволожені	1,00 – 3,00	3. Помірно теплі	1000 – 2000°C	С. Помірно сувора, малосніжна	Т-ра січня від -13° до -32°C, найбільша сер. декадн. висота снігов. покр-ву менше 50 см
IV. Сухі	Більше 3,0	4. Теплі	2200 – 4400°C	Д. Помірно сувора, сніжна	Т-ра січня від -13° до -32°C, найбільша сер. декадн. висота снігов. покр-ву менше 50 см
		5. Дуже теплі	Більше 4400°C	Е. Помірно м'яка М'яка	Температура січня від 0 до 13°C Температура січня вище 0°

В класифікації кліматів кліматичні показники, як і в системі Кеппена, позначаються буквами або цифрами. Римськими цифрами позначені умови зволоження, арабськими – термічні умови теплового періоду і великими буквами латинського алфавіту – зимові умови. Класифікаційні ознаки кліматів наведені в таблиці.10.3. Згідно цієї класифікації клімат України (III 4 E) недостатньо вологий з помірно теплим літнім періодом і помірно м'якою зимою, що відповідає клімату лісостепу і степу.

## 10.7 Особливості формування клімату України

Україна розташована у центральній частині Європейського континенту. Територія її простягається із заходу на схід на 1300 км (від 22 до 40<sup>0</sup> сх.д.), а з півночі на південь – майже на 900 км ( від 52 до 45<sup>0</sup> півн.ш.). Її площа складає 603,7 тис.км<sup>2</sup> і за розмірами перевищує будь-яку окремо взятую державу Західної Європи.

Широтне розташування України, яке визначає приплив тепла від Сонця, її положення неподалік від великого Атлантичного океану і складні фізико – географічні умови визначають своєрідні циркуляційні умови і зумовлюють різноманітність клімату на її території.

**Фізико-географічні умови.** Україна розташована в межах трьох фізико-географічних зон. Основна рівнинна її частина займає південний захід Східно - Європейської рівнини, на заході території підносяться Українські Карпати, на півдні уздовж Південного берега Кримського півострова – Кримські гори.

В рельєфі України переважають низинні рівнини з висотами 100-300 м над рівнем моря. Північна, центральна і південна частини її території займають Поліська, Придніпровська, Причорноморська і Приазовська низини. Останні через Перекопський перешийок з'єднуються з Південнокримською рівниною. В північно-східну частину країни входять відроги Середньоруської височини з максимальними висотами до 220-240 м. На заході розташована Волино-Подільська височина з середніми висотами 300 м. В межах України найбільшої висоти вона досягає в західній своїй частині (471 м – г. Камула) і, далі знижуючись, доходить до Дніпра. В західному і південно-західному напрямку вона поступово переходить в Прикарпатську височину і в Карпати. В межах України розташовані тільки Східні Карпати, які простягаються з північного заходу на південний схід. Середня висота цього хребта над рівнем моря сягає 1000-1500 м, а окремі вершини перевищують 2000 м. Тут же знаходиться найвища точка України – гора Говерла висотою 2061 м. На правобережжі простягається Придніпровська височина.

На північ від Азовського моря розташована невелика Приазовська височина і Донецький кряж з висотою до 369 м (Могила-Мечетна). На півдні Кримського півострова піднімаються Кримські гори, які складаються з трьох гряд: південної, з найвищою вершиною Роман-Кош (1545 м), що стрімко обривається до берега Чорного моря, і двох інших, розташованих на північ (внутрішня, що піднімається до 723 м, і зовнішня з найбільшою висотою до 342 м ).

Територія України перерізана багатьма річками, головними з яких є Дніпро з чисельними притоками (найбільші з них Прип'ять і Десна), що



перетинає країну і ділить її навпіл, на Правобережну і Лівобережну, а також Дністер, Південний Буг і Північний Донець, які належать до басейну Чорного і Азовського морів. Лише на крайньому заході прикордонні річки Сан і Західний Буг – притоки р.Вісла, впадають в Балтійське море.

Озера в Україні більш поширені в Поліссі (Світязь, Тур, Біле та ін.), в Криму (Сасик, Доузлав, Сакське, Узунларське) і на узбережжі Чорного та Азовського морів (озера – лимани Кагул, Ялпуг, Хаджибей, Тилігул і ін.). Крім того, на Дніпрі створено кілька великих штучних водоймищ: водосховища Канівське, Каховське, Кременчуцьке. Багато води містять в собі і болота, що займають найбільші площі в Поліссі. Загальна площа боліт та заболочених земель в Україні досягає 19 тис.км<sup>2</sup>.

**Радіаційні умови.** Крайнє південне положення території України на Європейському континенті зумовлює сприятливий радіаційний режим тут. Прихід сумарної сонячної радіації в середньому за рік досить високий – близько 4200 – 5020 мДж/м<sup>2</sup>, що свідчить про значні природні енергетичні ресурси країни. Взимку сумарна радіація порівняно невелика – близько 300 мДж/м<sup>2</sup> на півночі і 460 мДж/м<sup>2</sup> на півдні. На протязі весни вона значно збільшується майже по всій території і досягає 1340 – 1500 мДж/м<sup>2</sup>. Влітку відбувається подальше збільшення припливу тепла і в липні – серпні він складає 1720 – 2050 мДж/м<sup>2</sup>. Восени надходження сумарної радіації помітно знижується і за жовтень-листопад не перевищує 700–1000 мДж/м<sup>2</sup>, тобто майже в 1,5–2 рази менше ніж навесні.

Більш повне уявлення про кліматичне значення радіаційного фактора надає радіаційний баланс підстильної поверхні, від якого залежать процеси нагрівання і охолодження повітря, випаровування, трансформації повітряних мас та ін.

В цілому за рік на території України радіаційний баланс додатний. Величина його коливається від 1260 мДж/м<sup>2</sup> на півночі до 1900 мДж/м<sup>2</sup> на півдні. Взимку, зазвичай, радіаційний баланс від'ємний (від -80 мДж/м<sup>2</sup> на півдні до -250 мДж/м<sup>2</sup> на півночі). До початку весни з підвищенням радіаційного балансу (на півночі до 500 мДж/м<sup>2</sup> і на півдні до 750 мДж/м<sup>2</sup>) відбувається поступове прогрівання нижніх шарів повітря, що впливає на підвищення середніх місячних температур. Влітку радіаційний баланс досягає свого максимуму: на півночі країни він сягає 1000 мДж/м<sup>2</sup> і на південному березі Криму 1200 мДж/м<sup>2</sup>, що зумовлює значний прогрів тропосфери до великих висот. Різке зниження радіаційного балансу спостерігається восени: величина його в три рази менше весняного і складає тільки 160-250 мДж/м<sup>2</sup>.

**Циркуляційні умови.** В процесі формування клімату радіаційні умови тісно взаємодіють з атмосферною циркуляцією, яка сприяє перерозподілу по території тепла і вологи.

Атмосферна циркуляція, тобто повітряні течії та баричні утворення, які характерні для України і визначають тут погодні умови, в значній мірі зумовлені тими фізико-географічними особливостями її території, що відрізняють Україну від інших регіонів. По-перше, це те, що територія України розташована в західній частині Європейсько-Азіатського материка, неподалік від великого водяного простору Атлантичного океану. Завдяки значній різниці у властивостях підстильної поверхні між цим континентом і океаном територія східної і західної Європи на протязі значної частини року являє собою район інтенсивних атмосферних процесів. Друга особливість полягає в тому, що західні, північні і східні райони, прилеглі до України, являють собою рівнину, південно-західні райони зайняті горами, а на півдні береги країни омивають Чорне і Азовське моря. Рівнинні простори території дають можливість арктичним вторгненням просуватися майже до південних кордонів. Чорне море впливає на температуру нижніх шарів повітряних мас, що проходять над ним.

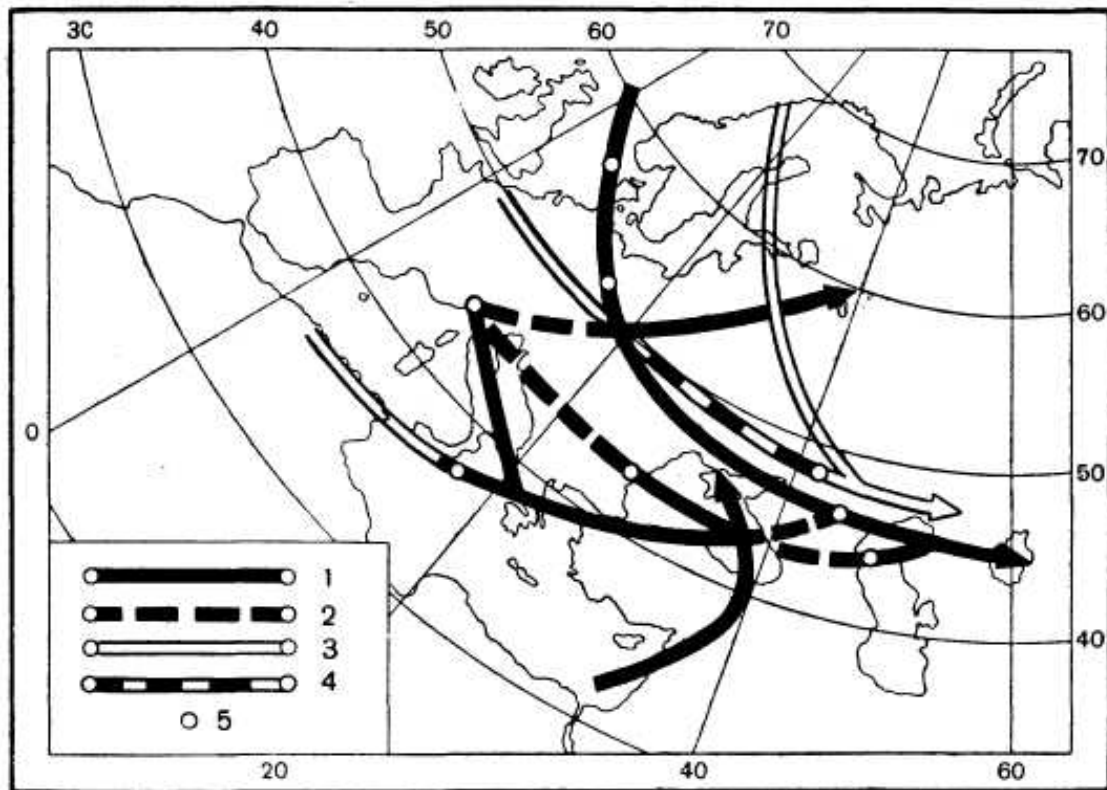
Завдяки цьому на Україну часто пересуваються морські повітряні маси з північних районів Атлантики і арктичних морів (повітря помірних широт і арктичне повітря), рідше – з центральної частини Атлантичного океану і Середземного моря (морське тропічне повітря). Найбільшу повторюваність має континентальне повітря, яке формується над широкими рівнинами материка Євразії з мас арктичного або морського повітря помірних широт, що сюди надходить, а далі переміщується на Україну.

На Україні, в порівнянні з центральними і північними районами Східної Європи, виділяють три характерні особливості циркуляції:

- послаблення активності атмосферних процесів;
- різноманітність і складність сезонних змін циркуляції;
- послаблення циклонічної діяльності і посилення антициклонічної.

Про інтенсивність атмосферних процесів дає уявлення повторюваність полярної висотної фронтальної зони, яка над Україною зменшена до 5-15 %. Зона максимальної повторюваності ПВФЗ розташована на північ і на південь від її території. Взимку та навесні під впливом термічної неоднорідності суходолу та моря вона формується над Середземним морем. Друга її гілка знаходиться приблизно на 52<sup>0</sup> півн. ш. Влітку та восени, коли температурні контрасти більш згладжені, відмічається тільки одна ПВФЗ – над центральними районами Європейської території Росії. Послаблення міжширотного обміну і зменшення градієнтів тиску і температури в порівнянні з більш північними районами зумовлюють ту обставину, що циклони і антициклони частіше переміщуються за межами України, що є характерною особливістю циркуляції атмосфери над її територією.

Циркуляційні процеси України суттєво різняться в окремі сезони року, що накладає відбиток на розподіл атмосферного тиску, режиму хмарності і опадів, вітру та ін.



1. - шляхи циклонів, 2. - ділянки орографічної сегментації циклонів,
3. - шляхи антициклонів, 4. - ділянки орографічної міграції антициклонів,
5. - ділянки виникнення циклонів та антициклонів

Рисунок 10.17 – Основні шляхи переміщення циклонів та антициклонів взимку (Клімат України, 2003)

Кліматоутворювальна роль циркуляційного фактора помітно переважає в холодне півріччя. Значення радіаційного фактора в надходженні тепла в цей період значно зменшується внаслідок малої висоти сонця над горизонтом, малої тривалості дня, значної хмарності. Взимку на Україні, особливо в більш високих широтах, дуже розвинута циклонічна діяльність і її територія знаходиться на південній периферії циклонів, що пересуваються, головним чином, зі східною складовою. Саме в цей сезон більшість циклонів перетинають територію України, що визначає інтенсивний міжширотний обмін повітря. Зазвичай, це західні, північно-західні і південно-західні циклони. Останні надходять з районів Чорного моря, Малої Азії, півночі Італії, так звані “південні” циклони, які пов'язані з середземномор-

ською гілкою полярного фронту, інші з центральних районів Європи (рис. 10.17). З ними пов'язані відлиги, опади, хуртовини, що найбільш інтенсивні при виході південних і південно-західних циклонів, які в своїх теплих секторах приносять морське тропічне повітря з Середземного моря. Для зими характерні і “пірнаючі” циклони, з якими на Україну відбувається вторгнення холодного арктичного повітря.

Відзначимо, що в цей сезон акваторія Чорного моря та Українські Карпати є осередками місцевого циклогенезу.

Другим важливим для зими процесом є східний вплив, що зумовлено посиленням антициклона над Сибіром, виступ якого часто поширюється на Україну. Крім того, південний схід ЄТР і України під впливом комплексу факторів (циркуляційних, орографічних і радіаційних) може бути також районом антициклогенезу або стаціонавання антициклонів, що приходять сюди з районів Атлантики і Арктичного басейну. Це посилює виступ східного антициклону, по периферії якого переміщуються маси вихолоджене над континентом Євразії повітря, які, головним чином, поширюються на лівобережжя Дніпра і зумовлюють тут різке зниження температури повітря, що супроводжується сильним вітром і низовими хуртовинами.

Для заходу ж України характерною формою баричного рельєфу залишається виступ Азорського антициклона, який послаблений в цю пору року і займає лише південь Західної Європи. Територія України стає межею подальшого східного і західного поширення відповідно Азорського і Азіатського (або Сибірського) антициклонів. Це визначає формування над континентом Європи вітророздільної лінії приблизно в напрямку *Мадрид – Кишинів – Полтава – Харків – Катеринбург*, яка в кліматології має назву “велика вісь материка” або “*вісь Воєйкова*”. Її також часто називають *віссю позатропічного максимуму*. По обидва боки від цієї осі панують вітри різного напрямку: на північ від неї – вітри з західною складовою (південно-західні), що переносять повітряні потоки з Атлантики, на південь – зі східною складовою (північно-східні), що зумовлено наявністю Сибірського антициклона.

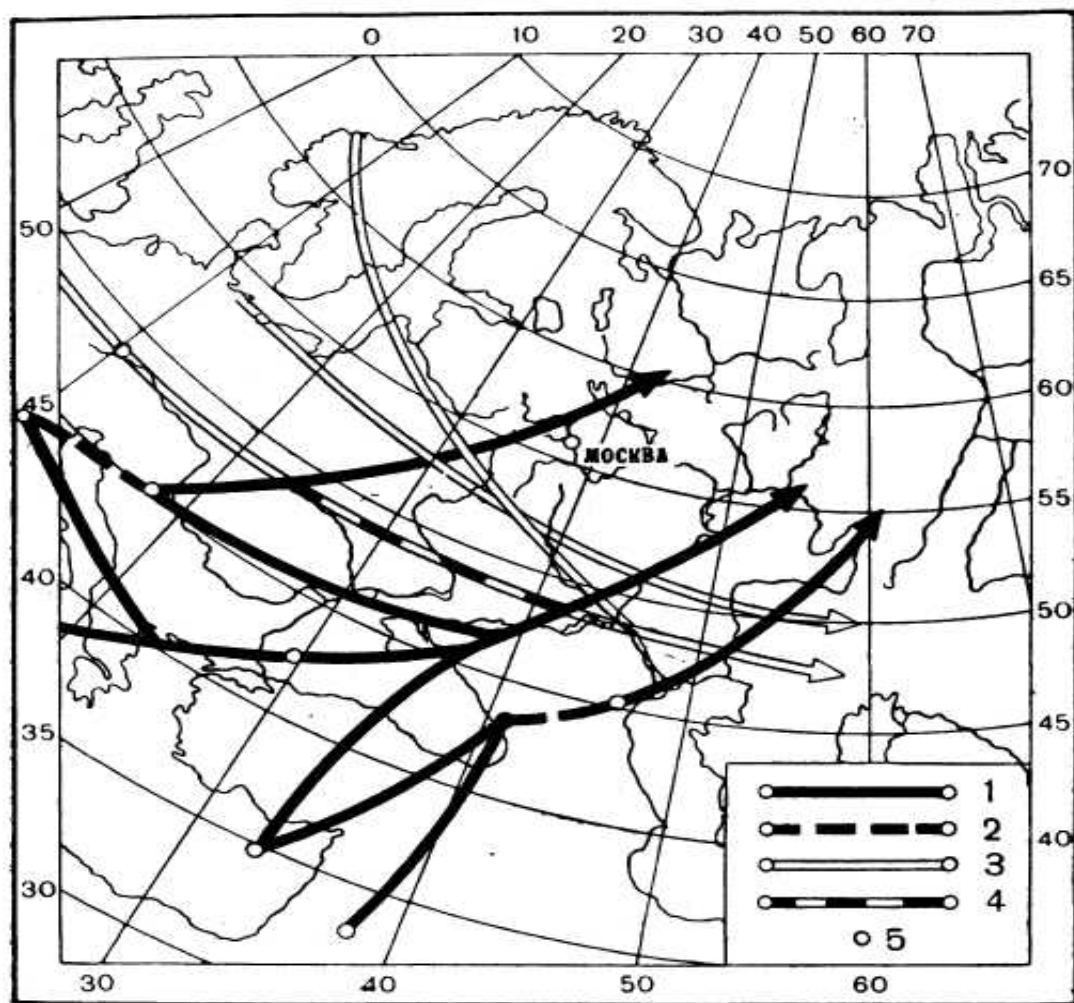
На Україні в холодну пору року завдяки цьому процесу на заході і північному заході (в Поліссі і Лісостепу) переважають південно-західні і південні вітри; на сході і південному сході (в Степу – східні і південно-східні вітри, а на крайньому півдні завдяки наявності депресії над Чорним морем переважають північно-східні і північні вітри.

Взимку значне вихолодження території України перетворює її в район формування континентального повітря з атлантичного повітря завдяки його охолодженню і зменшенню вологості.

Перехід до *весняного* сезону характеризується підвищенням ролі радіаційного фактора і посиленням впливу підстильної поверхні. Зменшення температурних контрастів між морем і суходолом послаблює процеси ад-

векції. У зв'язку з поступовим прогрівом Євразійського материка руйнується східний Азіатський (Сибірський) антициклон, а над Атлантикою розвивається Азорський антициклон. І за умовами циркуляції початок весни пов'язаний з послабленням північно-східних і східних впливів і посиленням західних.

Виступ Азорського антициклону і окремі його ядра поступово поширюються на Європейський континент. Над Україною вони представлені у вигляді виступів, орієнтованих із заходу на схід. Це часто зумовлює теплу сонячну погоду без опадів. Повторюваність північно-західних циклонів весною зменшується, південні і південно-західні циклони виходять на західні райони України (рис. 10.18).



1. - шляхи циклонів, 2. - ділянки орографічної сегментації циклонів,
3. - шляхи антициклонів, 4. - ділянки орографічної міграції антициклонів,
5. - ділянки виникнення циклонів та антициклонів

Рисунок 10.18 – Основні шляхи переміщення циклонів та антициклонів навесні (Клімат України, 2003)

В другу половину сезону спостерігається подальше послаблення міжширотного обміну над півднем Східної Європи. Повторюваність циклонів зменшується, посилюється виступ Азорського антициклону. За рахунок прогріву земної поверхні підвищується температура повітря. В травні на фронтах оклюзії починаються зливи, розвивається грозова діяльність.

Взагалі атмосферні процеси навесні поступово переходять від зимових до літніх. Внаслідок цього погодні умови, особливо в першу половину весни, відрізняються великою різноманітністю і мінливістю. Тому для весни характерні різкі переходи від потепління до похолодання, від бездошових періодів до дошових.

Літній сезон на Україні характеризується високою інтенсивністю сонячної радіації, зменшенням баричних градієнтів і слабкою адвекцією. Помітний вплив має підстильна поверхня, яка зумовлює, особливо на півдні країни, інтенсивну трансформацію повітря, що накладає відбиток на циркуляційні процеси.

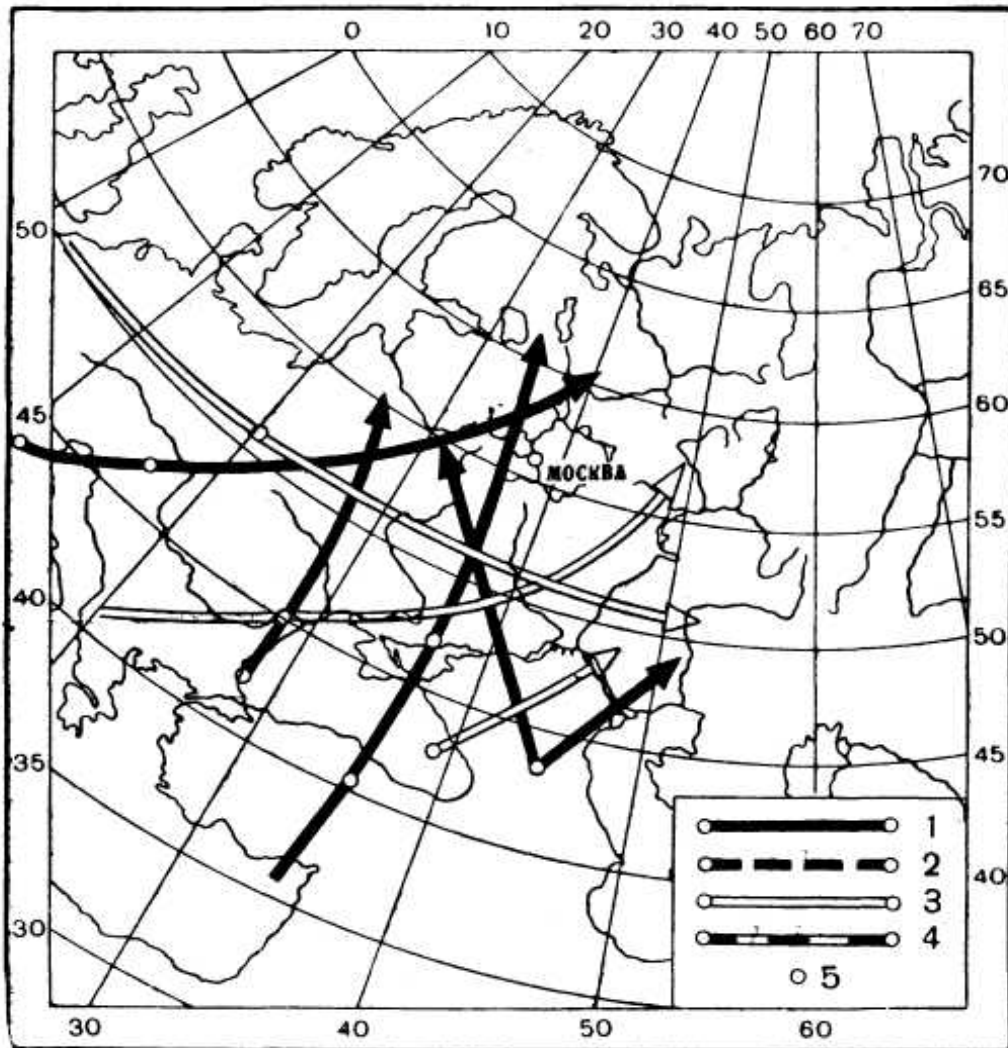
Влітку значного розвитку набуває *Азорський максимум*, виступ якого поширюється далеко на схід. Антициклони його походження через Британські острови і Біскайську затоку виходять на Європейський континент і просуваються далі, через Україну, на схід і південний схід. Інколи над півднем ЄТР спостерігаються виступи східних антициклонів, які в окремих випадках можуть стаціонаувати над внутрішніми морями при спільній дії орографії (Кавказського хребта) і температури морської поверхні. Це зумовлює утворення над південними районами Західної і Східної Європи добре вираженої смуги підвищеного тиску, яка частіше за все має вигляд орієнтованих з заходу виступів стаціонарних антициклонів над Центральною Європою. Завдяки цьому над Україною встановлюється північно-західний потік повітря помірних широт, який, пересуваючись над її великими рівнинами, і особливо південними районами, значно прогрівається і висушується, тобто трансформується з морського в континентальний.

По північній периферії термічної депресії, яка формується над просторами прогрітими районами Середньої Азії, на Україну зрідка надходить сухе континентальне повітря помірних широт, а інколи тропічне континентальне повітря з Середньої Азії. А панування процесу антициклогенезу і сприятливі радіаційні умови призводять до того, що південні степні її райони самі можуть ставати осередком формування континентального тропічного повітря.

Для літнього сезону взагалі характерне послаблення циклонічної діяльності, особливо на півдні. Загальна кількість циклонів на Україні помітно зменшується на початку літа. Області низького тиску представлені переважно слабковираженими циклонами та улоговинами, які переміщуються із заходу на схід. Інколи на територію України виходять південно-

західні циклони, які приносять сюди вологі середземноморські повітряні маси. Висотна фронтальна зона піднімається до півночі і розташовується над центральними і північними районами ЄТР, тому північно-західні атлантичні циклони влітку проникають на Україну дуже рідко.

В середині літа число циклонів знову збільшується за рахунок утворення місцевих циклонів, тривалість яких невелика (15-18 годин).



1. - шляхи циклонів, 2. - ділянки орографічної сегментації циклонів,
3. - шляхи антициклонів, 4. - ділянки орографічної міграції антициклонів,
5. - ділянки виникнення циклонів та антициклонів

Рисунок 10.19 – Основні шляхи переміщення циклонів та антициклонів влітку. (Клімат України, 2003)

На території України виділяють два основних *райони місцевого циклогенезу*. Це район Карпат, східні схили, тобто підвітряна сторона, де мають місце сприятливі умови для падіння тиску. Тут циклони можуть виникати

як взимку, так і влітку. Але влітку вони виникають частіше завдяки дії не тільки орографічного, але й термічного фактора. Другим осередком місцевого циклогенезу є південь і південний схід України. Влітку земна поверхня в цих районах України сильно прогрівається. Близькість більш холодного Чорного моря сприяє збільшенню термічних і баричних градієнтів і формуванню місцевих циклонів. Південно-східні циклони, що виникають тут, в літні місяці спостерігаються на Україні найчастіше. Основні шляхи переміщення циклонів і антициклонів показано на рис. 10.19.

Проходження неглибоких циклонів і пов'язаних з ними фронтів через територію України зумовлюють випадіння короткочасних опадів. Більша кількість їх спостерігається в північно-західній частині країни, де циклони проходять частіше, ніж на півдні.

Фронтальні розділи звичайно приходять на Україну в розмитому вигляді і більше половини всіх атмосферних фронтів проходять через степні райони “сухими”, тобто без опадів.

Літні процеси продовжуються до середини серпня, а далі характер циркуляції змінюється.

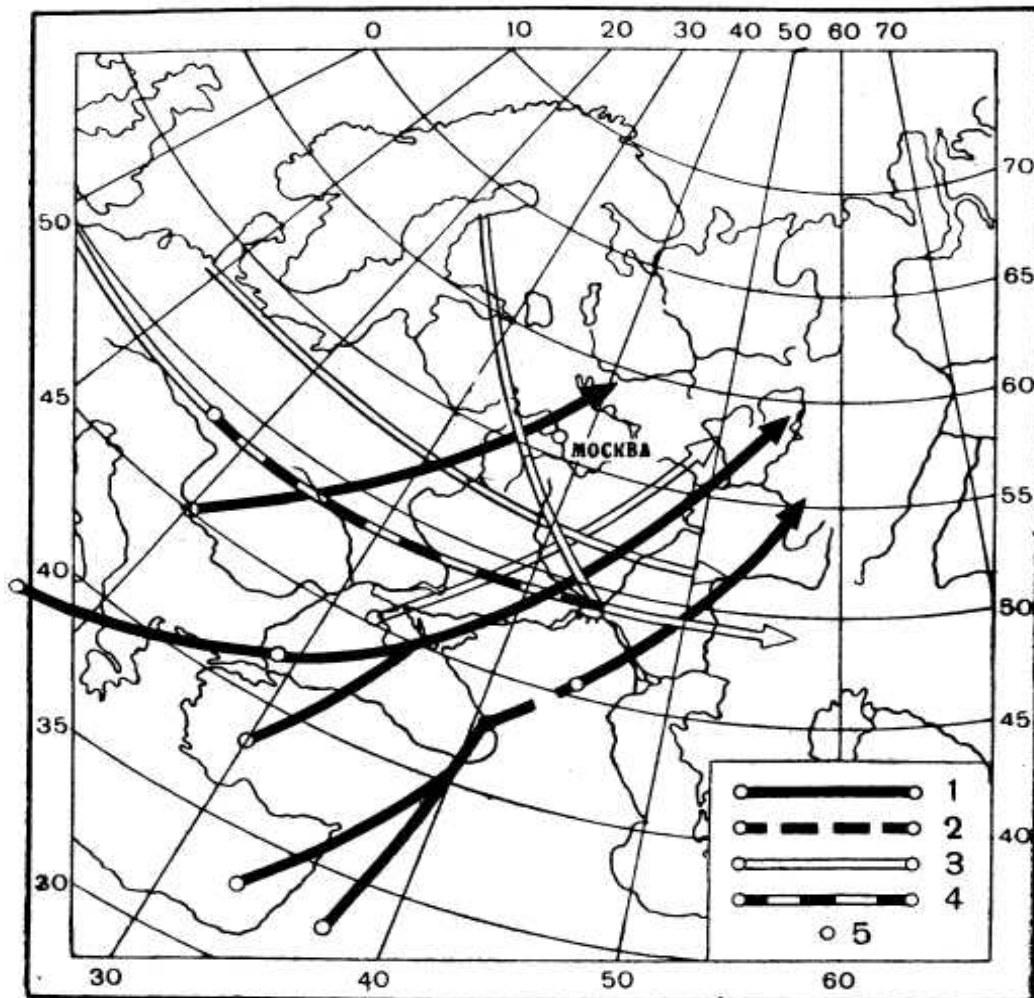
Атмосферні процеси *восени* схожі з весняними, тільки розвиваються вони в зворотному напрямку. Початок сезону позначається послабленням впливу Азорського антициклону: повторюваність виступів підвищеного тиску, орієнтованих з заходу, зменшується і окремі ядра антициклону над Атлантикою все рідше виходять на територію Європи. Перша половина осені відрізняється переважанням циклонів в районі Ісландії. Однак атлантичні циклони виходять ще рідко. В цей час на Україні панує суха тепла погода без опадів. В подальшому поступово збільшується меридіональність висотного баричного поля. І в зв'язку з початком затоку холодного повітря з півночі з вересня відбувається помітне зниження температури повітря.

Протягом осіннього сезону Азорський кліматичний антициклон значно слабшає. Замість нього в жовні-листопаді починається розвиток Сибірського антициклону, в систему якого також входять антициклони, що переміщуються з заходу. Одночасно в другу половину осені, внаслідок збільшення контрасту температури між суходолом і морем, посилюється циклонічна діяльність. Зростає повторюваність південних і західних циклонів (рис. 10.20), які приносять на Україну вологе повітря з Атлантики і Середземного моря і зумовлюють на більшій частині території України похмуру з дощами погоду.

Узагальнюючи попереднє, відзначимо, що в цілому за рік на території України області низького тиску (циклони та улоговини) становлять близько 42% усіх баричних утворень. Щорічно спостерігається у середньому 43 циклони та 60 улоговин. Області низького атмосферного тиску в основному переміщуються із заходу, південного та північного заходу. Найінтенсив-



внішими і найтривалішими є південні циклони. Місцеві циклони бувають рідше (місцевий циклогенез формує в середньому 17 циклонів і найчастіше це відбувається влітку) і тривалість їх значно менша.



1. - шляхи циклонів, 2. - ділянки орографічної сегментації циклонів,
3. - шляхи антициклонів, 4. - ділянки орографічної міграції антициклонів,
5. - ділянки виникнення циклонів та антициклонів

Рисунок 10.20 – Основні шляхи переміщення циклонів та антициклонів восени. (Клімат України, 2003)

Це південно-східні циклони, центр виникнення яких звичайно розташований над східною частиною акваторії Чорного моря, що потім переміщуються на схід країни, або південні циклони, що під впливом південно-східного виступу змінили свою південну траєкторію на східну.

Антициклонічний тип погоди за тривалістю протягом року переважає над циклонічним, але повторюваність антициклонів, виступів і гребенів менша – 40%. Ці баричні утворення приходять на територію України з різ-

них районів, що визначає винос повітряних мас самого різного походження. Основні траєкторії руху антициклонів в Україні: західні, південно-західні, північно-західні, північні, північно-східні та південно-східні. Влітку часто розвиваються західні та південно-західні антициклони у вигляді виступу або окремого ядра, які є продовженням Азорського максимуму. На пізню осінь і зиму припадає найбільша повторюваність антициклонів з північного заходу, рідше з півночі та північного сходу, які несуть холодну арктичну повітряну масу. Серед місцевих процесів антициклогенезу виділяється розвиток і поширення на захід південно – східного виступу у районі Донецької височини, а також формування баричного поля підвищеного атмосферного тиску влітку над центральною частиною країни.

Не менш важливими для формування синоптичних процесів і найпоширенішими є відроги та виступи із західною та східною спрямованістю осі. В основному це периферії Азорського та Азіатського антициклонів, і, як згадувалося раніше, територія України є межею їх подальшого східного або західного поширення (*“вісь Воськова”*).

Таким чином, вклад циркуляції атмосфери в формування клімату України полягає в тому, що вона, як основний механізм тепло- і вологообміну між океаном і суходолом, між високими та низькими широтами, зумовлює погодні умови на її території в різні пори року.

**Вплив підстильної поверхні на формування клімату.** Підстильна поверхня, нарівні з сонячною радіацією та циркуляцією атмосфери, відіграє значну роль в формуванні клімату України, територія якої розташована серед великої поверхні суходолу. Влітку Україна знаходиться під впливом основного процесу, що відбувається над усім континентом. Таким процесом є формування теплого континентального повітря із арктичних і атлантичних повітряних мас, що приходять сюди. На південному сході України, де прогрів особливо інтенсивний, континентальне повітря помірної зони перетворюється в континентально-тропічне повітря, яке характеризується високою температурою і великою сухістю, але частіше такого роду трансформація відбувається за межами її території. Інколи трапляються випадки, коли в межах України формується субтропічне повітря.

Висхідні токи, які виникають над нагрітим сонцем ґрунтом, переносять тепло і вологу в вище розташовані шари, що прискорює завершення трансформації: кліматологічне значення континенту виявляється найбільшим в процесі літньої трансформації.

Взимку територія України також являє собою область формування континентального повітря за рахунок охолодження і зменшення вологовмісту атлантичного повітря над сніговим покривом в умовах стійких антициклоніальних систем, пов'язаних з південною частиною східного виступу Азіатського антициклону. Вплив підстильної поверхні на повітряні маси обмежений переважно нижнім шаром.

Крім того, різні форми рельєфу, що є характерним для підстильної поверхні України, наявність внутрішніх водоймищ, близькість морів змінюють радіаційний режим та циркуляцію атмосфери і утворюють тут місцеві особливості клімату.

Вплив рельєфу на клімат різнобічний і визначається зміною висоти місцевості над рівнем моря, різноманітністю форм рельєфу, крутизною схилів та їх орієнтацією відносно сторін світу та повітряних течій. Він найбільше проявляється в особливостях атмосферної циркуляції в окремих регіонах України. Так, під впливом Карпат відбувається еволюція західних і південно-західних циклонів, які мають тенденцію перевалювати через Карпати, і на їх східних схилах як взимку, так і влітку можуть виникати циклони. Це один з районів місцевого циклогенезу.

Для рельєфу України характерні чергування низин та височин, переважна більшість з яких орієнтована з північного заходу на південний схід. Західні і південно-західні схили Українських Карпат і південні схили Кримських гір є навітряними по відношенню до теплого вологого повітря, яке переміщується з Атлантики і Середземного моря. Для цієї повітряної маси гірські хребти України не є перешкодою, вона швидко підіймається по їх схилах і перевалює через хребет. При вторгненні ж холодного арктичного повітря з півночі або південного сходу Карпати є захисним бар'єром для Закарпаття, Кримські гори – для Південного узбережжя Криму. Завдяки цьому тут формуються відмінні від інших територій термічні умови. Так, різниця між температурою в Північному Криму і на його Південному узбережжі взимку в окремих випадках сягає 20 °С.

Гірські хребти сприяють посиленню упорядкованих висхідних рухів і конвекції, особливо влітку. Завдяки цьому над горами нерідко виникають умови для активізації фронтальних розділів, які супроводжуються інтенсивними зливами, грозами і шквалами, що особливо характерно для Закарпаття. За хребтами, на їх підвітряних схилах кількість опадів значно зменшується. За багаторічними даними річна кількість опадів на південно-західних схилах Карпат складає 1200 мм, а на північно-східних – 790 мм.

Майже аналогічне явище спостерігається в Кримських горах: на південних схилах гір, які частіше підпадають під вплив циклонів, особливо взимку, опадів випадає більше, ніж на північних. Значна роль в зменшенні опадів тут належить фенам.

Підвищені форми рельєфу суттєво впливають на вітровий режим: вони сприяють посиленню вітру, зміні напрямку повітряних потоків і виникненню своєрідних місцевих циркуляцій.

Чорне і Азовське моря, які омивають південні райони України, впливають на кліматичні умови її південного узбережжя. Відомо, що поверхня води в морі нагрівається і охолоджується повільніше, ніж поверхня суші, тому Чорне і Азовське моря взимку тепліше, а влітку холодніше розташо-

ваних поруч ділянок суші. Завдяки цьому взимку морські басейни сприяють підвищенню температури повітря в прилеглих районах суходолу, а влітку завдяки їх охолоджуючій дії – зниженню. Так, середня температура січня в Криму (на 45-й паралелі) на  $5,8^{\circ}\text{C}$  вища, а в липні на  $1,4^{\circ}\text{C}$  нижча, ніж у всій східній півкулі на цій же паралелі. Тобто, Чорне і Азовське моря значно зменшують континентальність клімату Кримського півострова, особливо його південної частини.

У теплий період року в узбережних районах виникає місцева циркуляція атмосфери – бризи, яка в значній мірі впливає на радіаційний режим приморської смуги: тут збільшується повторюваність безхмарних днів і зростає величина сумарної радіації, яка сягає  $2100 \text{ мДж/м}^2$  за сезон. На відстані 30-40 км у глиб суходолу, де бризи припиняються, хмарність збільшується і сумарна радіація різко зменшується.

Чорне і Азовське моря, незважаючи на відносно малі розміри, помітно впливають на атмосферні процеси. Влітку у зв'язку зі збільшенням контрасту температури між прогрітим суходолом і більш холодним морем на півдні і південному сході України виникають місцеві циклони, з якими пов'язані незначні опади. В період з квітня по вересень над східною частиною Чорного моря нерідко складаються сприятливі умови для утворення невеликих ядер високого тиску, які потім зміщуються на Україну. В термобаричному полі ці слабкорозвинені баричні утворення погано виражені і їх дія носить локальний характер.

В холодний період над морями формується Чорноморська депресія, яка суттєво впливає на циклонічну діяльність і режим зволоження над півднем України. Тобто в зимовий сезон акваторія Чорного моря є ще одним осередком місцевого циклогенезу.

Вплив теплого Чорного моря взимку поширюється в глиб території України на 140–280 км, Азовського моря – на 90–120 км. Однак, якщо безпосередньо вплив цих морів на кліматичний режим проявляється лише в прибережній смузі України, то за рахунок адвекції повітря їх вплив може поширюватися далі. Так, в холодну пору року адвективні тумани часто, особливо на правобережжі, утворюються при виносі теплого вологого повітря з Чорного і Середземного морів при його подальшому охолодженню над більш холодною поверхнею землі. Найчастіше вони спостерігаються на західній і південно-західній периферії баричних відрогів, орієнтованих зі сходу.

Таким чином, завдяки своєрідним орографічним умовам на території України формуються осередки місцевого циклогенезу: перший – південні і східні райони країни, де циклони виникають переважно влітку, другий – східні схили Карпат, де їх виникнення можливе в літній і зимовий сезони.

Всі місцеві циклони і антициклони – слабкорозвинені утворення, які погано виражені в баричному полі. Вони мають тенденцію затримуватись в районі виникнення і їх вплив на атмосферні процеси і погоду України вузько локалізований.

**Природно-ландшафтні зони.** Згідно ландшафтно-генетичного принципу, тобто з врахуванням характеру рослинності і типу ґрунту, на рівнинній території України виділено декілька природних зон. За характером рослинності тут чітко відрізняються *Полісся, Лісостеп і Степ*. Вся південна частина країни, від узбережжя Чорного та Азовського морів і передгір'їв Криму до лінії Златополь- Кам'янка- Полтава- Харків, являють собою степи з різнотравно – ковилово – типчаковою рослинністю. На північ розташована область Лісостепу, що поширена до лінії Володимир-Волинський – Луцьк – Рівне – Шепетівка – Житомир – Київ – Ніжин – Глухів. Переважають тут степові ділянки, які чергуються з широколистяними, головним чином дубовими лісами, що займають ділянки водорозділів, які перерізані балками. Крайня північна частина території України – Полісся (зона змішаних лісів) – являє собою піщану низину з болотами та сосновими лісами.

В особливі зони виділені гірські масиви, Українські Карпати та Кримські гори, які відрізняються своєрідним ґрунтово-рослинним покривом з вертикальною поясністю.

Природна рослинність України завдяки втручанню людини зараз в значній мірі змінена і виділені природні зони не завжди відповідають її характеру і мають скоріше історичне значення. Але за кліматичними умовами ці зони суттєво різняться і тому знаходять широке застосування в науково – практичній діяльності.

**Розподіл по території кліматичних характеристик.** Уявлення про клімат України і кліматичні особливості окремих її регіонів дозволяє скласти аналіз просторового розподілу по території основних характеристик клімату: температури повітря, опадів, вітру і ін. Різноманітність кліматичних умов краще за все може бути ілюстрована кліматичними картами, на яких виявляються не тільки основні закономірності географічного розподілу тієї чи іншої метеорологічної величини, але й найбільш суттєві деталі, обумовлені місцевими особливостями рельєфу, близькістю моря і іншими факторами. Зазвичай характеристики клімату надаються середніми і крайніми значеннями їх величин. Розглянемо деякі з них.

**Температура повітря.** Найбільш загальною характеристикою температурного режиму є середня річна температура повітря. Вона доповнюється середніми місячними значеннями, які дозволяють оцінити річний хід температури повітря, час настання максимуму і мінімуму, амплітуду коли-

вань температури, аномальні відхилення її значень від багаторічного середнього значення, яке часто називають „нормою”.

Просторово-часовий розподіл середньої місячної температури повітря залежить від радіаційних умов, сезонних коливань циркуляції атмосфери, фізико-географічних особливостей території.

Середня місячна температура повітря в основному змінюється з півночі на південь. В Українських Карпатах ізотерми простягаються у напрямку з північного заходу на південний схід, тобто вони значною мірою повторюють напрям гірських хребтів. У Кримських горах протягом року також виділяється область із замкнутими ізотермами, що огинають гірські масиви.

Річний хід температури повітря майже співпадає з річним ходом надходження сонячної радіації, проте дещо запізнюється порівняно з нею і відзначається незначними коливаннями від місяця до місяця взимку і влітку та різкими – восени і навесні.

Найхолоднішим місяцем за рік є січень. Температурний режим в холодний період року формується під впливом циркуляції атмосфери і пов'язаної з нею адвекції повітря. Роль сонячної радіації послаблюється внаслідок зменшення висоти Сонця, тривалості дня, збільшення хмарності. В умовах переважної західної складової горизонтального переносу повітряних мас для західних районів України характерна майже меридіональна спрямованість ізотерм. Найнижча середня температура повітря ( $-8 \dots -7$  °C) спостерігається на північному сході, сході та в Українських Карпатах. На решті території температура становить  $-6 \div -4$  °C. У південних районах на підвищення температурного фону значно впливає Чорне море. Найвища середня температура повітря ( $3 \div 4$  °C) відмічається на Південному березі Криму, що зумовлено природною захищеністю його горами від вторгнення холодних мас повітря з півночі та північного сходу. Характерною особливістю термічного режиму Південного берега Криму є те, що середня місячна температура повітря тут протягом року вища за  $0$  °C.

В окремі роки у зв'язку з особливостями розвитку циркуляції атмосфери ця закономірність річного розподілу температури повітря порушується і найнижча температура може відмічатися в інші місяці.

У квітні середня температура повітря на Поліссі становить  $6-7$  °C, у напрямку на південь підвищується до  $9-10$  °C. У горах температура зростає повільно внаслідок пізнішого сходження снігового покриву. В Українських Карпатах вона не перевищує  $2$  °C, а в Кримських горах  $5$  °C. Завдяки збільшенню висоти Сонця і тривалості дня, а також зменшенню хмарності підвищується роль сонячної радіації і посилюється процес трансформації повітряних мас. У квітні іноді відбувається повернення холоду і нерідко може встановлюватися зимовий тип погоди.

У річному ході найвищих значень середня температура повітря досягає у липні. На Поліссі та в Лісостепу вона дорівнює 18-20 °С, у Степу та на узбережжях морів 21-23 °С, у Кримських горах 16 °С, а в Українських Карпатах на висоті близько 1000 м 13-14 °С. В формуванні температурного режиму головна роль належить радіаційному фактору. Але завдяки впливу Чорного моря на узбережжях морів у липні зазвичай холодніше ніж у серпні, тому що море прогрівається тільки наприкінці літа.

Із значним зменшенням радіаційного балансу у жовтні температура повітря не перевищує на Поліссі 7 °С, у Степу 10 °С, а на Південному березі Криму вона залишається ще досить високою ( 14 °С ).

**Опади.** Опади відносяться до більш важливої характеристики зволоження. В різних районах України вони суттєво різняться за кількістю, характером розподілу по території і річним ходом, інтенсивністю, тривалістю та ін. На рівнинах північного заходу країни надмірна наявність опадів. Ще більше їх в передгір'ях і горах Карпат і Криму. Інші умови на узбережжі Чорного моря, де випадає найменша кількість опадів.

На рівнинах в літні місяці опадів більше ніж взимку, а на Південному березі Криму найбільша їх місячна кількість припадає на зиму; в Закарпатті багато опадів випадає навесні. Мають місце і інші особливості їх розподілу в різних районах території. Але загальною закономірністю просторового розподілу річної кількості опадів є поступове зменшення їх з заходу і північного заходу на південний схід і південь.

В західних регіонах України річна кількість опадів складає майже 600 мм і більше, на північному сході 550 мм. На межі між Лісостепом і Степом річна кількість опадів коливається від 450 мм на заході до 500 мм на сході. В південному Степу за рік випадає менше 400 мм опадів, а на самому узбережжі Чорного і Азовського морів – менше 350 мм. В центральній частині Карпат річна кількість опадів перевищує 1000 мм, а в окремих пунктах – навіть 1500 мм. Південно-західні схили взагалі отримують опадів приблизно на 100 мм більше ніж північно-східні схили на тих же висотах.

В значній частині кримських яйл випадає більше 600 мм опадів, а в окремих пунктах – близько 1000 мм.

Розподіл опадів по території відрізняється значною строкатістю. Збільшення або зменшення їх кількості в окремих районах пов'язано, головним чином, з впливом рельєфу. Навітрені частини навіть незначних височин отримують опадів більше, особливо на південних і західних сторонах, ніж закриті долини і котловини.

**Вітер.** З розподілом атмосферного тиску і його сезонними змінами безпосередньо пов'язаний режим вітру. Для України характерні постійні

зміни напрямку і швидкості вітру протягом року. Особливі умови складаються в горах, де орографія значно впливає на режим вітру.

У розподілі переважного напрямку вітру за рік виділяються дві зони, що знаходяться по обидва боки від осі Воєйкова. У цих зонах переважає вітер протилежного напрямку: на північ від осі – вітер із західною складовою, на південь – зі східною. На південному березі Криму спостерігається вітер північно-західний та західний.

Взимку (січень) тенденція розподілу вітру в цілому зберігається: на південь від осі переважає вітер зі східною складовою (північно-східний, східний та південно-східний), а на південному заході – північний вітер, тому що повітряні маси спрямовані до області зниженого тиску над Чорним морем. Район, де відмічається вітер західних румбів, займає лише північний захід і частково центральні райони. В Українських Карпатах спостерігається вітер різних напрямків (північно-західний, південно-західний та південно-східний), на Південному березі Криму – в основному північно-західний та західний.

Влітку переважний вітер на Україні відрізняється значною стабільністю: це, головним чином, вітер північно-західної частини горизонту з деяким посиленням північної складової в східних районах.

Швидкість вітру, яка є важливою характеристикою вітрового режиму, визначається баричним градієнтом та умовами циркуляції атмосфери. Найбільша середня місячна швидкість вітру спостерігається майже на всій території України взимку. Найменша швидкість вітру відмічається влітку, коли Україна перебуває під впливом Азорського антициклону, а циклонічна діяльність послаблена.

Слід зазначити, що на фоні глобальних змін клімату, спостерігаються зміни клімату в окремих регіонах земної кулі. Дослідження цього процесу в Україні проводяться з метою оцінки впливу можливих змін на екологічні і соціально-економічні аспекти життя країни.

Встановлено, що на території України під впливом глобального потепління проявляється ефект сезонно-географічного вирівнювання поля приземної температури повітря: за останні 100 років стали теплішими, головним чином, північні регіони країни взимку, в південних широтах середня місячна температура в літні місяці практично не змінилась або трохи зменшилась.

Аналогічний ефект вирівнювання спостерігається і в річній кількості опадів: в тих районах, де річна сума опадів була мала, їх кількість за останні 100 років значно підвищилась, а в тих регіонах, де опади були значними, вони, навпаки, зменшились.

Зміни мають місце і в режимі швидкостей вітру: за останні 30 років середня швидкість вітру зменшилась на 10 – 30%.



**Типи кліматів.** Взагалі клімат України має перехідний характер між теплим вологим кліматом Західної Європи і різко континентальним кліматом внутрішніх районів континенту. В межах країни він змінюється від надмірно вологого на заході до посушливого в південному степу і від клімату альпійських луків в високій частині Карпат до середземноморського на Південному березі Криму.

Для повного і об'єктивного уявлення про особливості клімату України необхідно визначити його місце у системі основних загальнокліматичних класифікацій (див. розд. 10.6). Згідно класифікації Кеппена клімат України відносять до *зони бореального клімату* з чітко вираженими зимою і літом, достатнім і рівномірним зволоженням, що відповідає *клімату листяних лісів*. За класифікацією Л.С.Берга клімат України належить до *клімату листяних лісів помірної зони* або *клімату дубових лісів* (сюди ж включають Лісостеп і Степ), для якого характерна зміна температури повітря від 10 до 20<sup>0</sup>С протягом чотирьох місяців теплого періоду і переважання літньої кількості опадів. Наведені критерії цілком відповідають кліматичним умовам України.

Згідно класифікації Будико-Григор'єва клімат України недостатньо вологий з помірно теплим літнім періодом і помірно м'якою зимою, що відповідає клімату лісостепу і степу.

Згідно класифікації Б.П.Алісова, яка найбільш поширена у кліматичних дослідженнях і яку використовують кліматологи України, наша країна розміщена, в основному, в *кліматичній зоні помірних широт*, що займає всю рівнинну частину, Українські Карпати і Кримські гори. Тут протягом року переважають повітряні маси помірних широт, які є наслідком трансформації як океанічного, так і континентального повітря. З врахуванням міри континентальності клімат цієї зони називають помірно – континентальним (або атлантико-континентальним) кліматом помірних широт.

У цій кліматичній зоні з урахуванням типу ґрунтового-рослинного покриву виділяють декілька кліматичних областей. Рівнинна частина території України розташована у межах двох кліматичних областей:

- *лісова атлантико-континентальна область клімату*. Сюди відносять Полісся (з помірним і вологим кліматом) і Лісостеп (з помірно-континентальним кліматом). Тут переважає перенесення атлантичного повітря, яке поступово трансформується в помірно-континентальне;
- *степова атлантико-континентальна область клімату*. Сюди входить Степ і степова частина Криму. Клімат цієї області відрізняється найбільшою континентальністю і посушливістю.

Кліматичні області мають широтну спрямованість, але під впливом циркуляції атмосфери у їх межах спостерігаються відмінності у кількісних показниках метеорологічних величин на сході і заході.

Таблиця 10.4 – Кліматичні характеристики за природними зонами та регіонами (Клімат України, 2003)

Природна зона, регіон		Середня температура повітря, °С				Абсолютний мінімум температури повітря, °С		Абсолютний максимум температури повітря, °С		Тривалість безморозного періоду, дні		Кількість опадів, мм/рік.		Число днів з опадами ≥ 0,1 мм		Число днів з вологістю ≤ 30%		Число днів зі сніговим покривом	
		січень		липень															
		від	до	від	до	від	до	від	до	від	до	від	до	від	до	від	до	від	до
ПОМІРНА КЛІМАТИЧНА ЗОНА																			
ЛІСОВА АТЛАНТИКО-КОНТИНЕНТАЛЬНА ОБЛАСТЬ																			
Мішаних лісів	західна	-6	-5	18	18	-39	-33	36	38	150	170	570	650	150	180	4	22	70	85
	центральна	-7	-6	18	19	-37	-33	35	40	150	190	600	680	155	170	9	21	80	100
	східна	-8	-7	18	19	-40	-36	36	39	150	160	600	720	150	170	14	18	100	120
Широколистяних лісів і лісостепова	західна	-6	-4	17	19	-36	-31	35	39	160	180	560	740	150	180	3	19	75	100
	центральна	-6	-4	18	20	-41	-31	35	40	160	190	510	650	130	160	12	35	70	90
	східна	-6	-6	19	21	-40	-33	35	40	150	190	510	640	130	160	13	38	80	100
Українські Карпати		-7	-4	11	18	-39	-27	26	37	120	180	760	1650	170	210	6	23	100	120
Передкарпаття		-5	-4	17	19	-36	-31	35	38	160	190	660	890	150	180	5	13	80	90
Закарпатська низовина		-4	-3	18	20	-33	-29	34	39	160	190	690	1100	150	160	9	14	50	70
Кримські гори		-4	-2	15	18	-27	-23	30	32	160	180	790	1090	150	160	24	26	80	110
СТЕПОВА АТЛАНТИКО-КОНТИНЕНТАЛЬНА ОБЛАСТЬ																			
Степова	північна	-7	-4	20	22	-42	-28	36	41	160	200	470	600	110	150	29	60	50	80
	південна	-4	0	21	23	-37	-23	37	41	170	240	370	520	95	130	6	90	20	50
Узбережжя морів		-2	0	22	24	-39	-23	36	39	200	240	370	480	80	110	1	6	20	50
СУБТРОПІЧНА КЛІМАТИЧНА ЗОНА																			
СЕРЕДЗЕМНОМОРСЬКА КЛІМАТИЧНА ОБЛАСТЬ																			
Південний берег Криму		3	4	22	23	-22	-15	37	38	220	270	390	630	100	110	1	21	8	20

Через це в областях виділяють ще й однорідні кліматичні райони, межі яких прив'язані до найбільш чітко виявлених змін фізико-географічних особливостей території. Основні кліматологічні характеристики метеорологічних величин природних зон та регіонів України наведено в табл. 10.4.

Українські Карпати і Кримські гори визначаються своєрідними кліматичними умовами, зумовленими вертикальною поясністю, орографічними особливостями схилів різної крутизни та експозиції, значною довжиною, місцевою циркуляцією атмосфери. Так, в Українських Карпатах клімат змінюється від м'якого передгірського до клімату альпійських луків. Тут особливо виділяється Закарпатська низовина, захищена з півночі і північного сходу гірськими пасмами Українських Карпат, де часті переміщення південних циклонів приносять у цей район велику кількість тепла і вологи.

У Кримських горах представлено варіанти лісового атлантико-континентального клімату, на високогірних ділянках – клімат гірських луків. На схилах південної орієнтації, спрямованих до моря, чітко проявляється його вплив, особливо у розподілі кількості опадів, а також у виникненні фенів.

Вузкій смузі узбережжя Азовського і Чорного морів (до межі поширення бризу) властивий *приморський клімат*.

*Південний берег Криму характеризується рисами середземноморського клімату.* Тут тепла волога зима, сонячне жарке посушливе літо і тривала тепла осінь.

## **10.8 Зміни і коливання клімату**

### **10.8.1 Поняття про зміни та коливання клімату**

Як зазначалося раніше, однією з найбільш важливих особливостей клімату є його значна часова *мінливість*, в т.ч. міжрічна, яка доступна для сприяння людиною. Розвиток цивілізації, ускладнення техносфери веде до значно більшої їх чутливості до примх погоди та мінливості клімату. Тому однією з найважливіших задач кліматології є вивчення причин змін кліматичних умов у минулому та завбачення характеру цих змін у майбутньому.

З точки зору системного аналізу ця мінливість є проявом як внутрішніх властивостей кліматичної системи, так й мінливості зовнішнього впливу на неї. Вона є дуже складною динамічною системою, яка включає геофізичні, геохімічні та біологічні елементи, стан яких регулюється як зовнішніми кліматоутворювальними факторами, так й внутрішніми зв'язками між цими елементами (див. наприклад рис. 10.4), і при незмінних зовнішніх факторах кліматична система знаходиться у стані динамічної рівноваги. Але стан динамічної рівноваги зовсім не передбачає незмінності стану внутрішніх елементів системи, в т.ч. атмосфери, тобто їй влас-

тиві *власні вільні коливання* різного періоду. В той же час коливання зовнішніх кліматоутворювальних факторів генерують *змушені коливання* внутрішніх характеристик кліматичної системи. Таким же чином коливання та зміни характеристик одного з внутрішніх елементів системи ведуть до коливань та змін характеристик інших елементів кліматичної системи. Накладаючись одне на одне, ці коливання складають в атмосфері дуже складну хвильову картину (див. рис. 10.1), в якій присутні часові кліматичні коливання – від міжрічних до мільйонів років. Тому при аналізі виявлених коливань часто дуже важко встановити їх одну фізичну причину.

При подальшому розгляді необхідно визначити вживані раніше терміни „мінливість”, „коливання” та „зміни клімату”.

*Мінливість клімату* є загальною рисою властивостей кліматичної системи, яка характеризує часові зміни стану як самої системи, так й її елементів.

Під „*змінами клімату*” будемо розуміти однонаправлені (в межах певного часового періоду) зміни характеристик стану кліматичної системи, в т.ч. характеристик її окремих елементів – наприклад характеристик стану атмосфери.

Поняття “*коливання клімату*” зазвичай застосовують тоді, коли в межах певного часового періоду відсутні зміни однонаправленого характеру, а має місце зворотне змінювання з деякою квазіперіодичністю або циклічністю.

Таким чином, терміни „зміна” та „коливання клімату” можуть бути характеристикою одного фізичного процесу в залежності від того, на протязі якого часового періоду розглядаються характеристики мінливості. Наприклад, якщо розглядаються зміни кліматичних характеристик протягом декількох століть, обумовлені кліматичними коливаннями з періодом у декілька тисяч років, то звісно можна казати про „*зміни клімату*” на протязі часового періоду, що вивчається. Але ці зміни будуть складовою більш великомасштабного у часі процесу коливань клімату.

В той же час, якщо відбуваються однонаправлені незворотні зміни або зовнішніх, або внутрішніх кліматоутворювальних факторів, то треба казати про „*незворотні зміни клімату*”.

Оскільки кліматичні коливання, як вказано раніше, мають дуже широкий часовий діапазон, то при подальшому вивченні доцільним є їх градація:

- коливання з періодом до 100 років відносяться до т.зв. „*кліматичної мінливості*”,
- коливання з періодом від 100 до 20 тис. років класифікуються як „*короткоперіодні коливання клімату*”,
- коливання з періодом більше 20 тис. років вважаються „*довгоперіодними коливаннями клімату*”.

### 10.8.2 Крупні зміни та коливання клімату в історії Землі

Про кліматичні умови в окремі давні геологічні епохи і періоди можна судити тільки за непрямыми даними – органічними останками (рослинними і тваринними), мінеральними відкладами, наприклад, у вигляді солі (кам'яної, калійної, гіпсу), морен, латеритів тощо. Так, відклади солей є ознакою теплого сухого клімату, морени – холодного клімату, латерити – жаркого клімату зі значними опадами і т.д. В першій половині XX століття з'явився новий метод вивчення складу рослинності у третичний і, головним чином, у четвертичний період плейстоцену – метод пилкового аналізу. Значне поширення в сучасній палеокліматології знайшли геохімічні та радіоізотопні методи дослідження.

Потрібно розуміти, що непрямыми методами можливо реконструювати тільки дуже обмежену кількість характеристик минулих кліматів, тому як індикатор кліматичних змін у минулому практично завжди використовують зміни тільки *середньої температури повітря поблизу земної поверхні*.

Крупні зміни та коливання клімату, що відбувалися протягом історії Землі, є проявом складної взаємодії змін та коливань кліматоутворювальних факторів (див. розділ 10.1.2), як зовнішніх (світність Сонця, еволюція бінарної системи Земля-Місяць тощо), так й внутрішніх (варіації вмісту CO<sub>2</sub>, інших парникових газів та аерозолів в атмосфері, зміни конфігурації материків та океанів, висоти та положення гірських систем, глибин Світового океану тощо). Але питання, які з перерахованих кліматоутворювальних факторів були визначальними при формуванні тих чи інших кліматичних епох та коливань, досі є дискусійним.

#### 10.8.2.1 Зміни та коливання астрономічних кліматоутворювальних факторів

Як відзначалося раніше (див. розд. 10.2), на клімат безпосередній вплив справляють перш за все *зміни світності Сонця* як практично єдиного джерела енергії для земної кліматичної системи.

За даними астрофізики Сонце є зіркою серединної частини головної послідовності т.зв. „*діаграми Герцшпрунга-Рессела*”, тобто є стабільною зіркою, світність якої визначається температурою її поверхні. Виходячи із сучасних астрофізичних уявлень про процеси, що відбуваються на Сонці, за час існування його світність збільшилась приблизно на 40% (див. рис. 10.21). Крім цих однонаправлених змін світності, Сонце як складна фізична система повинно мати власні коливання характеристик стану, в т.ч. й світності, різного часового масштабу та амплітуди – т.зв. „*сонячна активність*”.

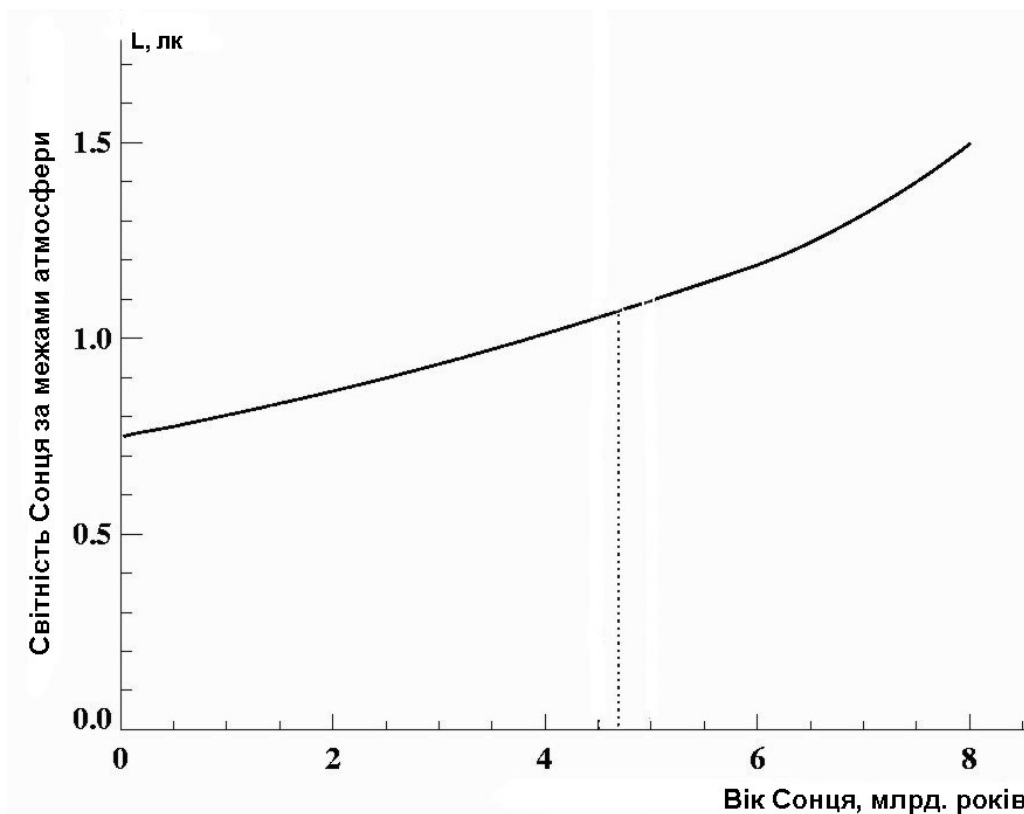


Рисунок 10.21 – Розрахункові часові зміни світності Сонця за межами земної атмосфери на середній відстані Землі від Сонця у минулому та на майбутнє (Сорохтин, 2006)

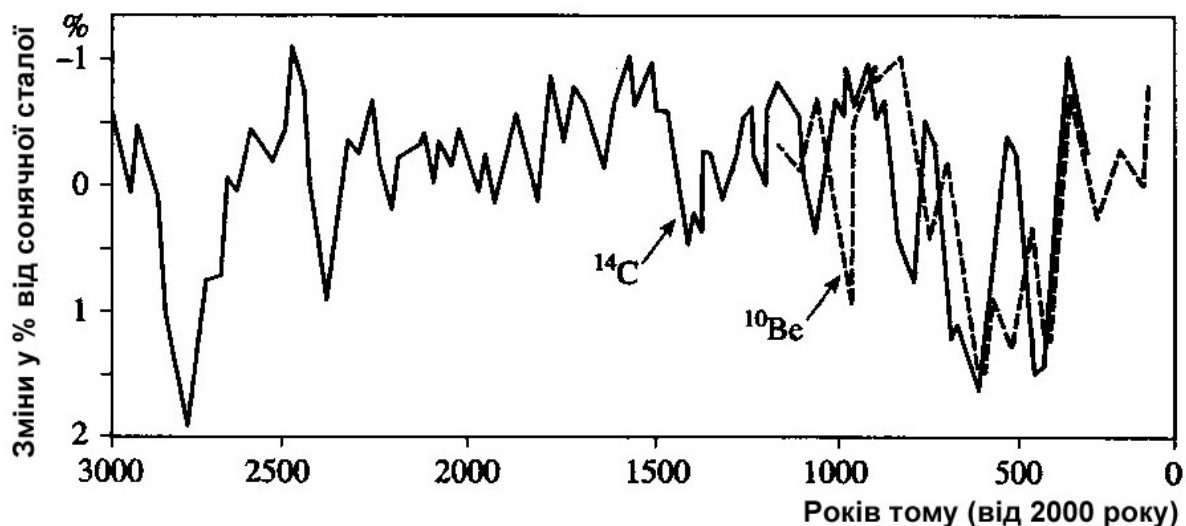


Рисунок 10.22 – Реконструйовані часові варіації сонячної сталості за останні 3 тис. років (Кислов, 2001)

Але короткий час інструментальних вимірювань активності Сонця не дає можливості відновити однозначну історичну картину цих коливань.

Посередні дані різної природи свідчать про наявність т.зв. „багатоциклічності” сонячної активності, тобто коливань з періодами порядку від сотень млн. років до років і навіть менше (див. рис. 10.22 та 10.23). Природа цих коливань досі є дискусійною та її обговорення виходить за межі цього підручника.



Рис. 10.23 – Реконструйовані часові варіації сонячної сталої за останні 400 років (Кислов, 2001)

Найбільш широко відомий 11-річний цикл сонячної активності, виявлений у часових змінах числа Вольфа – кількості темних плям та їх груп на сонячному диску, або індексу  $F10.7$  – значення потоку радіовипромінювання Сонця на хвилі 10.7 см. З кінця 2007 року розпочався 24-й (після історичного мінімуму Маундера – див. далі) цикл сонячної активності.

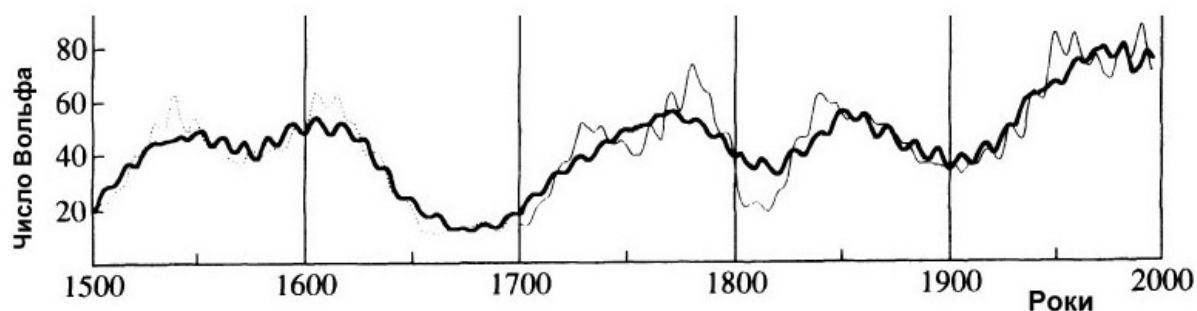


Рис. 10.24 – Варіації чисел Вольфа за останні 500 років з 20-річним (тонка лінія) та 50-річним (товста лінія) ковзним осередненням (Морозова, Пудовкін, 2000).

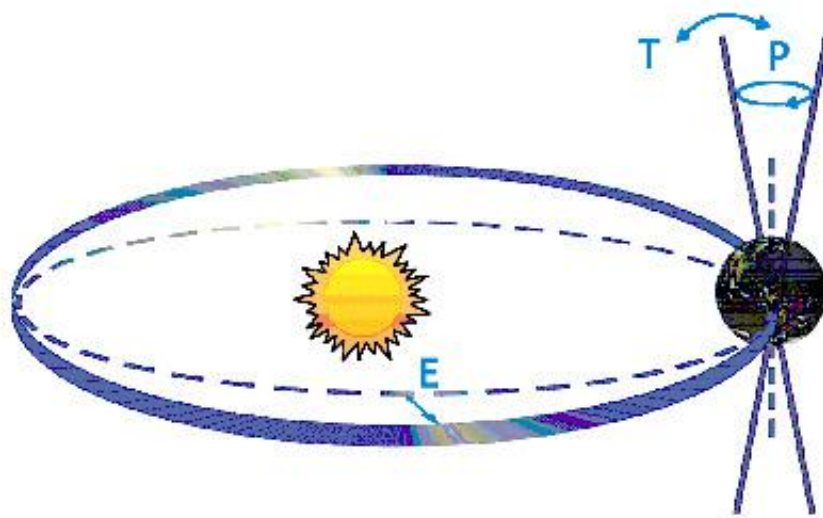
Крім того, статистично підтверджені коливання сонячної активності з

періодами близько 22 (*цикл Хейла*), 50, 100 та 200 років (див. рис. 10.24).

Останній, 200-річний цикл відомий за історичними мінімумами чисел Вольфа – *мінімуми Вольфа* (1280-1340 рр.), *Шперера* (1420-1530 рр.), *Маундера* (1640-1710 рр.) та *Дальтона* (1800-1830 рр.) (див. рис. 10.23, 10.24), яким відповідають зафіксовані глобальні похолодання.

В той же час сучасні дослідження відзначають в останнє століття зменшення амплітуди коливань сонячної активності на фоні її загального зростання, а також суттєві зміни (аж до зміни знака) кореляції між варіаціями сонячної активності та змінами глобальної приземної температури повітря.

У 1920-ті роки М. Міланкович запропонував гіпотезу про зв'язок кліматичних змін з періодичними змінами параметрів орбіти Землі на значних проміжках часу – т.зв. „*цикли Міланковича*”. Наприклад, *ексцентриситет* земної еліптичної орбіти (рис. 10.25) коливається у межах від 0,0022 до 0,0620 за сучасного значення 0,0167. Періоди його коливань становлять близько 0,1; 0,425 і 1,2 млн. років. Зміни ексцентриситету призведуть до зміни різниці між потоками сонячної радіації у перигелії та афелії орбіти Землі від 7 до 26% сонячної сталої та кута між площинами екватора та екліптики.



Буквою „Т” позначені зміни кута нахилу осі Землі до площини її орбіти;  
„Р” – прецесія; „Е” – зміни ексцентриситету

Рисунок 10.25. – Схематичні зміни параметрів земної орбіти (*цикли Міланковича*) (Climate Change 2007)

Велику роль відіграє і *прецесія* земної осі (рис. 10.25): під впливом гравітаційних сил планет полюс Землі зміщується відносно полюса екліптики і за 26 тис. років здійснює повний оберт. Завдяки цьому змінюється положення точок зимового і літнього сонцестояння відносно перигелію орбіти, що призводить до зміни радіаційних умов в Північній і



Південній півкулі від зими до літа. Крім того, з періодичністю близько 41 тис. років відбуваються зміни кута нахилу земної осі до площини її орбіти.

У відповідності з теорією М. Міланковича комбінація цих змін орбіти Землі впливає на кількості сонячної енергії, яку отримує наша планета, та на характер розподілу цієї енергії по поверхні планети. Зменшення інсоляції у високих широтах веде до чергового періоду зледеніння. Таким чином, зміна параметрів земної орбіти, тобто астрономічного кліматоутворювального фактора, впливає на зміну клімату планети на часових масштабах від  $10^3$  до  $10^5$  років.

Дослідження останніх 20 років, в першу чергу в Антарктиді, підтверджують наявність коливань приземної температури повітря протягом останніх 800 тис. років з періодами, що співпадають з циклами Міланковича (рис. 10.37).

Крім вищезазначених астрономічних кліматоутворювальних факторів дискутуються й можливі інші причини, наприклад:

- коливання положення Сонячної системи відносно галактичної площини Чумацького шляху з періодом близько 66 млн. років, що змінює густину космічного простору;
- коливання густини потоку космічних галактичних променів;
- астрокатастрофи (наприклад, падіння на Землю астероїдів та великих комет).

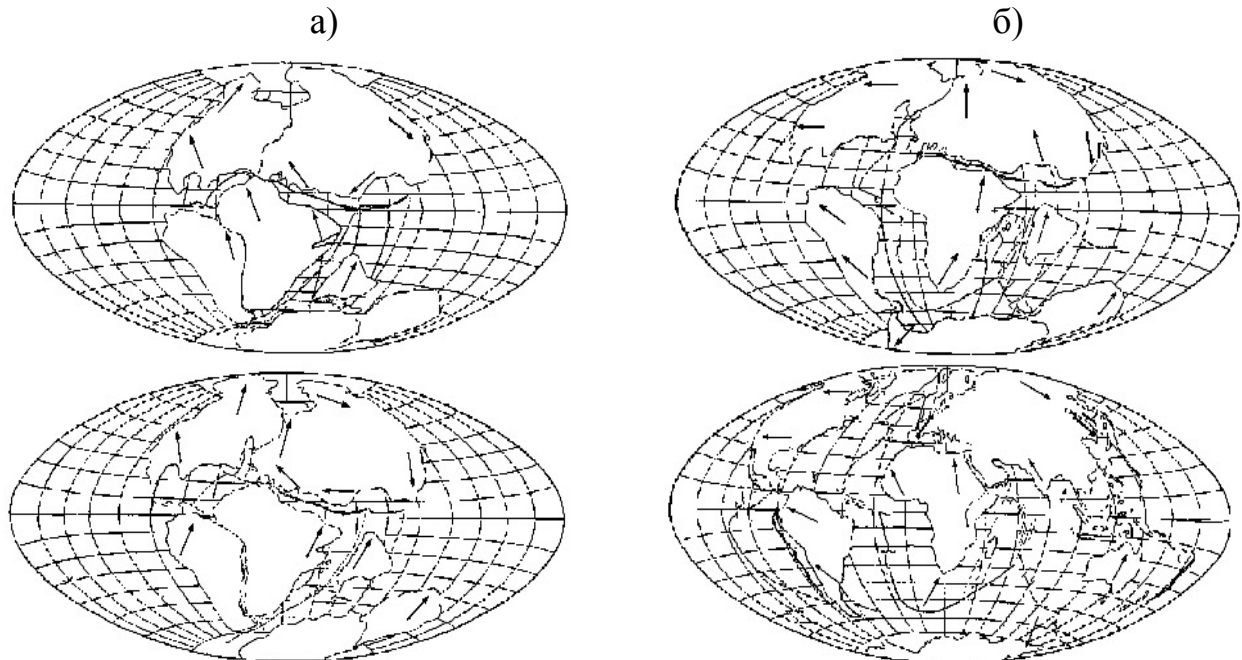
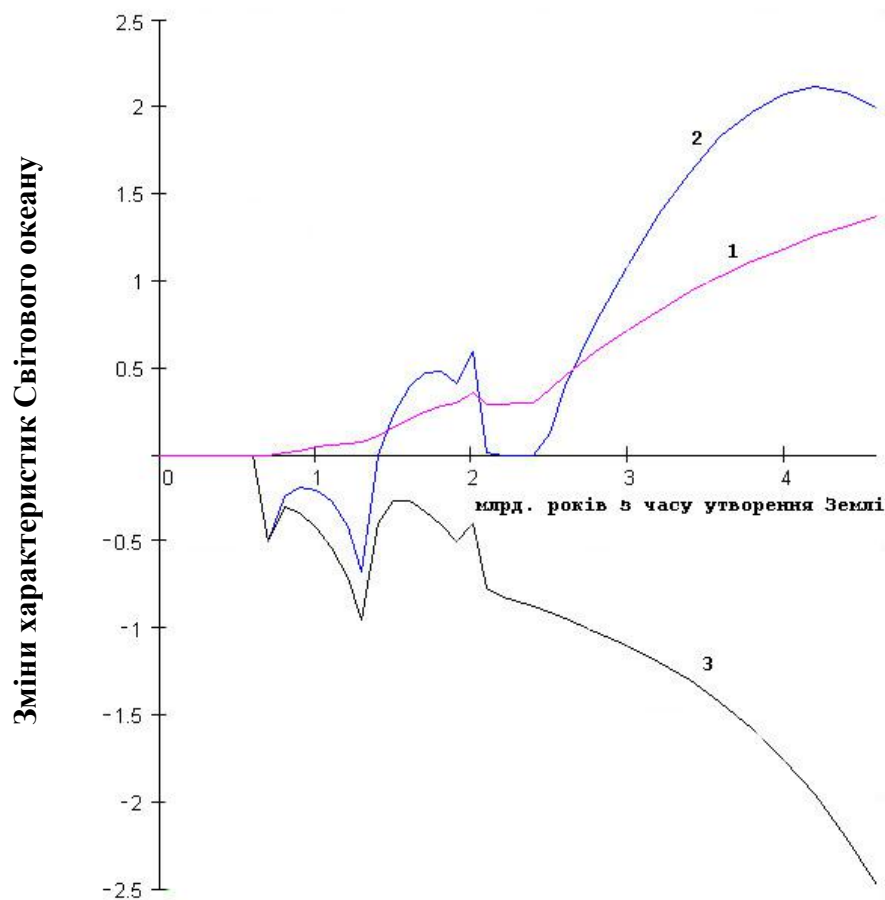


Рисунок 10.26 – Історичні зміни розташування материків (зверху вниз та справа наліво): а) 180 млн. років та 135 млн. років тому; б) 65 млн. років тому та сучасний стан. (Монин, 1977)

### 10.8.2.2 Зміни та коливання внутрішніх кліматоутворювальних факторів

У геологічній історії Землі також відбувалися значні зміни геологічних та геохімічних кліматоутворювальних факторів. По-перше, це процеси зміни місцезнаходження материків („теорія дрейфу материків” – рис. 10.26), які суттєво впливали в першу чергу, на міжширотний обмін теплом за рахунок океанських течій. Крім того, процеси тектогенезу та орогенезу, які супроводжувалися підняттям континентів та регресією океанів (див. рис. 10.27), впливали на загальну циркуляцію атмосфери та океанів, що в свою чергу змінювало характеристики глобальної кліматичної системи.



1 – накопичення води ( $10^{24}$  г); 2 – зміни положення поверхні Світового океану; 3 – глибини океанських западин відносно середнього рівня стояння гребенів серединно-океанських хребтів (км).

Рисунок 10.27 – Еволюція характеристик Світового океану (Сорохтин, Ушаков, 2002)

В історії клімату суттєвим чинником також була *вулканічна активність*, яка змінювала як хімічний склад атмосфери (на початку історії Землі, коли вулканічна активність була значно більшою), що незворотно змінювало клімат Землі, так і впливала на короткоперіодні коливання та мінливість клімату за рахунок змін оптичної прозорості атмосфери, альбедо, перерозподілу складових радіаційного балансу Землі, а також змін озонного шару при катастрофічних викидах в стратосферу аерозолів (в першу чергу вулканічного попелу та  $\text{SO}_2$ ) при виверженнях т.зв. супервулканів.

Існуючі історичні свідчення, як наприклад, похолодання, які відмічались у 1783-1785 рр. після виверження вулкана Лакі (Ісландія), в 1816 році після виверження вулкана Тамбора (Індонезія), в середині 80-х років XIX століття після виверження у 1883 р. вулкана Кракатау (Індонезія), супервулкана Тоба 74 тис. років тому та інших, засвідчують можливість суттєвих короточасних (до 5-7 років) змін клімату за рахунок змін радіаційних властивостей атмосфери під впливом вулканічної діяльності. Є наукові свідчення, що вулканічна активність також має циклічний характер, пов'язаний з астрофізичними факторами та внутрішньою геодинамікою. Як приклад, на рис. 10.28 наведені зміни оптичної товщини атмосфери (див. розд. 5.3.1) за останні 150 років, обумовлені вулканічною діяльністю.

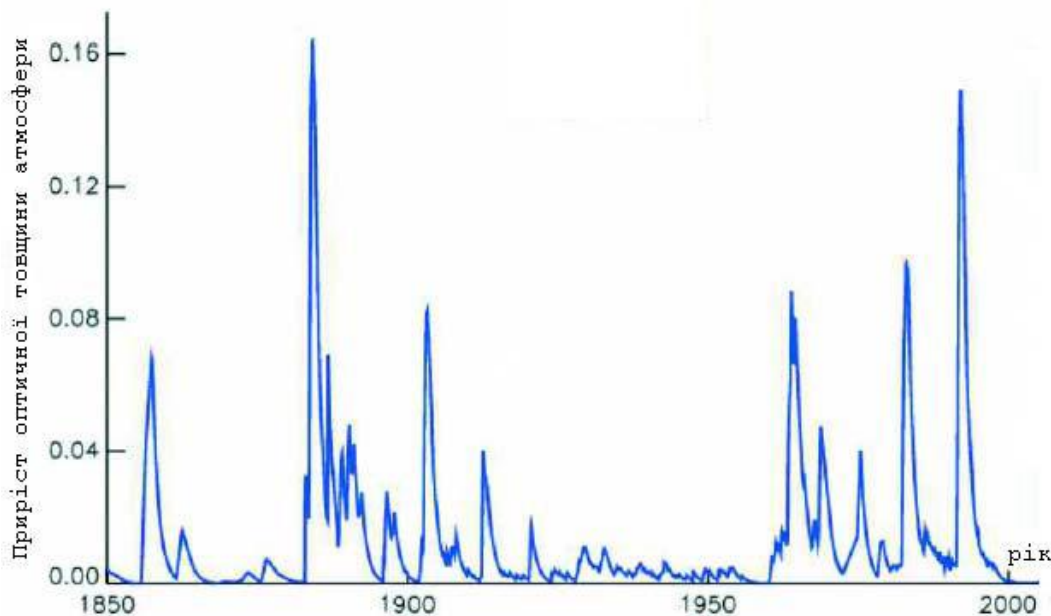


Рисунок 10.28 – Зміни оптичної товщини атмосфери (на хвилі 5  $\mu\text{m}$ ), обумовлені викидами аерозолів у стратосферу за рахунок вулканічної діяльності (Climate Change 2007)

За час існування Землі відбулися суттєві зміни *газового складу атмосфери* – від первинної вуглецево-азотної до азотно-кисневої, які стали наслідком біогеохімічної діяльності живих організмів.

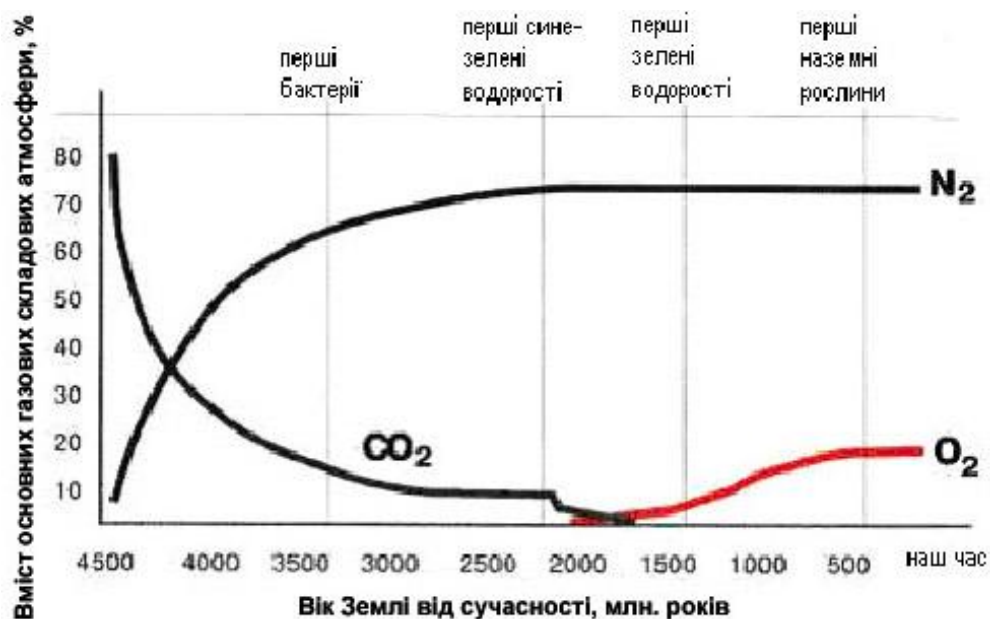


Рисунок 10.29 – Часові зміни вмісту головних газових складових земної атмосфери протягом її існування (Бгатов, 1985)

На рис. 10.29 наведено один з вірогідних сценаріїв динаміки цього процесу. Такі зміни в історичному плані спричинили суттєве зниження середньої температури повітря біля земної поверхні через зменшення впливу *парникового ефекту* (див. розділ 10.8.3). Таким чином за час історії нашої планети біогеохімічна функція біоти була і залишається значним кліматоутворювальним фактором.

### 10.8.2.3. Парниковий ефект та його вплив на зміни клімату

У розділах 1.2.2 та 5.7.1 вже розглядалися фізичні основи парникового ефекту – поглинання інфрачервоного випромінювання земної поверхні оптично активними газами атмосфери (т.зв. „*парникові гази*”), серед яких водяна пара, метан, вуглекислий газ, озон, оксиди азоту, хлорфторвуглеці та фторвуглеці тощо. В таблиці 10.5 наведена розрахована відносна ефективність перехоплення випромінювання різними парниковими газами у порівнянні з вуглекислим газом.

Таблиця 10.5 – Парникова ефективність атмосферних газів у порівнянні з ефективністю вуглекислого газу

Газ	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> O	CFC-11	CFC-12	HCFC-22	CH <sub>3</sub> CCl <sub>3</sub>
Відносна ефективність	1	30	200	22000	25000	7500	1230

Як ми бачимо, парникова ефективність практично всіх оптично активних газів та домішок значно вища за ефективність вуглекислого газу. Але, як відзначалося у розд. 1.1.2, вміст вуглекислого газу в атмосфері найбільший серед всіх парникових газів, крім того, він досить добре перемішаний, тому в цілому відхилення концентрації  $\text{CO}_2$  від середнього значення незначні. Природні зміни його вмісту в атмосфері відбуваються за рахунок газообміну з іншими природними середовищами.

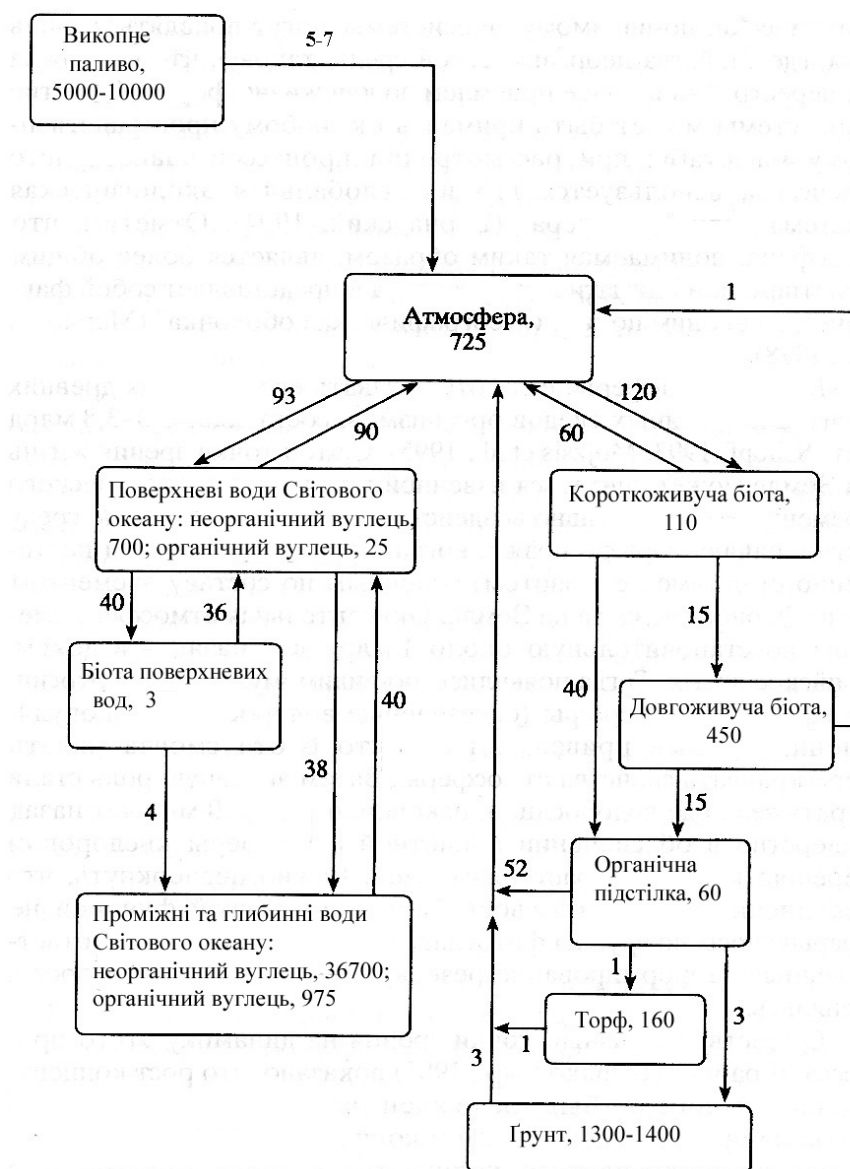


Рисунок 10.30 – Блок-схема глобального циклу вуглецю (Кислов, 2001).  
Вміст вуглецю наведений у  $10^{12}$  кг, потоки між резервуарами – в  $10^{12}$  кг/рік.

В той же час водяна пара, озон та й інші парникові гази, на відміну від вуглекислого газу, дуже мінливі як у просторі, так і в часі в залежності від географічного району. За існуючими розрахунками за останні 20 років внесок  $\text{CO}_2$  в сумарні глобальні викиди парникових газів становить близько 50%,  $\text{CH}_4$  – 18%,  $\text{N}_2\text{O}$  – 6%, хлорфторвуглеців – 14%.

Як вже відзначалося, активну роль у динаміці вуглецю на Землі відіграють процеси у біосфері, які разом з процесами перетворення неорганічного вуглецю об'єднані у *глобальний біогеохімічний цикл вуглецю*. У цьому сенсі еволюції біосфери та кліматичної системи відбувалися взаємообумовлено, взаємопов'язано. Планетарний вуглецевий цикл є складною системою (див. рис. 10.30), його функціонування на різних масштабах часу визначається різними природними процесами, яким відповідають різні швидкості кругообігу  $\text{CO}_2$ .

На перших етапах розвитку Землі вуглекислий газ, як і азот та водяна пара, надходили в атмосферу з глибинних шарів планети у ході дегазації верхньої мантиї та земної кори. Ці гази входять до складу газів, які викидаються при виверженнях вулканів, виділяються з гарячих джерел та глибоких тріщин.

Інтенсивність цього природного механізму була нерівномірною за час існування Землі та пов'язаною з вулканічною активністю. За рахунок газообміну між атмосферою та біотою суші, атмосферою та Світовим океаном формувалися рівноважні розподіли вуглецю у біосфері – див. рис. 10.30.

Таким чином, саме *глобальний біогеохімічний цикл вуглецю* є механізмом, який об'єднує в єдину систему частини біосфери: біоту, атмосферу, літосферу та Світовий океан, так само він об'єднує й компоненти глобальної кліматичної системи. Тому в сучасних кліматичних моделях цей цикл є однією з головних складових поряд з моделями атмосфери або Світового океану.

Саме з цих позицій глобальний клімат можна розглядати як одну з характеристик стану біосфери планети Земля.

З кінця XVIII століття все помітнішу роль починає відігравати ще одне джерело оксидів вуглецю – їх вивільнення в атмосферу за рахунок людської діяльності (див. рис. 10.31). І саме в цей час фіксується регулярне зростання концентрації  $\text{CO}_2$  в атмосфері (див. рис. 1.3 та 1.4) – з  $278\div 282$  млн<sup>-1</sup> у доіндустріальну епоху до  $379$  млн<sup>-1</sup> у 2005р.

Найбільш важливою та актуальною є відповідь на питання, чи обумовлений цей приріст антропогенними викидами, чи природними змінами швидкості газообміну між резервуарами вуглецю. Дійсно, викиди оксидів вуглецю за рахунок спалювання органічного палива (див. рис. 10.30) складають близько 1% загального вмісту вуглецю в атмосфері або до 10% вуглецю, який поглинається рослинами за рік. Тому деякі вчені вважають, що зростання вмісту  $\text{CO}_2$  пов'язано в першу чергу з природними коливаннями

газообміну між атмосферою, океаном та біотою. Як докази такої думки вони наводять факти збільшення вмісту вуглецю вже після потепління, які відмічалися в історії клімату.

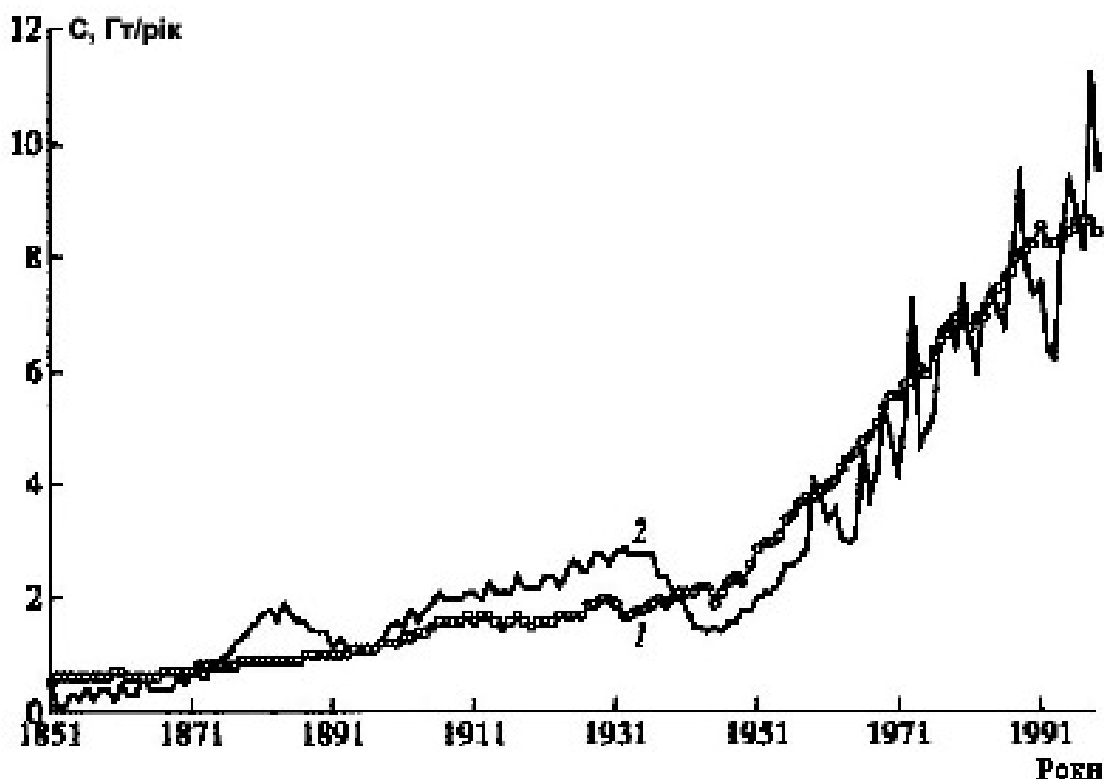


Рисунок 10.31 – Сумарні щорічні викиди вуглецю за рахунок антропогенної діяльності за даними різних (1, 2) розрахунків (Семенов, 2004)

В той же час, доказом факту антропогенного походження приросту  $\text{CO}_2$  є тенденція змін вмісту ізотопів атмосферного вуглецю за останні 100 років: зменшення ізотопу  $^{14}\text{C}$  (якого немає в органічному паливі) та збільшення вмісту ізотопу  $^{13}\text{C}$  при його природному процесі зменшення (т.зв. „ефект Зюсса”).

Згідно з останньою (2007р.) оцінкою МГЕЗК викиди вуглецю в атмосферу зросли в середньому за рік з 8,0 Гт у 90-ті роки ХХ ст. до 9,2 Гт у 2000-2005 рр., хоча в цих оцінках існує досить велика невизначеність (рис. 10.31).

З 1990 року Міжурядова група експертів з питань змін клімату (МГЕЗК), яка була створена у 1988 році Всесвітньою Метеорологічною Організацією (ВМО) та Програмою ООН з навколишнього середовища (ЮНЕП), оприлюднює розрахунки можливих сценаріїв антропогенних викидів вуглекислого газу в атмосферу – „сценарії викидів” 1992р та 2000р.

Ці сценарії поділяються на чотири „сюжетні лінії” – A1, A2, B1 та B2, які моделюють декілька сценаріїв поведінки людства у майбутні 100 років.

Сюжетна лінія або сценарна сім'я **A1** містить опис майбутнього світу, що характеризується дуже швидким економічним зростанням, глобальним населенням, показники якого досягають пікових значень у середині століття з подальшим зменшенням, а також швидким впровадженням нових і ефективніших технологій. Основоположними темами є поступове зближення різних регіонів, зміцнення потенціалу і активізація культурних і соціальних взаємозв'язків при значному зменшенні регіональних відмінностей в доході на душу населення.

Сценарна сім'я A1 поділяється на три групи, які дають опис альтернативних варіантів майбутньої технологічної зміни в енергетичній системі. Ці групи сім'ї A1 відрізняються своїм центральним технологічним елементом, так група *A1F1* характеризується значною часткою викопних видів палива в майбутній енергетичній системі, група *A1T* – перевагою невикопних джерел енергії, а група *A1B* – рівновагою між всіма джерелами (де рівновага визначається як не дуже велика залежність від одного конкретного джерела енергії, виходячи з того, що аналогічні темпи підвищення ефективності застосовуються відносно всіх технологій енергопостачання і кінцевого користування).

У сюжетній лінії **A2** („*бізнес як завжди*”) дається опис дуже неоднорідного світу, яким він є у сьогоденні. Основоположною темою є самозабезпечення і збереження місцевої самобутності. Показники народжуваності в різних регіонах дуже поволі зближуються, результатом чого є постійне зростання загальної чисельності населення.

Економічний розвиток має головним чином регіональну спрямованість, а економічне зростання в розрахунку на душу населення і технологічні зміни є більш фрагментарними і повільними в порівнянні з іншими сюжетними лініями. У цих обставинах прогнозується суттєве зростання антропогенних викидів вуглецю у 2100 році – до 29 Гт/рік.

Сюжетна лінія **B1** („*найбільш оптимістичний*”) містить опис рухомого в одному напрямі світу з тим же самим глобальним населенням, яке досягає максимальної чисельності у середині століття, а потім зменшується, як і в сюжетній лінії A1, проте, при швидких змінах в економічних структурах у напрямі сервісної і інформаційної економіки із зменшенням матеріальної інтенсивності і впровадженням чистих і ресурсозберігаючих технологій, обумовлених світовою кліматичною політикою.

Головна увага приділяється *глобальним* вирішенням питань економічної, соціальної і екологічної сталості, включаючи справедливість, але без додаткових ініціатив, пов'язаних з кліматом. При цьому темпи зростання антропогенних викидів значно зменшуються – до 2040 року прогнозується



повільне зростання викидів до 12 Гт/рік, а потім відбуватиметься їх поступове зменшення до 5 Гт/рік у 2100 році.

Сюжетна лінія **B2** містить опис світу, в якому головна увага приділяється *локальним* вирішенням проблеми економічної, соціальної і екологічної сталості. Це майбутній світ з глобальним населенням, що постійно збільшується при темпах нижче ніж A2, з проміжними рівнями економічного розвитку і менш швидкими і різноманітнішими технологічними змінами в порівнянні з сюжетними лініями A1 і B1. Хоча цей сценарій також орієнтований на охорону навколишнього середовища і соціальну справедливість, головна увага в ньому надається місцевим і регіональним рівням.

На рис. 10.32 наведені розрахунки можливих змін концентрації вуглекислого газу за двома ілюстративними сценаріями: **A2** – „бізнес як завжди” та **B1** – „найбільш оптимістичний”.

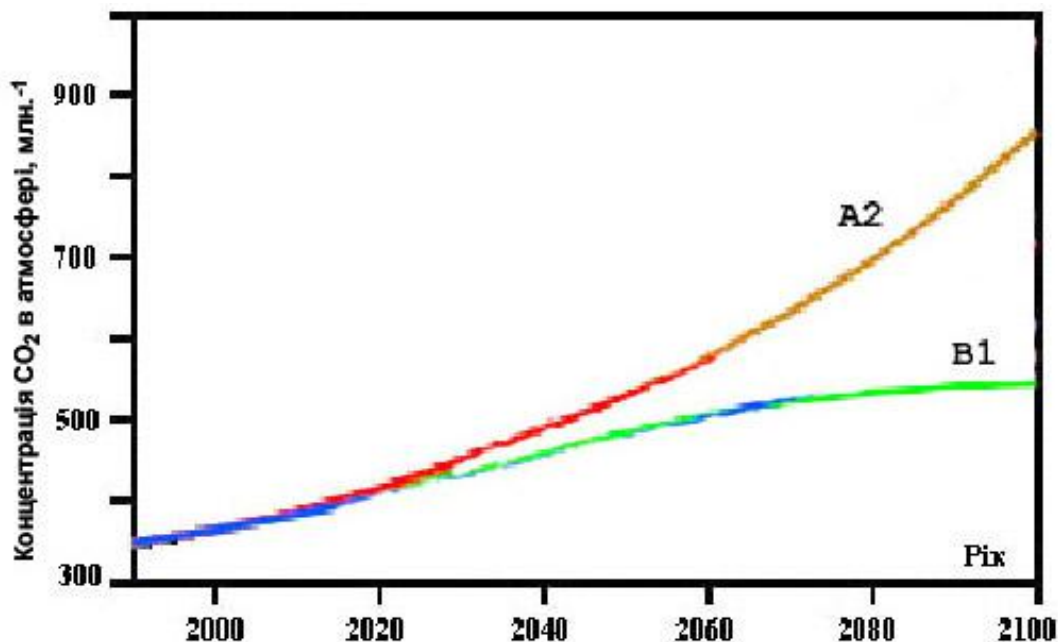


Рисунок 10.32 – Зміни вмісту вуглекислого газу в атмосфері за сценаріями викидів A2 та B1 (Climate Change 2007)

Наступним парниковим газом, який суттєво впливає на процеси поглинання інфрачервоного випромінювання земної поверхні, є *метан*. Увага до цієї складової атмосфери пояснюється сильним парниковим ефектом метану, є розрахунки, що при подвоєнні вмісту CH<sub>4</sub> в атмосфері глобальна температура повітря може збільшитися на 0,2-0,4<sup>0</sup> С (див. також табл. 10.5). В атмосфері його концентрація в індустріальну епоху постійно збільшується – у 2005 році досягла в середньому 1,78 млн<sup>-1</sup>.

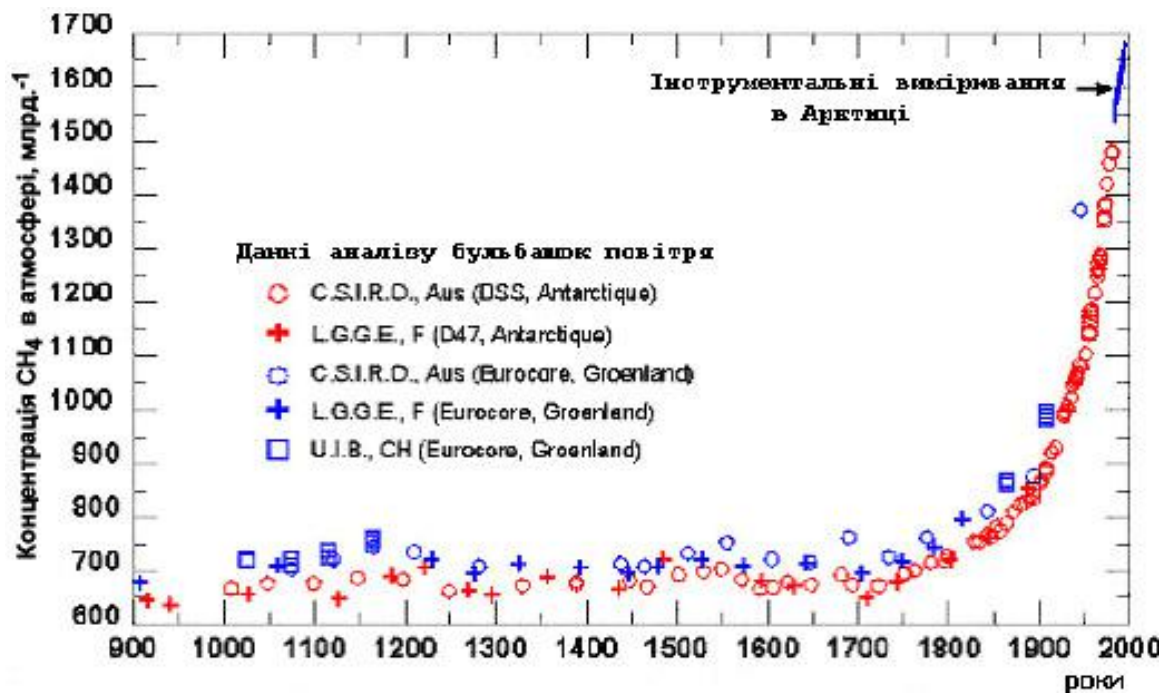


Рисунок 10.33 – Зміни концентрації метану в атмосфері з 900 по 2000 рік нашої ери за даними аналізу бульбашок повітря, які залишилися у льоду Антарктиди та Гренландії, а також інструментальних вимірювань на арктичних полярних станціях (Рис. з сайту [www-lgge.ujf-grenoble.fr](http://www-lgge.ujf-grenoble.fr))

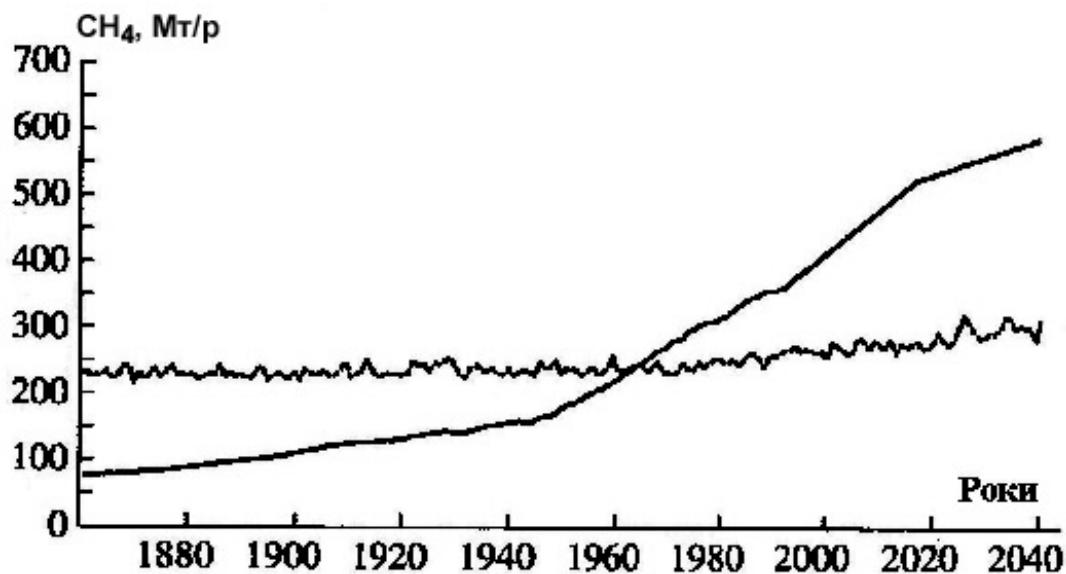


Рисунок 10.34 – Викиди метану за рахунок антропогенної діяльності (суцільна лінія) та із водно-болотних екосистем (штрихова лінія) (Володін, 2008).

Але метан відрізняється від вуглекислого газу значно більшою невідомістю наявних кількісних даних, а також ступенем розуміння причин його динаміки в атмосфері. Як видно з рис. 10.33 та 10.34 за останні 250 років відбулося значне (синхронне, але значно більше ніж  $\text{CO}_2$ ) зростання вмісту метану в атмосфері.

В останні 2-3 десятиліття темпи зростання вмісту метану в атмосфері складають 0,8-1,2% на рік.

Серед природних джерел метану загальною потужністю близько 200-260 млн. тон на рік виділяють водно-болотні екосистеми (майже 80% всіх природних викидів), геологічну активність, відходи життєдіяльності комах та диких тварин, викиди з океанів та лісні пожежі. Антропогенна діяльність, серед якої найбільшими джерелами метану є відходи життєдіяльності домашньої рогатої худоби, рисові поля, звалища, видобування вугілля, газова та нафтова промисловість, оцінюється за останніми розрахунками в 350-430 млн. тон на рік (див. рис. 10.34). Тобто життєдіяльність людства вже стала основним (приблизно 60-70%) джерелом поповнення метану в атмосфері, але до цього часу не прийняті будь-які міжнародні обмеження на антропогенні викиди метану в атмосферу.

Характерний час перебування метану в атмосфері складає від 5 до 12 років за різними оцінками.

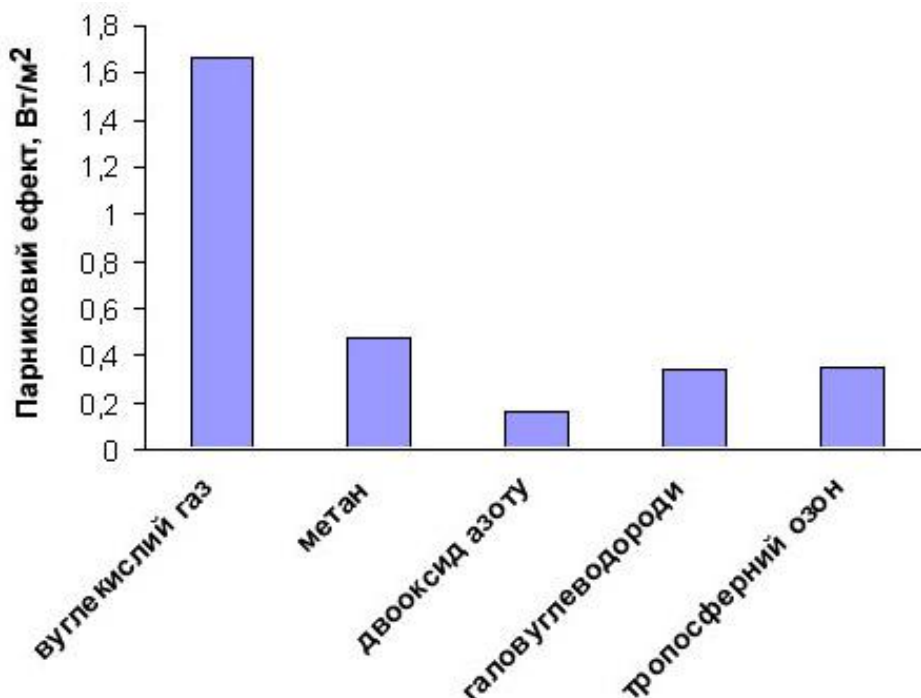


Рисунок 10.35 – Вклад різних парникових газів у зміни загального парникового ефекту в індустріальну епоху (Climate Change 2007)

На відміну від вуглекислого газу метан не повертається з атмосфери у те середовище, в якому він утворився. Хімічні перетворення метану в атмосфері досліджені недостатньо детально, але відомо, що його окислення відбувається у фотохімічних реакціях з участю гідроксильних радикалів. Метан в атмосфері ступенево окислюється спочатку до СО, а потім до СО<sub>2</sub>.

У сучасну епоху також відбуваються зміни вмісту в атмосфері й інших парникових газів – двооксиду азоту (з 270 млрд.<sup>-1</sup> у доіндустріальну епоху до 315 млрд.<sup>-1</sup> у 2005 році), причому вже близько третини всіх викидів NO<sub>2</sub> носять антропогенний характер. Основне джерело цих викидів – сільське господарство.

На рис. 10.35 наведені середні розрахунки за даними 4-ї оцінки МГЕЗК (2007р.) впливу змін вмісту парникових газів за індустріальну епоху у загальний парниковий ефект. Вельми вірогідно, що такий вплив є безпрецедентним за останні 10 тис. років.

#### 10.8.2.4 Зміни та коливання клімату в історії Землі

Реконструкції клімату в глибині історії Землі виявляють тільки найяскравіші і крупніші об'єкти. Це епохи заledenіння - “зими нашої планети”, які тривали десятки і сотні мільйонів років, і ще триваліші теплі епохи.

В *археє* (3,8 – 2,5 млрд. років тому) глобальний клімат не був холодним, незважаючи на знижену на 30% у порівнянні з сучасною світністю Сонця. Згідно з сучасними уявленнями це було наслідком впливу парникового ефекту за рахунок значно більшого вмісту парникових газів (СО<sub>2</sub> та СН<sub>4</sub>) у стародавній атмосфері Землі (див. рис. 10.29).

У геологічних відкладах більш пізніх епох до початку *палеозою* (600 млн. років тому) знаходять прояви зледеніння та холодного клімату, що пояснюється поступовим зменшенням вмісту парникових газів, і в першу чергу вуглекислого газу, на фоні зниженої сонячної світності. В період 2,5-1,95 млрд. років тому відмічена *Гуронська епоха заledenіння*. Приблизно через мільярд років почалася нова *Гнейсеська епоха заledenіння* (950-900 млн. років), а ще через 100-150 років - *Стерська льодовикова епоха*. Завершує докембрій *Варангська епоха заledenіння* (680-570 млн. років).

Кліматичні зміни у наступні періоди наведені на рис. 10.36. Перша крива побудована відомим радянським вченим М.І. Будико на основі кліматичної енергобалансової моделі (температурна крива 1), в якій враховувалися зміни сонячної сталої та концентрації СО<sub>2</sub>, а також варіації планетарного альбедо, які виникали за рахунок перерозподілу суші та океану. Крива палеотемператур 2 побудована на базі палеокліматичних індикаторів.

*Фанерозой* починається з теплого кембрійського періоду, але через 110 млн. років від його початку відмічаються два періоди суттєвих похоло-

лодань – Ордовікське заledenіння (460-410 млн. років) та Гондванське заledenіння (340-240 млн. років).

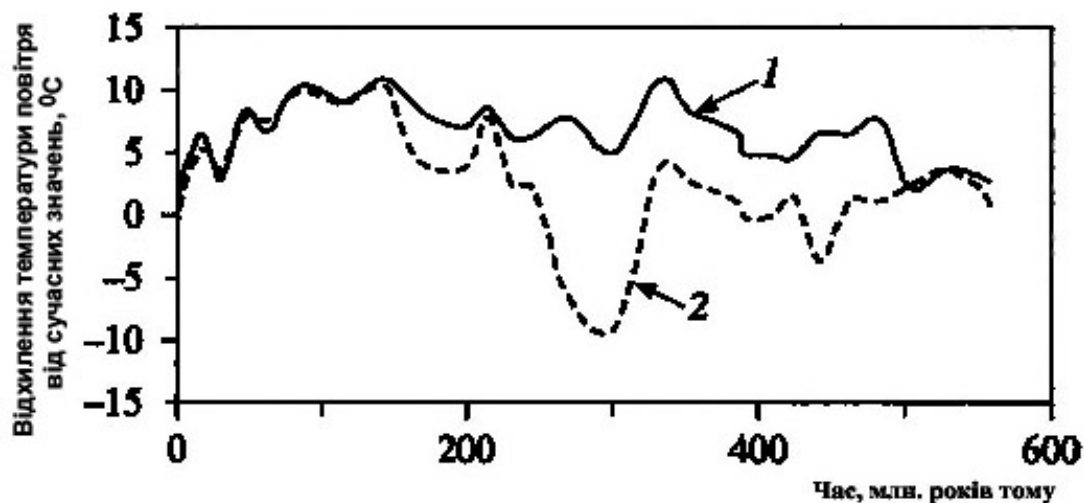


Рис. 10.36 – Відхилення температури повітря поблизу поверхні землі від сучасних значень (Кислов, 2001). Пояснення у тексті.

Причини цих зледенінь є дискусійними, але найбільш вірогідною є інша, ніж сучасна конфігурація материків та океанів, яка обмежувала приплив теплих вод з низьких у високі широти на фоні меншої (приблизно на 5-10%) світності Сонця. Епоха великих зледенінь закінчилася приблизно 230 млн. років тому.

У мезозої (235 – 70 млн. років тому) температури повітря були суттєво вищими ніж сучасні (майже на  $10^0$  C). Однією з важливих причин цього явища було те, що вміст вуглекислого газу був значно вище, а світність Сонця була практично на сучасному рівні. Додатковим фактором стало те, що нова конфігурація материків забезпечувала вільний міжширотний обмін теплом за рахунок океанських течій.

Епоха кайнозою, яка почалася приблизно 67 млн. років тому, характеризується поступовим зниженням температури повітря біля земної поверхні. Але цей процес не був монотонний, на думку багатьох дослідників, на нього суттєвий вплив справляли процеси альпійського тектогенезу та орогенезу, які супроводжувалися підняттям континентів та регресією океанів. Прогресуюче похолодання кайнозойської ери привело до того, що у відповідний момент часу (приблизно 30 млн. років тому) температури у високих широтах знизилися нижче деякого температурного рубежу (т.зв. „четвертинний льодовий поріг”). Це спричинило виникнення кріосфери, яка зразу активізувала наступне похолодання за рахунок розвитку позитивних зворотних зв’язків в кліматичній системі. При появі кріосфери кліматична си-

стема перейшла до режиму швидких кліматичних флуктуацій з великими амплітудами.

Принциповим поясненням таких змін є те, що крижані щити, які з'явилися, стали другим (після Світового океану) інерційним компонентом кліматичної системи і саме взаємодія цих двох компонентів з атмосферою вірогідно породжує режим автоколивань.

В *пліоцені* (5,3-1,8 млн. років тому) виявлені коливання з періодом 2-2,5 млн. років, які в свою чергу включають коливання меншого періоду. Так початок пліоцену пов'язаний з потеплінням, яке привело до підвищення рівня океану, та формуванням Середземного моря. Приблизно 2,7 млн. років тому почалася епоха похолодання.

Кліматичні коливання в останню геологічну епоху – *четвертинний період кайнозою* (менше 1,8 млн. років тому) – вивчені найбільш детально.

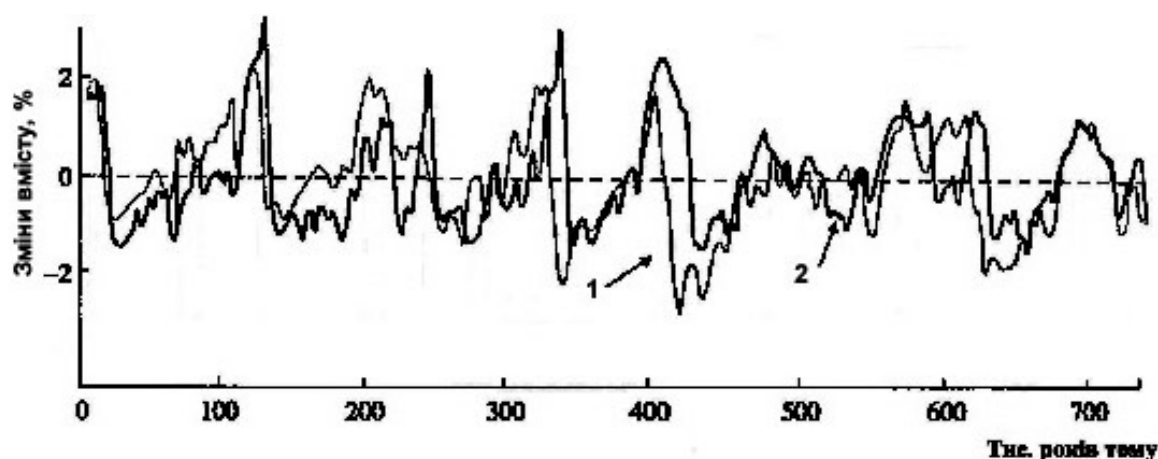


Рисунок 10.37 – Відносні зміни вмісту важкого ізотопу кисню  $\delta^{18}\text{O}$ .  
(1 - станція „GeoB1413”) та дейтерію  $\delta\text{D}$  (2 - станція „Ку-пол С”) за останні 750 тис. років (Вакуленко, 2007).

На рис. 10.37 наведена кліматична шкала другої половини *плейстоцену*, включаючи останні 10 тис. років (*голоцен*), яка базується на часових варіаціях важкого ізотопу кисню  $\delta^{18}\text{O}$  у донних відкладах раковин планктонних форамініфер, отриманих при бурінні дна Тихого та Атлантичного океанів, та дейтерію  $\delta\text{D}$  в кернах буріння крижаного куполу на антарктичній станції „Dome Concordia”, вміст яких збільшується при підвищенні приземної температури повітря і навпаки.

Як ми бачимо, цей період складався із серії потужних льодовиково-міжльодовикових коливань із періодом близько 100 тис. років, включаючи міжльодовикове потепління у голоцені, яке продовжується.

### 10.8.3 Зміни клімату у голоцені та у сучасну епоху

Останні 10 тис. років можна характеризувати як міжльодовикове потепління. Цей проміжок часу називають *історичним періодом*, інформація про клімат якого більш повна, особливо в останні 2-3 тис. років, де існують хроніки видатних явищ погоди (посухи, повені, скресання і замерзання річок, морів і ін.). А в останні 2-3 століття є в наявності навіть інструментальні спостереження за невеликим переліком характеристик кліматичної системи.

Незважаючи на загальну тенденцію до потепління, у цей період виявлені кліматичні флуктуації з різною амплітудою (рис. 10.38). Так в післяльодовиковий “кліматичний оптимум” (8÷5,5 тис. років тому) в середньому за рік в Європі було тепліше, ніж зараз приблизно на 2-3 °С, причому в основному в літній період, а крижаний покрив Північного Льодовитого океану скоротився за площею майже вдвічі в порівнянні з сучасним, відповідно рівень Світового океану був вищий за сучасний на 1-3 м у різних регіонах.



Рисунок 10.38 – Реконструйовані температури повітря над Гренландією за даними буріння льодовиків.

Приблизно 5,5 тис. років тому “кліматичний оптимум” змінився похолоданням “залізного віку” з кульмінацією близько 4 тис. років, яке позначилося зменшенням рівня океану до відмітки -22м. Вслід за ним почалося нове потеплення, яке продовжувалося і в першому тисячолітті нашої ери, відоме як “малий кліматичний оптимум”, та супроводжувалося підняттям рівня Світового океану з початку нашої ери (див. рис. 10.39).

У першій чверті нашого тисячоліття починається нове похолодання („малий льодовиковий період”), що тривало до середини XIX ст.

Вже в XVI ст. морський лід відрізав Гренландію від Ісландії і призвів до загибелі поселень норманів. Останні відомості про нормандських поселенців в Гренландії відносяться до 1500 р.

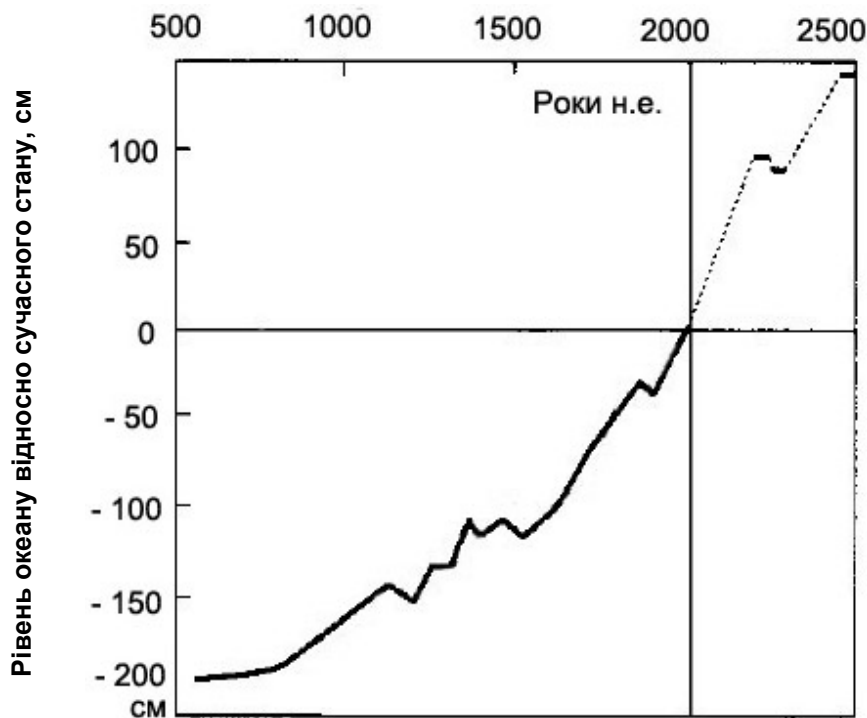


Рисунок 10.39 – *Зміни рівня Атлантичного океану за останні 1500 років та можливі зміни на наступні 500 років* (Павлідис, 2003)

Дуже суворими в XVI-XVII сторіччях стали умови в Ісландії. Достатньо сказати, що з початку похолодання до 1800р. населення країни через голод скоротилося вдвічі. На рівнинах Європи, в Скандинавії частими стали суворі зими, раніше не замерзаючі водоймища стали замерзати, почастішали неврожаї, падіння худоби, окремі айсберги досягали побережжя Франції, розрослися гірські льодовики в Альпах і на Кавказі.

Максимальне розростання гірських льодовиків у Північній півкулі почалося на рубежі XVI і XVII ст. і продовжувалося принаймні до 1616 р. Наприклад, в долині Шамоні біля підніжжя Монблану деякі селища були залишені жителями, а три з них були стерті з лиця землі льодовиком, що насувався. До своєї загибелі вони існували близько 300 років. У Австрійських Альпах шахти, в яких ще в середині XV ст. видобували золото, виявилися похованими під шаром льоду до 20 м.

Наступні максимуми розростання гірських льодовиків у Північній півкулі реєструвалися у 1720, 1820 і 1850 рр. Щонайдовші наявні ряди інструментальних спостережень за температурою, наприклад, для Центральної Англії показують, що максимальні зниження середньої річної температури в малому льодовиковому періоді звичайно не перевищували 1-2<sup>0</sup> С. Такі ж результати одержані й за іншими характеристиками.



Малий льодовиковий період був явищем глобальним, що особливо чітко виявився в північній півкулі від Північної Америки до Японії. Разом з тим, це похолодання не було винятковим, а було одним з декількох похолодань подібного роду після “кліматичного оптимуму”. І акцент на ньому швидше пов'язаний з тим, що воно досліджено більш детально в порівнянні з ранніми похолоданнями подібного ж роду.

Потеплення, що настало за малим льодовиковим періодом, почалося наприкінці XIX ст. (див. рис. 10.40a), але увагу кліматологів як явище крупного масштабу воно привернуло лише в 20-30х роках XX століття, коли було виявлено значне підвищення температури води в Баренцовому морі. Ще раніше, наприкінці XIX ст., гляціологами був відмічений значний відступ льодовиків в Альпах, на Кавказі, в Скелястих горах.

У 30-х роках температура повітря в помірних і особливо у високих північних широтах була значно вище, ніж наприкінці XIX ст. Так, зимові температури в західній Гренландії підвищилися на  $5^{\circ}\text{C}$ , а на Шпіцбергені – навіть на  $7-8^{\circ}\text{C}$ .

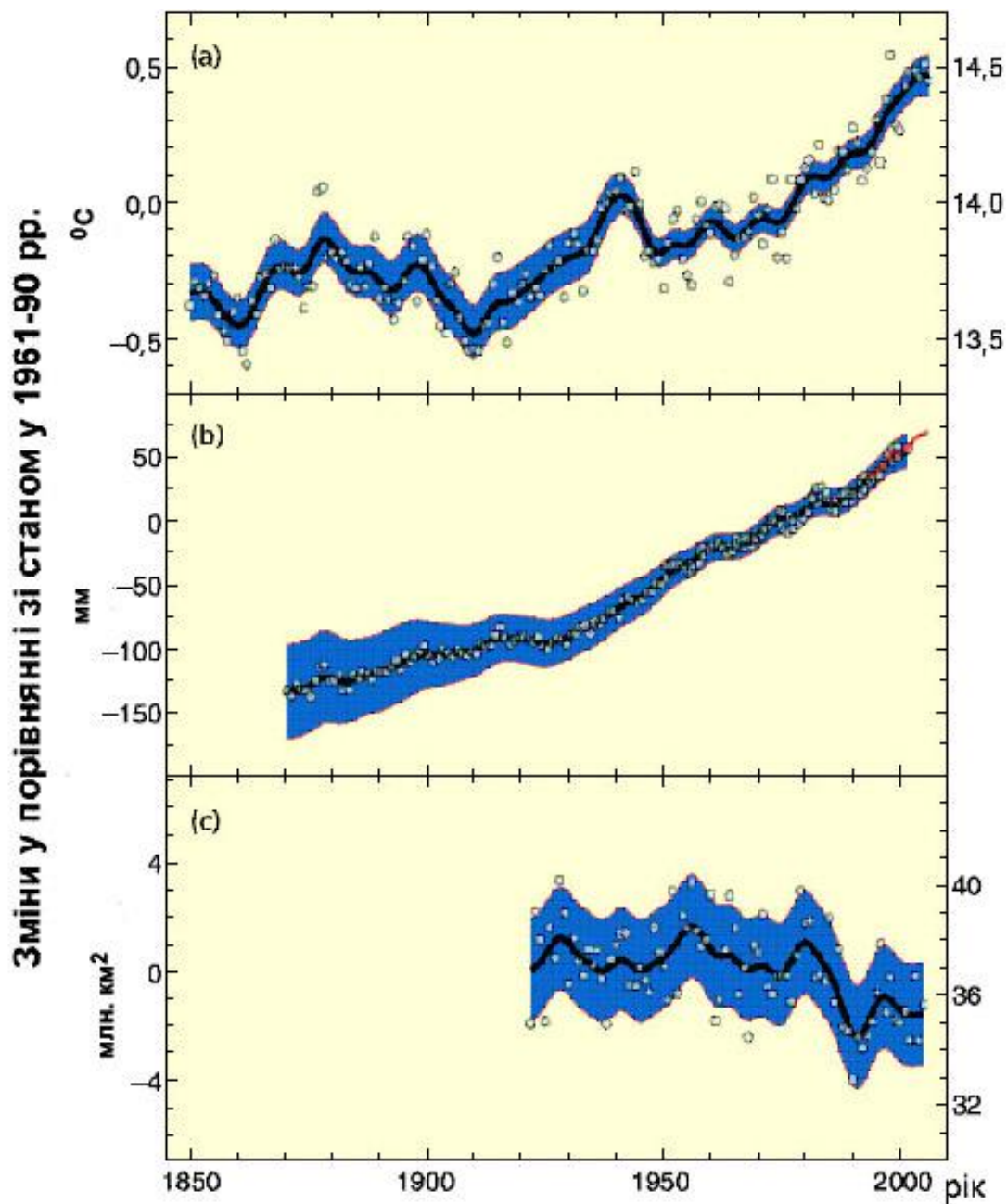
Найбільше глобальне підвищення середньої температури біля поверхні Землі під час кульмінації потеплення складало всього  $0,4^{\circ}\text{C}$ , але навіть з такою невеликою зміною - у декілька разів меншою, ніж під час малого льодовикового періоду – була пов'язана помітна зміна кліматичної системи.

На потепління бурхливо реагували гірські льодовики, які повсюдно відступали, причому величина відступу обчислювалася сотнями метрів. На Кавказі, наприклад, загальна площа зледеніння скоротилася за цей час на 10%, а товщина криги в льодовиках зменшилася на 50-100м. Існуючі в Арктиці складені кригою острови зникли. Тільки в Радянському Секторі Арктики з 1924 по 1945 рр. площа криги в період навігації скоротилася майже на 1 млн.  $\text{км}^2$ , тобто наполовину. Це дозволило звичайним суднам запливати у високі широти і здійснювати наскрізні плавання Північним морським шляхом протягом однієї навігації. Зменшилася кількість криги і в Гренландському морі, не дивлячись на те, що винесення криги з Арктичного басейну посилювалося. Тривалість льодової блокади берегів Ісландії скоротилася з 20 тижнів в кінці XIX століття до двох тижнів в 1920-1939 рр.

Повсюди відбувався відступ меж багаторічної мерзлоти на північ до сотень кілометрів. Збільшилася глибина протаювання мерзлих ґрунтів, а температура мерзлої товщі підвищилася на  $1,5-2,0^{\circ}\text{C}$ . Посилилася посушливість в районах недостатнього зволоження.

Потепління було настільки інтенсивним і тривалим, що спричинило зміну меж екологічних ареалів. У Гренландії став гніздуватися сизоголовий дрізд, в Ісландії з'явилися ластівки і шпаки. Потепління океанічних вод, особливо помітне на півночі, привело до зміни місць нересту і відгодівлі промислових риб. Біля берегів Гренландії в промислових кількостях

з'явилася тріска і оселедець, а в затоці Петра Великого – тихоокеанська сардина. Близько 1930 р. у водах Охотського моря з'явилася скумбрія, а в 20-х роках – сайра.



а) середня приземна температура повітря; б) середній рівень моря;  
с) площа крижаного покриву.

Рисунок 10.40 – Зміни стану компонентів кліматичної системи Північної півкулі в індустріальну епоху відносно середніх значень за 1961-1990 рр. (Climate Change 2007)

Потепління торкнулося і Південної півкулі, але значно меншою мірою. Найчіткіше воно виявилось в зимовий період у високих широтах Північної півкулі.

Після 40-х років з'явилися ознаки початку похолодання. Через деякий час стала помітною реакція льодовиків, які в багатьох частинах Землі стали збільшуватися або уповільнили відступ. Дослідження 73 невеликих, а отже, швидко реагуючих на зміни клімату льодовиків в горах США в 1953-55 рр. показало, що 50 з них були у стадії розростання, 14 – збільшили свою потужність, а 7 – знаходилися в стаціонарному стані.

Після 1945р. відбулося деяке збільшення площі розповсюдження арктичної криги. Вона стала частіше з'являтися біля берегів Ісландії, між Норвегією і Ісландією. З початку 40-х і до кінця 60-х років площа криги в Арктичному басейні зросла на 10%.

Тенденції зниження температури між 1940 і 1965 рр., так само як і попереднього потеплення, яскраво виявляються в даних за січень (крім низьких широт) і майже відсутні в липні. Причому довготривале потеплення, а потім похолодання більше виявилось над континентами – Євразією і Північною Америкою, ніж над Атлантикою і Тихим океаном.

З кінця 60-х років минулого століття почалося сучасне потепління, яке проявилось у підвищенні середньої глобальної приземної температури повітря на 0,6-0,7 °C, а з урахуванням потепління першої половини ХХ століття загальне підвищення температури з кінця малого льодовикового періоду складає 0,7-0,9 °C (див. рис. 10.40а). Ще більші значення потепління відзначаються у високих широтах (Аляска, Сибір, Антарктида) – до 1,5 °C.

Середня швидкість потепління, розрахована для останніх 50 років (приблизно 0,13 °C за 10 років), у 2,5 разу більше за таку ж величину, розраховану для останніх 100 років. Два останніх десятиліття стали найтеплішими з 1860-х років, причому найбільш теплими були 1998, 2004, 2005 та 2007 роки.

Ці глобальні зміни в атмосфері суттєво вплинули на стан інших компонентів глобальної кліматичної системи – рівень Світового океану підвищився за останні 30 років приблизно на 5 см, а за останні 150 років – на 20 см (див. рис. 10.40b). За період з 1961 по 2003 рік рівень океану підвищувався зі швидкістю 1,3 мм/рік, а за останні десять років швидкість цього процесу збільшилась до 3,1 мм/рік. Зростання температури поверхні океану призвело до розширення зони виникнення тропічних циклонів.

Середня за рік площа крижаного покриву у Північній півкулі зменшилась з 1978 року на 7% (див. рис. 10.40c) зі швидкістю майже 2,7% за десятиріччя. У Гренландії останніми роками різко пришвидшився рух льодовиків, що спускаються до моря. Арктичні льоди відступають влітку значно далі на північ, ніж раніше. На Антарктичному півострові, який витягнувся у бік Південної Америки, також йде швидке руйнування льодовиків. Упе-

рше за час спостережень у 2007 році відкрився для судноплавства Північно-західний прохід.

З 1970-х років збільшилася у глобальному вимірі площа посушливих земель та пустель.

Британські вчені повідомляють про зміщення на північ ареалів деяких видів птахів. Канадці відзначають, що північні річки залишаються замерзлими в середньому на два тижні менше ніж півстоліття тому. Спостерігаються зсування в ареалах та зміни у чисельності водоростей, риби та планктону Світового океану. За деякими даними почав уповільнювати свою течію Гольфстрім.

Згідно з останньою аналітичною доповіддю, яка була представлена у червні 2008 року на засіданні Економічної та Соціальної Ради ООН, природні катастрофи стали частіше в 4 рази ніж 30 років тому, а економічні збитки від них зросли більше ніж у 7 разів. За останні 48 років було зареєстровано більше 7 тис. стихійних лих, в результаті яких загинуло принаймні 2,5 млн. чоловік, переважно в країнах, що розвиваються. Число жертв стихійних лих в цих країнах в 20-30 разів перевищує число загиблих в розвинених країнах.

Наприклад, в Україні за останні 20 років кількість стихійних метеорологічних явищ має сталу тенденцію до збільшення (рис. 10.41) – від 55 у 1986 році до 174 випадків у 1999 році.

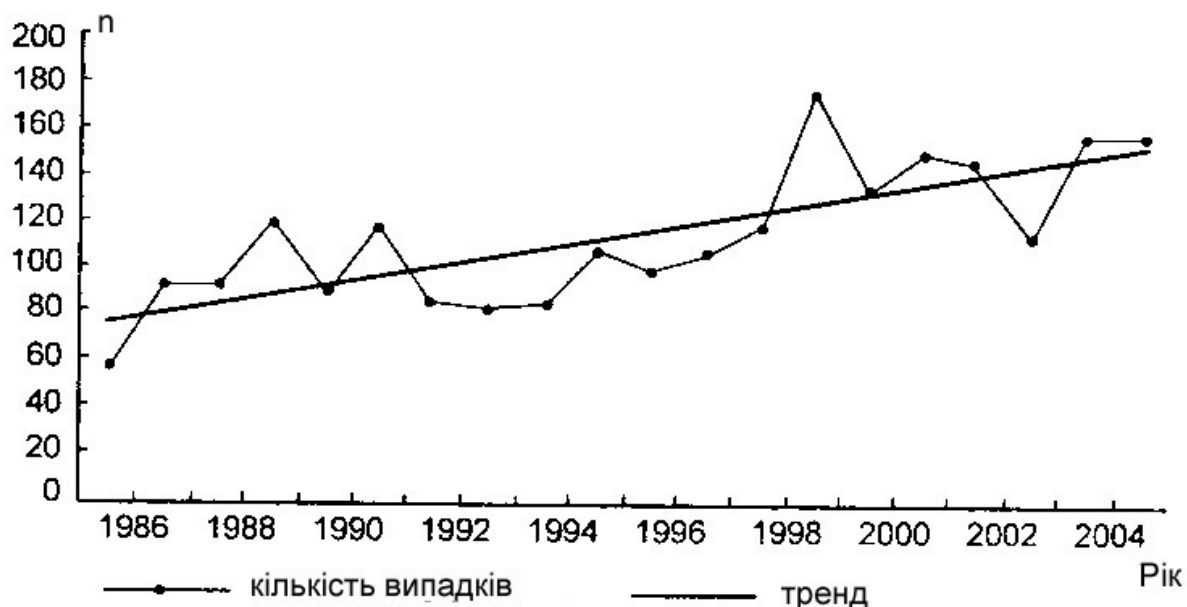


Рис. 10.41 – Коливання щорічної кількості стихійних метеорологічних явищ (n) на території України за останні 20 років (Стихійні метеорологічні явища..., 2006)

У прогнозах щодо майбутніх змін у стані глобальної кліматичної системи існує досить велика невизначеність, пов'язана з недостатнім рівнем наукових знань про ступінь та фізичні механізми впливу тих чи інших кліматоутворювальних факторів на кліматичну систему на різних масштабах часу, про взаємозв'язки між різними компонентами кліматичної системи тощо.

Але все більше вчених погоджується, що сучасне потепління має антропогенний характер. Висновки щодо антропогенного походження сучасного глобального потепління та впливу змін вмісту вуглекислого газу у майбутньому мають вірогідний характер. Хоча слід підкреслити, що від звіту до звіту МГЕЗК вірогідність впливу діяльності людства на кліматичні зміни, що відбуваються, все підвищується – в останньому звіті 2007 року вона складає вже більше 90%. Згідно з останніми розрахунками (див. рис. 10.42) інші кліматоутворювальні фактори мають значно менший вплив на сучасні зміни клімату.

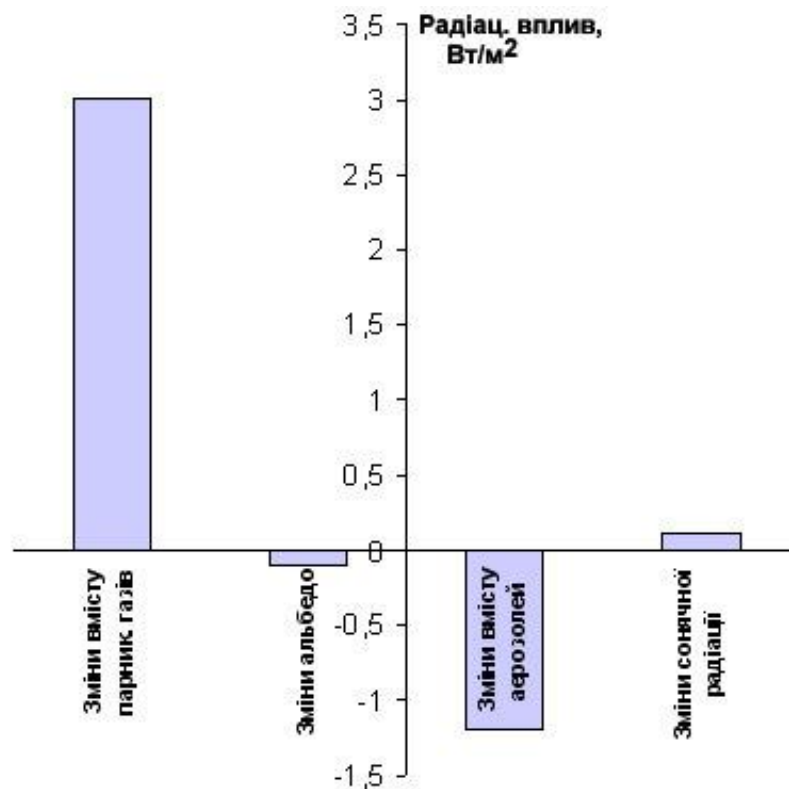


Рис. 10.42 – Розрахунки радіаційного впливу кліматоутворювальних факторів на сучасні зміни клімату (Climate Change 2007)

Згідно з існуючими сценаріями змін клімату підвищення температури може скласти від 1,4 °С до 3,8 °С (рис. 10.43) за різними сценаріями викидів парникових газів у ХХІ столітті (див. розд. 10.8.2.3 та рис. 10.32); крім того на рис. 10.43 наведено графік змін глобальної температури (СК<sub>2000</sub>)

при умові збереження протягом XXI століття концентрацій парникових газів в атмосфері на рівні 2000 року.

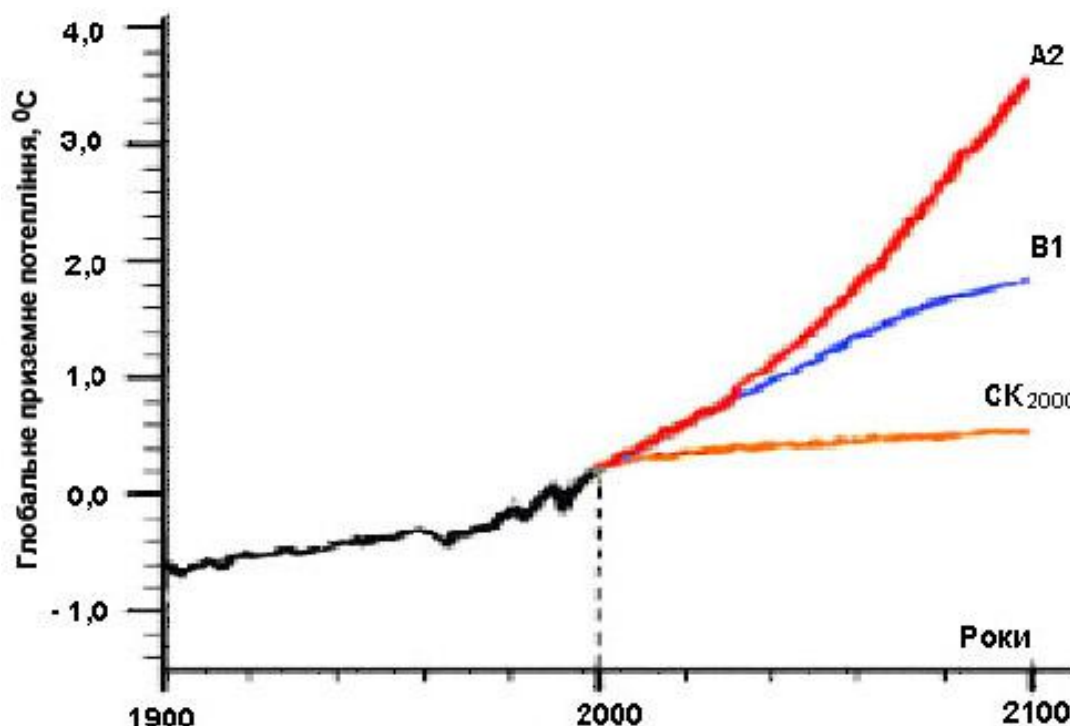


Рисунок 10.43 – Прогнозні зміни приземної глобальної температури повітря по відношенню до середніх значень у 1980-1999 рр. для деяких ілюстративних сценаріїв змін викидів парникових газів (Climate Change 2007)

Аналіз наведених розрахунків свідчить, що у наступні два десятиліття прогнозується підвищення середньої глобальної температури повітря біля поверхні землі зі швидкістю близько  $0,2^{\circ}\text{C}$  за десятиліття незалежно від обраного сценарію викидів.

Навіть при збереженні концентрацій парникових газів на рівні 2000 року у наступні два десятиліття потепління продовжуватиметься зі швидкістю близько  $0,1^{\circ}\text{C}$  за десятиліття. Але після 2030 року проєкції глобальних температур почнуть суттєво залежати від сценарію викидів парникових газів. Ці розрахунки наочно показують практичну значущість дієвої глобальної кліматичної політики. З різним ступенем ймовірності вчені прогнозують до кінця XXI століття наступні зміни у різних компонентах глобальної кліматичної системи:

- підвищення рівня моря на 20÷70 см до кінця століття в порівнянні з рівнем 1990 р., що може призвести до затоплення значних територій, особливо у південній та південно-східній Азії;

- зменшення площі крижаного покриву, арктичний полярний крижаний покрив наприкінці літнього сезону буде повністю зникати;
- зростання повторності екстремально високих температур, хвиль тепла та сильних опадів;
- зміщення до полюсів траєкторій переміщення позатропічних циклонів з наступними змінами вітрового режиму, опадів та температури повітря;
- зростання кількості опадів у високих широтах та їх зменшення у деяких районах середніх широт та у субтропіках;
- підвищений ризик вимирання для майже 30% видів живих істот.

Звісно, для точних висновків необхідні довші ряди інструментальних спостережень за характеристиками стану складових земної кліматичної системи, які мають дозволити точно відділити природні кліматичні коливання від примусових антропогенних змін. Наприклад, існують розрахунки, які свідчать, що зростання сонячної сталої на 2% та подвоєння концентрації CO<sub>2</sub> в атмосфері спричиняють практично однакові зміни у кліматичній системі (*Динаміка клімату, 1988*).

Чому ж керівники країн, які брали участь у Всесвітній Конференції ООН з питань навколишнього середовища (Ріо-де-Жанейро, 1992р.) і знали про вірогідну природу висновків вчених МГЕЗК, прийняли Рамкову Конвенцію про зміну клімату (1992р.), а потім і Кіотський протокол (1997р.) до неї (вступив в силу у 2005р.), який передбачає значне скорочення викидів в атмосферу парникових газів, в першу чергу, двоокису вуглецю?

Їх рішення базувалося на фундаментальному **принципі обережності**, який стосується взаємовідносин між людством та природним навколишнім середовищем і був затверджений на цій же конференції у Декларації „Порядок денний на ХХІ століття”. Згідно з цим принципом „у тих випадках, коли існує загроза серйозних або незворотних збитків, відсутність повної наукової впевненості не використовується як причина для відстрочки прийняття економічно ефективних заходів щодо попередження погіршення стану навколишнього середовища”. Тобто заходи, які вживаються світовою спільнотою у зв’язку зі змінами клімату, що спостерігаються, є превентивними заходами, які базуються на турботі про майбутнє людства.

### Контрольні запитання

1. Дайте визначення глобального клімату і чим він відрізняється від регіонального клімату?
2. Дайте визначення глобальної кліматичної системи та охарактеризуйте її складові.

3. Визначте зовнішні кліматоутворювальні фактори та охарактеризуйте їх вплив на глобальну кліматичну систему.
4. Визначте внутрішні кліматоутворювальні фактори та охарактеризуйте їх вплив на кліматичні умови.
5. Охарактеризуйте часові та просторові зміни добової інсоляції.
6. Охарактеризуйте критерії розмежування між мезо-, мікро- і нано-кліматами та вплив міста на формування локального клімату.
7. Дайте визначення загальної циркуляції атмосфери та охарактеризуйте її роль як кліматоутворювального чинника.
8. Охарактеризуйте роль підстильної поверхні як кліматоутворювального чинника.
9. Дайте визначення вологообігу та охарактеризуйте його вплив на формування кліматичних умов
10. Охарактеризуйте основні принципи, які покладено в основу класифікації клімату Кеппена.
11. Охарактеризуйте основні принципи, які покладено в основу класифікації клімату Берга.
12. Охарактеризуйте основні принципи, які покладено в основу класифікації клімату Алісова.
13. Охарактеризуйте основні принципи, які покладено в основу класифікації клімату Будико-Григор'єва.
14. Охарактеризуйте особливості клімату України (радіаційні умови, циркуляційні умови, вплив підстильної поверхні, розподіл температури повітря, опадів, вітровий режим, типи кліматів).
15. Охарактеризуйте відмінності між мінливістю клімату, змінами та коливаннями клімату.
16. Охарактеризуйте крупні зміни та коливання клімату в історії Землі.
17. Охарактеризуйте зміни та коливання зовнішніх кліматоутворювальних факторів за час існування Землі.
18. Охарактеризуйте зміни та коливання внутрішніх кліматоутворювальних факторів за час існування Землі.
19. Дайте визначення парникового ефекту та охарактеризуйте його вплив на історичні зміни клімату.
20. Охарактеризуйте зміни клімату в останні 500 років.
21. Охарактеризуйте вплив зовнішніх та внутрішніх кліматоутворювальних факторів на сучасне потепління за останньою оцінкою МГЕЗК.
22. Охарактеризуйте сценарії можливих змін клімату у XXI столітті.



## ХІ БІОКЛІМАТИЧНІ УМОВИ ЖИТТЕДЕЯЛЬНОСТІ

Клімат як стан складових біосфери – атмосфери та гідросфери – суттєво впливає на різні сфери життєдіяльності людини, її здоров'я і життя. Крім того, як вже вказувалося в розділі Х, кліматичні умови суттєво впливають на формування та розвиток техносфери. Все це примушує вважати клімат важливим компонентом як біотичної, так й економічної та соціальної підсистем. Тому багатьох споживачів кліматологічної інформації вже не задовольняють тільки загальні відомості про клімат, їх цікавлять спеціальні його показники, які враховуються в тих або інших областях людської діяльності.

Це і стало стимулом для самостійного розвитку спеціального розділу кліматології – *прикладної кліматології*, призначеного вивчати кліматичні ресурси окремих регіонів для найбільш ефективного їх використання в різних областях практичної діяльності.

Одним з важливих розділів прикладної кліматології є *медична кліматологія* (або *біокліматологія людини*). Ця наука вивчає вплив на організм людини окремих погодних, кліматичних і геофізичних чинників, а також їхніх комплексів, адаптацію організму людини до цих впливів (акліматизацію) і використання названих впливів з лікувально-профілактичною метою, а також з метою впровадження різних рекреаційних заходів.

Людина протягом всього свого життя взаємодіє з природним середовищем. Можна сказати, що біологічною основою всієї діяльності людини є її здоров'я. Збереження здоров'я можливе лише при оптимальних взаємовідносинах організму із зовнішнім середовищем, а його повноцінне відновлення при захворюванні – лише за умови застосування фізичних природних чинників. Серед них важливе місце належить погодним і кліматичним факторам. Вони відіграють велику роль у зміцненні здоров'я людей, в профілактиці, лікуванні і реабілітації.

Таким чином, необхідність збереження здоров'я і розвитку людської популяції вимагає більш широкого і науково обґрунтованого використання рекреаційних властивостей кліматичних факторів. Саме це, перш за все, зумовило актуальність медичної кліматології взагалі.

Результати досліджень в області медичної кліматології можуть бути широко використані і в галузі екологічного та кліматичного туризму, який став активно розвиватись і в нашій державі.

До найбільш визначних робіт з питань біокліматології людини, виконаних протягом останніх десятиліть, слід віднести роботи Б.А. Айзеншта, В.Г. Бокші, Н.А. Данилової, В.І. Русанова, В.Ф. Овчарової, Н.М. Вороніна та ін.

## 11.1 Дія на організм людини метеорологічних факторів

До метеорологічних факторів належать температура повітря, вологість повітря, вітер, атмосферний тиск, сонячна радіація тощо, до геофізичних – парціальна густина кисню, концентрація озону, характеристики атмосферної електрики та магнітного поля Землі.

Дія цих природних факторів на організм людини багатогранна і неоднозначна. Проте можна виділити три основні напрямки. По-перше, вплив природних факторів, зумовлених як багаторічним режимом погоди (кліматом), так і неперіодичними змінами в атмосфері. По-друге, вплив факторів зовнішнього середовища, пов'язаних з антропогенними впливами. Багато перетворень у навколишньому середовищі, пов'язаних з виробничою діяльністю людини, несприятливо впливають на організм. По-третє, цілеспрямоване застосування метеорологічних факторів для кліматолікувальних і кліматопротективних процедур.

### 11.1.1 Вплив на організм людини окремих метеорологічних величин

Для визначення температурних змін використовують величину, яка називається *міждобовою мінливістю температури* (різниця між середніми добовими температурами двох сусідніх днів). Міждобові коливання температури повітря в межах 0–2°C для людини є нейтральними чи індиферентними. Якщо мінливість температури від доби до доби коливається в межах 2–4°C, то організм людини пристосовується до неї. Міждобова мінливість 4–6°C вже помітна, а > 6–8°C – відчутна. За дослідженнями В.Г. Шелейховського для людини відчутні добові амплітуди температури 8 – 12°C, а > 12°C – дратуючі.

Термічні умови навколишнього середовища дуже впливають на теплообмін організму людини з цим середовищем. Від умов теплообміну залежить можливість переохолодження або перегріву, створення термічного комфорту.

При впливі на організм високих температур повітря може настати перегрів організму. В цих умовах відбувається розширення кровоносних судин, зниження серцевого тону й артеріального тиску, частішання пульсу, збільшення температури шкіри. Більш значний перегрів може призвести до важких патологічних явищ з боку серцево-судинної системи і загального стану організму (теплового удару). Тепловий удар настає раптово і часто призводить до важких ускладнень; найбільш характерний симптом – дуже висока температура тіла. При цьому, з невідомих причин теплорегулюючий центр мозку припиняє функціонувати, і організм зовсім втрачає здатність звільнитися від надлишку тепла.

Вплив на організм низьких температур спричиняє підвищення обміну речовин і звуження периферичних кровоносних судин, що призводить до зниження температури шкіри. Швидкість кровотоку при цьому знижується, а теплопровідність шкіри і поверхневих тканин зменшується в 6–7 разів. Артеріальний тиск за низької температури повітря має тенденцію до підвищення (особливо при м'язовому тремтінні).

Небезпека, якою є холод для організму, як правило, полягає не в зниженні температури тіла, а в місцевих змінах, що відбуваються в шкірі і підшкірних тканинах відкритих ділянок тіла; головним чином, це руки, пальці рук і ніг, ступні, вуха, ніс і щоки. В залежності від тривалості перебування на морозі й у вогкості можуть настати більш-менш небезпечні явища – почервоніння шкіри (кисті рук і ступні червоніють, починають горіти і свербіти; іноді шкіра тріскається, з'являються виразки), обмороження шкіри.

Про несприятливий вплив низьких температур на здоров'я людей свідчать сезонні коливання показників смертності. У зимовий період у Великобританії, США, Франції, Швеції й в ін. країнах відзначається більша кількість випадків госпіталізації і смертності, ніж улітку. Між смертністю взимку і температурою зовнішнього повітря спостерігається лінійна залежність. Однак лише невелика кількість смертей у зимовий період безпосередньо пов'язана з низькою температурою тіла (гіпотермія). Причиною смерті частіше є серцево-судинні і респіраторні захворювання. Розлад серцево-судинної системи посилюється з подовженням холодного періоду. Кількість серцевих нездужань зростає після 1–2 днів холодної погоди, серцевих нападів – після 3 – 4 днів, захворювань пневмонією і бронхітом – після 7 днів холодної погоди.

*Вологість повітря* як біокліматичний фактор впливає по-різному. По-перше, від неї істотно залежить парціальна густина кисню в повітрі (при зменшенні парціального тиску водяної пари  $e$  зростає парціальна густина кисню за інших рівних умов); по-друге, вологість повітря впливає на радіаційні умови (через утворення хмарності); по-третє, від неї залежить втрата рідини в організмі.

Відомо, що різницю між тиском насичення  $E$  і парціальним тиском водяної пари  $e$  за даних значень температури і тиску називають *дефіцитом насичення*  $d$ . У біокліматології існує поняття фізіологічний дефіцит вологості повітря  $d_\phi$ , який визначається *формулою Дорно*

$$d_\phi = E_\phi - e,$$

де  $E_\phi$  – фізіологічна вологість повітря, що чисельно дорівнює тиску насичення водяної пари при температурі тіла людини  $37^\circ\text{C}$  ( $E_\phi = 62,8$  гПа). Влітку парціальний тиск водяної пари значно вищий, а фізіологічний дефіцит насичення менший, ніж узимку. Фізіологічний дефіцит насичення

$d_{\phi}$  зростає зі збільшенням висоти (тому що температура повітря зменшується, а отже, зменшується і парціальний тиск водяної пари), тому гірське повітря характеризується високою сухістю.

У метеорологічних зведеннях, зазвичай, вказується відносна вологість, бо її зміна може безпосередньо відчуватися людиною. Повітря вважається сухим при вологості до 55%, помірно-сухим – при 56–70%, вологим – при 71–85%, дуже вологим (сирим) – вище 85% (за І.В.Бутьєвою). Зона комфорту по вологості повітря для практично здорових людей коливається від 45 до 80%. За умов посухи, коли вологість повітря не перевищує 30%, різко збільшується вологовіддача з боку організму. При відносній вологості  $> 80\%$  випаровування утруднено, відчуття жари і холоду більш неприємне. Хворі на гіпертонічну хворобу і коронарний атеросклероз дуже чутливі до коливань відносної вологості повітря. У таких хворих переважна більшість нападів відбувається при відносній вологості 80–95%.

*Вітер* є чинником, здатним істотно змінити швидкість тепловіддачі організму. Вітер переносить прилеглий до шкіри шар більш теплого і насиченого вологою повітря і замінює його більш холодним і сухим навколишнім повітрям, створює умови для посилення тепловіддачі зі шкіри як шляхом конвекції, так і шляхом випаровування. Тим самим вітер посилює охолоджувальну силу повітряного середовища.

За температур більш низьких, ніж температура шкіри, вітер, збільшуючи конвекційну тепловіддачу, сприяє охолодженню тіла. Коли температура повітря вища, ніж температура поверхні тіла, вітер посилює випарну спроможність повітряного середовища і тим самим сприяє збільшенню віддачі тепла організмом. Повсякденний досвід говорить про приємний охолоджувальний вплив вітру у жарку суху погоду.

Іншою важливою особливістю дії вітру на організм є подразнення рецепторів шкіри (нервових закінчень), що може спричиняти загострення серцево-судинних захворювань. Якщо механічний вплив вітру поєднується з холодовими подразненнями, то виразність відповідних реакцій організму значна і вона тим більша, чим більша швидкість вітру.

Особливо велике метеобіологічне значення мають *фени*. Відомо, що фенові нездужання найбільше виявляються в періоди перед виникненням фену, після настання фену вони слабшають.

За статистичними даними Хантингтона в холодну пору року вітряна погода призводить до підвищеної смертності, а в теплу пору року вітер, навпаки, знижує смертність.

*Атмосферний тиск* і його коливання впливають на організм подвійно: по-перше, сприяють зміні насичення крові киснем і зміні кровообігу, по-друге, механічно впливають на рецептори тіла (плеври, очеревини), а також судини. Так на висоті 200–800 м над рівнем моря (зниження атмосферного тиску на 33–93 гПа) зниження парціальної густини кисню в по-

вітрі призводить до невеликих змін насичення артеріальної крові киснем і в зв'язку з цим відбувається частішання дихання, прискорення кровообігу, на висоті 800–1800 м над рівнем моря (зниження тиску на 93–213 гПа) – сприяє частішанню і поглибленню дихання, зростанню числа еритроцитів і вмісту гемоглобіну, підвищенню судинного тонуусу й артеріального тиску.

Клініко-експериментальні спостереження показали, що помірно-розріджене повітря (висота близько 1000 м, наприклад, у Кисловодську), поліпшуючи функцію зовнішнього дихання, відіграє певну роль у поліпшенні загального стану хворого під впливом комплексної терапії на гірських курортах.

На великих висотах (2500–5000 м і більше) відзначають різкі порушення в диханні та кровообігу і може розвиватися картина “гірської хвороби”.

Багато дослідників показали, що на самопочуття хворих, які страждають на серцево-судинні захворювання (гіпертонія, стенокардія, інфаркт міокарда й інсульт) впливає не абсолютна величина тиску, а його неперіодичні коливання, пов'язані зі зміною погоди. Слабкою зміною тиску вважається зниження або підвищення його середнього добового значення на 1–4 гПа, помірною – на 5–8 гПа, різкою – більше 8 гПа. Випадки з міждобовою мінливістю атмосферного тиску  $> 8$  гПа добре узгоджуються з піками викликів швидкої допомоги з приводу серцево-судинних захворювань. Коефіцієнт кореляції між ними становить близько 0,70.

*Сонячна радіація.* Сонце є основним джерелом енергії для Землі й атмосфери. Весь спектр випромінювання Сонця поділяють, як відомо, на низку областей з такими граничними значеннями довжин хвиль: гамма-промені, рентгенівське випромінювання, ультрафіолетова радіація, видиме випромінювання спектра чи видиме світло, що у свою чергу поділяється на сім кольорів, інфрачервона радіація, радіохвильове випромінювання.

Сонячна радіація, і особливо її короткохвильова частина, є одним із найпотужніших факторів навколишнього середовища, які визначають умови розвитку й існування всього живого на земній кулі, і, людини особливо.

Промені видимої і інфрачервоної частини сонячного спектра, завдяки їхній здатності проникати на різну глибину в тканини організму, мають велике біологічне значення. Найглибше проникають червоні та інфрачервоні промені. Поглинаючись різними шарами тканин організму, вони нагрівають їх, а при тривалому впливі цих променів підвищується і температура тіла. Нагрівання шкіри сонячними променями спричиняє розширення шкірних судин (гіперемію), частішання пульсу, зниження рівня обмінних процесів тощо.

Великої уваги заслуговують зміни вищої нервової діяльності під впливом освітлення. Денне освітлення підвищує процеси збудження в корі

головного мозку, змінює загальну збудливість центральної нервової системи, підвищує обмін речовин і загальну життєдіяльність організму, сутінкове ж освітлення гальмує обмін речовин і рухливу активність організму за даними досліджень Слоніма А.Д.

*Ультрафіолетова* (УФ) радіація характеризується більш високою біологічною активністю, ніж видима й інфрачервона області спектра. Це пояснюється високою енергією кванта УФ випромінювання, яка передається поглинаючій молекулі. При довжині хвилі  $< 0,315$  мкм світловий квант має енергію, достатню для руйнування молекул білка. При довжинах хвиль  $< 0,280$  мкм переважають летальні ефекти УФ радіації. Тому всю область УФ радіації умовно поділяють на три частини: УФ-А ( $0,315 - 0,400$  мкм), УФ-В ( $0,280 - 0,315$  мкм) і УФ-С ( $< 0,280$  мкм).

Безпосередня інтенсивна дія короткохвильової сонячної радіації (УФ-В і УФ-С) на живу речовину загрожує їй смертю внаслідок руйнування молекул білка. Ультрафіолетова радіація області С поглинається у високих шарах атмосфери і не досягає земної поверхні. При цьому вся енергія витрачається на дисоціацію (розщеплення) молекул газів на атоми і їхню іонізацію. Таким чином, атмосфера захищає життя на землі від згубної дії УФ-С.

УФ-промені не проникають у тканини глибше  $0,5 - 1$  мм, але при цьому відбуваються хімічні зміни в тканинах. Безпосередній ефект УФ-впливу – бактерицидний. Помірні дози УФ-В цілком впливають на організм, підвищуючи обмінні процеси, стійкість організму до захворювань, загальний тонус і працездатність. Недостатні дози УФ-В призводять до розвитку патологічних явищ, що одержали назву сонячного голодування або ультрафіолетової недостатності. Особливо небезпечний такий стан для дітей, тому що він супроводжується розвитком рахіту.

Надлишкове опромінення сприяє виникненню раку шкіри. В роботах Кронрод Б.А. і Рубіна Л.Р. встановлено, що спектральні межі канцерогенної дії УФ-випромінювання на людину становлять  $280 - 340$  нм (максимум – на довжинах хвиль  $290 - 320$  нм). Дослідження, проведені з епідеміології раку шкіри, показали, що спостерігається зростання захворюваності з півночі на південь України, з північно-західної її частини на південно-східну зі зростанням висоти Сонця над горизонтом, інтенсивності сонячної радіації, кількості ясних днів, частки УФР у світловому потоці.

Установлено, що частота захворювань раком суттєво залежить від ступеня пігментації шкіри, зумовленого расовими, етнічними та індивідуальними особливостями меланогенезу.

Отже, захворюваність на рак шкіри визначається в основному двома чинниками – рівнем сонячної радіації і ступенем пігментації шкіри населення. З медичної статистики відомо, що по частоті виникнення злоякісних новоутворень шкіри перше місце серед всіх регіонів України займає Крим.

Сучасні уявлення про механізм канцерогенної дії УФ-випромінювання

достатньо різномірні. Найбільш обґрунтованою є гіпотеза, яка виходить з факту селективного поглинання УФ-випромінювання нуклеїновими кислотами з максимумом в області 254–265 нм, до того ж спектр поглинання подібний до спектра поглинання озоном у *смузі Хартлі*. Білки є додатковим фільтром, який захищає нуклеїнові кислоти від руйнуючої дії УФ-випромінювання. Під дією надмірних доз УФР відбувається пошкодження найважливішого компонента живих клітин – нуклеїнових кислот. Реалізація канцерогенного впливу УФ-випромінювання пов'язана з прямим мутагенним впливом на ДНК-матрицю, що згодом виражається в індивідуальних соматичних мутаціях в клітинах шкіри і розвитку злоякісної пухлини.

Захисно-приспосувальні реакції організму при УФ опроміненні зводяться головним чином до підвищення вмісту меланіну в епідермісі (засмага). Засмагу поділяють на негайну і уповільнену. Негайна засмага виникає протягом 5–10 хвилин опромінення і більше виражена в осіб з початково сильніше пігментованою шкірою. Зберігається вона від 30 хвилин до 30–40 годин у залежності від інтенсивності опромінення. Уповільнена (істинна) засмага розвивається протягом 2–3 днів опромінення. Захисна роль меланіну полягає не тільки в тому, що він є екраном, який не пропускає УФР у більш глибокі шари шкіри, але й у тім, що він має антиоксидантні властивості.

Загальна кількість УФ променів в інтегральному потоці сонячної енергії, яка досягає земної поверхні, не перевищує 3–4%. Ця радіація дуже поглинається озоном у високих шарах атмосфери й істотно розсіюється на молекулах і аерозолях. Тому до земної поверхні надходить зовсім мала частка цієї радіації.

Труднощі при вивченні природної УФ радіації пов'язані з тим, що її частка в загальному потоці сонячного випромінювання дуже мала і сильно змінюється в залежності від широти місця, пори року і часу доби, загального вмісту озону в атмосфері, прозорості атмосфери й інших факторів. Режим короткохвильової УФР в атмосфері мало схожий на режим сонячної радіації видимої й інфрачервоної областей спектра.

У північній півкулі, як відомо, виділяють три основні широтні зони розподілення УФР: зона дефіциту УФ-променів, зона УФ-комfortу і зона надмірного УФ-випромінювання. Україна знаходиться в зоні УФ-комfortу. Ця зона за В.А.Белінським розташована між широтами 42,5 – 57,5°. У північній частині цієї зони (на північ від 52,5°) в розпал зими – умови УФ-дефіциту, а у південній – біологічно активна УФ радіація спостерігається протягом всього року (в літній полудень інтенсивність сумарного потоку сягає 160–240 мер/м<sup>2</sup>). Оптимальна геліотерапія зберігається протягом 4–6 місяців, а норму еритемного опромінювання можна дістати за 20–30 хвилин. У південних районах цієї зони (42,5–47,5°) влітку УФ-радіація є надмірною, тому геліотерапію доцільно проводити вранці.

Для характеристики режиму УФ радіації зручно користуватись еритемною радіацією, тобто оціненою по її еритемній дії. Потужність еритемної радіації прийнято виражати в ерах. *Один ер* – умовний ватт – відповідає еритемній ефективності (максимальній) монохроматичної УФ радіації довжиною хвилі 0,297 мкм, потужністю 1 Вт. На практиці, зазвичай, користуються в 1000 разів дрібнішими одиницями – міліерами (мер). Інтенсивність еритемної радіації виражають в міліерах на квадратний метр (мер/м<sup>2</sup>), а відповідні дози – у міліерах-годинах на квадратний метр (мер×год/м<sup>2</sup>). У кліматотерапії прийнято вважати, що для одержання граничної еритеми (тобто ледь помітного почервоніння незасмаглої, слабо пігментованої шкіри) потрібна гранична доза (біодоза) 80 мер×год/м<sup>2</sup>. Інтенсивність еритемної радіації більше 320 мер/м<sup>2</sup> є небезпечною для здоров'я. Інтенсивність УФ-В при цьому становить 2,75 Вт/м<sup>2</sup>.

У річному ході найбільші значення УФР припадають, як правило, на червень – липень. Так, за даними станції Кара-Даг, максимум інтенсивності ультрафіолетової радіації спостерігається в липні (2,06 Вт/м<sup>2</sup>), а мінімум – у грудні (0,19 Вт/м<sup>2</sup>). Найбільша інтенсивність УФР спостерігається саме в місяці можливої геліотерапії – з березня по вересень.

### **11.1.2 Комплексні характеристики для оцінки впливу погоди на організм людини**

Для оцінки *біоклімату* найчастіше застосовуються комплексні показники, які відбивають тепловий стан людини, оскільки клімат і погода впливають, насамперед, на термічний режим організму і його функціональна діяльність багато в чому залежить від умов теплообміну з навколишнім середовищем. Ці показники дозволяють оцінити біокліматичні ресурси конкретних територій, визначити їхній рекреаційний потенціал, розв'язати низку окремих задач, пов'язаних з оптимізацією біоклімату.

#### **11.1.2.1 Система ефективних температур**

У біокліматології для оцінки комплексних метеорологічних умов, які визначають тепловідчуття людини, використовується, насамперед, система розрахункових ефективних температур: еквівалентно-ефективних (ЕЕТ), радіаційно-еквівалентно-ефективних (РЕЕТ) і біологічно активних температур (БАТ).

Метод ефективних температур вперше був застосований В.А. Яковенко. Цей метод з моменту появи (у 1920-і роки) набув значного поширення.

Основними метеорологічними чинниками, що впливають на тепловідчуття людини, є температура повітря, його вологість, швидкість вітру і радіаційний обмін із зовнішнім середовищем, у якому основну роль



відіграє промениста енергія Сонця і теплове випромінювання найближчих предметів, оточуючих людину, а також випромінювання з поверхні його власного тіла.

Відомо, що однакове тепловідчуття можна зазнавати при різних сполученнях температури і вологості повітря та швидкості вітру.

При повному затишші ( $v = 0$  м/с), відносній вологості  $f = 100\%$  у тіні теплове відчуття людини залежить тільки від температури повітря  $t$ . У цьому випадку при збільшенні температури повітря людина буде відчувати збільшення тепла, а при зниженні температури – охолодження.

У ненасиченому вологою, нерухомому повітрі тепловідчуття буде вже залежати від комплексного впливу температури і відносної вологості. При низьких температурах повітря збільшення вологості підвищує тепловіддачу з поверхні шкіри і посилює відчуття холоду. При високих температурах збільшення вологості повітря утруднює тепловіддачу з поверхні шкіри шляхом випаровування і тим самим посилює відчуття жару. А при зменшенні вологості посилюється тепловіддача і послабляється відчуття жару. Таким чином, можливі випадки, коли підвищення температури повітря при одночасному зниженні його вологості не змінює тепловідчуття людини. І навпаки, при одній і тій же температурі повітря, але різній вологості тепловідчуття буде змінюватись.

У рухомому повітрі (при вітрі) інтенсивність тепловіддачі з поверхні тіла, а отже, і тепловідчуття будуть залежати не тільки від температури і вологості повітря, але і від швидкості вітру, що значно посилює тепловіддачу.

Дослідним шляхом встановлена низка сполучень температури, відносної вологості і швидкості вітру, при яких ефект впливу на величину тепловіддачі і тепловідчуття буде однаковим. Наприклад, аналогічні тепловідчуття виникають за наступних умов:

- при температурі повітря  $18,0^{\circ}\text{C}$ , відносній вологості  $100\%$  і штилі;
- при температурі повітря  $24,5^{\circ}\text{C}$ , відносній вологості  $100\%$  і швидкості вітру  $2$  м/с;
- при температурі повітря  $28,0^{\circ}\text{C}$ , відносній вологості  $50\%$  і швидкості вітру  $3$  м/с;
- при температурі повітря  $31,0^{\circ}\text{C}$ , відносній вологості  $10\%$  і швидкості вітру  $5$  м/с.

Таким чином, *еквівалентно-ефективна температура* – це така температура, за якої у нерухомому і насиченому вологою повітрі тепловідчуття людини таке ж, як при заданому сполученні температури повітря, відносної вологості і швидкості вітру.

Тепловідчуття одягненої й оголеної людини за однакових метеорологічних умов різне, тому розроблено дві шкали ЕЕТ – “основна шкала” для оголеної людини (еквівалентно-ефективна температура ЕЕТ) і

“нормальна шкала” для людини, одягненої в звичайний, стандартний одяг (нормальна еквівалентно-ефективна температура НЕЕТ).

У біокліматичній практиці доцільно використовувати НЕЕТ, у курортології для оцінки умов проведення кліматотерапевтичних процедур (аеро- і геліотерапія) – ЕЕТ і РЕЕТ. Оцінку тепловідчуття за допомогою ЕЕТ і НЕЕТ можна здійснювати тільки у затінених місцях, де на людину не впливає пряма сонячна радіація. Для розрахунку ЕЕТ і НЕЕТ використовуються формули, розрахункові номограми, таблиці. Формула для розрахунку ЕЕТ, яку здобув Б.А. Айзенштат на основі номограми для оголеної людини, має вигляд

$$\begin{aligned} \text{ЕЕТ} = t[1 - 0,003(100 - f)] - 0,385v_2^{0,59}[(36,6 - t) + 0,622(v_2 - 1)] + \\ + [(0,0015 v_2 + 0,0008)(36,6 - t) - 0,0167](100 - f), \end{aligned} \quad (11.1)$$

де  $v_2$  – швидкість вітру на висоті 2 м.

Нормальна еквівалентно-ефективна температура розраховується за формулою Місенарда

$$\text{НЕЕТ} = 37 - \frac{37 - t}{0,68 - 0,0014f + \frac{1}{1,76 + 1,4 \cdot v_2^{0,75}}} - 0,29t \left(1 - \frac{f}{100}\right). \quad (11.2)$$

ЕЕТ розраховуються на основі даних стандартних метеорологічних спостережень.

Для визначення НЕЕТ дуже зручно використовувати таблиці, складені Н.А. Ремизовим. Маючи дані по температурі повітря, швидкості вітру і відносній вологості, можна знайти відповідне значення НЕЕТ для нормально одягненої людини.

У середині межі еквівалентно-ефективних температур, за яких більшість людей почувають себе комфортно щодо тепловідчуття, тобто не відчують ні мерзлякуватості, ні зайвого тепла, називаються “зонами теплового комфорту” чи “зонами комфорту”. Межі цієї зони, строго кажучи, різні для кожного індивідуума; вони залежать від його віку, статі, професії, ступеня загартованості, стану нервової системи, стану системи кровообігу і загального стану здоров'я. Навіть для тої ж самої людини ці межі в різні дні можуть бути різними. Вони залежать і від розходження у фізико-географічних умовах курорту і місцевості, звідки прибула людина, а також від пори року, що пов'язано з адаптацією людини до термічних умов місцевості або сезону.

Проте встановлені середні межі ЕЕТ, у яких більшість людей не зазнає дискомфортного тепловідчуття (іноді для кожного курорту свої). Зона комфорту за основною шкалою для здорових людей знаходиться в межах

17,3 – 21,7°C значень ЕЕТ , однак для середньої смуги, Сибіру і Далекого Сходу зона комфорту припадає на інтервал 13,5–18°C. Значення ЕЕТ, менші від нижньої межі зони комфорту, відповідають зоні переохолодження, а більші за верхню межу – зоні перегріву. Н.З. Михайловим запропонована класифікація кліматотерапевтичних процедур, побудована на принципах комплексної кліматології. Ця класифікація (див. табл. 11.1) використовується в практиці кліматолікування.

Таблиця 11.1 – *Класифікація повітряних ванн за повітряно-теплових умов*

Градації ЕЕТ, °C	Найменування
1 – 8	холодні
9 – 16	помірно-холодні
17 – 20	прохолодні
21 – 22	індиферентні (комфортні)
23 – 27	теплі
> 27	жаркі

За тривалістю періоду зони комфорту можна судити про кліматичні ресурси місцевості. І.В. Бутєва виділила 4 зони комфорту в залежності від повторюваності ЕЕТ у межах 17 – 22°C: мінімальний комфорт (< 30% днів на місяць), достатній комфорт (30–50%), оптимальний комфорт (50–70%), максимальний комфорт (> 70%).

У хворих людей межі зон комфорту порушуються. При певних значеннях ЕЕТ повітряні ванни рекомендовано людям з наступними захворюваннями:

ЕЕТ  $\geq$  22°C – хворим, які знаходяться на постільному режимі,  
ЕЕТ  $\geq$  20°C – при ревматичному пороці серця,  
ЕЕТ  $\geq$  19°C – при гіпертонічній хворобі 2-ого ступеня,  
ЕЕТ  $\geq$  17 – 18°C – при ішемічній хворобі серця,  
ЕЕТ  $\geq$  16 – 17°C – при бронхіальній астмі в легкій формі,  
ЕЕТ  $\geq$  12 – 15°C – при анемії з явищами загальної слабкості, різних формах туберкульозу і т.ін.

Якщо в процесі лікування загартованість організму підвищується, гранична ЕЕТ може бути знижена.

Зона комфорту по НЕЕТ знаходиться в межах 16,7 – 20,6°C.

Для південного узбережжя Криму зона комфорту, яка рекомендується для здорових людей, – від 13,5 до 18,0°C. Однак В.Ю. Мілевський вважає, що для теплого періоду року на європейській частині Росії більш прийнятна зона комфорту від 10 до 18°C. Збільшення діапазону комфорту майже удвічі він пояснює великою мінливістю кліматичних умов навіть

протягом теплого періоду року і відповідною адаптацією до неї населення середньої смуги.

У біокліматології температурні шкали дуже популярні, незважаючи на необґрунтованість їх з фізичної точки зору.

Слід зазначити, що в аридній зоні період з несприятливими біотермічними умовами значно стійкіший і триваліший, ніж в інших зонах, оскільки у денні години переважають умови жаркого дискомфорту. Так, в Ашхабаді вдень значення еквівалентно-ефективної температури нерідко можуть сягати 30°C – значення, прийнятого за межу витривалості.

Біотермічні умови на Чорноморському узбережжі, у Криму і на Кавказі м'якші. Відчуття перегріву в тіні (ЕЕТ > 21°C) спостерігається переважно в липні, зазвичай, з 11 до 16 години.

У районах з помірним і холодним кліматом особливо важливе значення при оцінці біотермічних умов має врахування вітрового режиму, тому що саме в діапазоні порівняно низьких додатних температур навіть невеликі швидкості вітру можуть помітно посилити відчуття холодового дискомфорту. При температурі повітря, яка перевищує 18°C, посилення вітру не викликає різкого охолоджувального ефекту, а при температурі >25°C воно відіграє позитивну роль, пом'якшуючи стан перегріву.

Радіаційно-еквівалентно-ефективна температура (РЕЕТ) враховує вплив на людину чотирьох метеорологічних факторів: температури повітря, відносної вологості, швидкості вітру і сонячної радіації.

РЕЕТ можна розрахувати за формулою Г.В. Шелейховського

$$РЕЕТ = 125 \lg [1 + 0,02t + 0,0001(t - 8)(f - 60) - 0,0045(33 - t)\sqrt{v_2} + 0,185\rho], \quad (11.3)$$

де  $\rho$  – поглинена поверхнею тіла сонячна радіація (кВт/м<sup>2</sup>),

$$\rho = Q(1 - A_{ш});$$

$Q$  – інтенсивність сумарної сонячної радіації;

$A_{ш}$  – альbedo шкіри людини (0,28 для непігментованої шкіри і 0,11 – для пігментованої).

РЕЕТ розраховуються на основі даних стандартних метеорологічних і актинометричних спостережень.

Класифікація РЕЕТ характеризує можливості геліотерапії. *Геліотерапія* – застосування сонячних променів з лікувальною і профілактичною метою.

Для геліотерапії хворих з певними формами захворювань розроблено оптимальні теплові умови, які характеризуються величиною РЕЕТ:

РЕЕТ = 17 – 29°C – при гіпертонічній хворобі 1-ої стадії,

РЕЕТ ≤ 26°C – хворим з ішемічною хворобою серця,

РЕЕТ ≤ 29°C – при затяжній і хронічній пневмонії 1-ої стадії,

хронічному бронхіті 1-ої стадії і т.ін.

Геліотерапія протипоказана при всіх захворюваннях у гострій стадії й у період загострення, при кровотечах, виснаженні, злоякісних і доброякісних пухлинах, формах туберкульозу легенів, які прогресують, тощо.

Геліотерапія показана при всіх проявах гіповітамінозу D, при низці шкірних захворювань, ранах, які погано гояться, виразках, переломах кісток тощо.

Як профілактичний та загартовуючий засіб геліотерапія може призначатися всім практично здоровим людям.

Біологічно активна температура (БАТ) враховує вплив комплексу таких метеорологічних величин: температури повітря, відносної вологості, швидкості вітру, сумарної сонячної радіації і довгохвильової радіації від підстильної поверхні, атмосфери і всіх навколишніх предметів (стін будівель, зелених насаджень, водойм і т.ін.). Потоки довгохвильової радіації, що надходять до тіла людини, майже цілком ( $\approx 95\%$ ) поглинаються поверхневими тканинами, трансформуються в тепло й у такий спосіб беруть участь у нагріванні організму. Відомо, що інтенсивність теплового випромінювання безпосередньо залежить від температури випромінюючої поверхні, зростаючи з її підвищенням (закон Стефана – Больцмана).

Біологічно активну температуру можна розрахувати за формулами

$$\text{БАТ} = 0,8 \text{ ЕЕТ} + 9 \quad (11.4)$$

чи

$$\text{БАТ} = 0,8 \text{ РЕЕЕ} + 6 \quad (11.5)$$

Межі тепловідчуття людини по БАТ: оптимальна – від 10 до 22°C, низька – < 10°C і висока – > 22°C.

Одним з недоліків ефективних температур є те, що не існує фізіологічного обґрунтування різних градацій цих температур для різних географічних районів. Крім того, усі розрахунки, проведені на основі ефективних температур, стосуються нерухомої людини. Тому їх не можна використовувати для характеристики активної рекреаційної діяльності.

#### 11.1.2.2 Ентальпія повітря

Ентальпія повітря  $E$  – міра загального тепловмісту повітря, яка поєднує в одну комплексну величину температуру і вологість повітря. Вона характеризує тепловміст повітря і теплообмін організму.

Розрахункова формула для середніх добових значень ентальпії має вигляд

$$E_{\text{доб}} = c_p \bar{t}_{\text{доб}} + (L + c'_p \bar{t}_{\text{доб}}) \bar{S}, \quad (11.6)$$

де  $c_p$  – питома теплоємність сухого повітря,  $c_p = 1$  кДж/(кг·К);  
 $\bar{t}_{\text{доб}}$ ,  $\bar{S}$  – середні добові значення відповідно температури повітря і відношення суміші,  $s = 0,622 e/(P - e)$ ,  
 $e$  – парціальний тиск водяної пари;  
 $L$  – питома теплота пароутворення, при  $t = 0^\circ\text{C}$  ( $L = 2501$  кДж/кг);  
 $c'_p$  – питома теплоємність водяної пари ( $c'_p = 1,85$  кДж/(кг·К)).

Середнє місячне значення ентальпії можна розрахувати за формулою

$$E_{\text{міс}} = c_p \bar{t} + 0,622 (L + c'_p \bar{t}) \frac{\bar{f}}{\bar{P}} \frac{E(\bar{t})}{\bar{P}} + c'_p r_{tf} \sigma_t \sigma_f, \quad (11.7)$$

де  $\bar{t}$ ,  $\bar{P}$ ,  $\bar{f}$  – середні місячні значення температури повітря, атмосферного тиску і відносної вологості в частках одиниці;  
 $E(\bar{t})$  – тиск насичення повітря при середній місячній температурі;  
 $r_{tf}$  – коефіцієнт кореляції між добовими значеннями температури повітря і відносної вологості.

Найвищі літні значення ентальпії мають місце на межах жарких пустель, на території тропічних джунглів і в деяких районах Тихого океану. На території СНД це, насамперед, Закавказзя й узбережжя Каспійського моря.

Д. Бразолом встановлено значення ентальпії, яке є кліматичним оптимумом для всієї земної кулі і становить 40 кДж/кг.

### 11.1.2.3 Жарка і задущлива погода

У біокліматології існують методи оцінки жаркої і задущливої погоди. Установлено, що така погода спричиняє негативні реакції в організмі людини, пов'язані з порушенням терморегуляції.

*Жарким* вважається день, коли максимальна температура повітря сягає  $25,0 - 29,9^\circ\text{C}$ .

*Дуже жарким* або “тропічним” називається день, коли максимальна температура  $t_{\text{max}} \geq 30^\circ\text{C}$ .

*Задущливим* прийнято вважати день, коли парціальний тиск водяної пари  $e$  хоча б в один зі строків метеорологічних спостережень сягав або перевищував 18,8 гПа.

М.М. Акимович і О.А. Балалла запропонували класифікацію задущливої погоди за балами інтенсивності духоти в залежності від парціального тиску водяної пари.

За значеннями температури повітря і відносної вологості складена номограма (рис. 11.1) для визначення інтенсивності духоти.

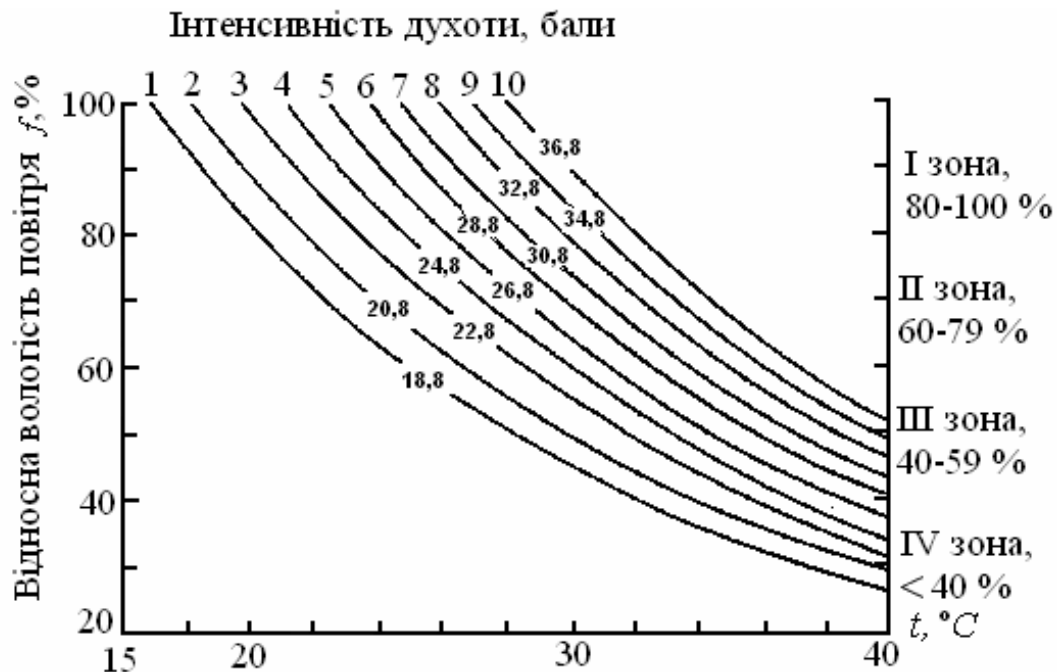


Рисунок 11.1 – Номограма для визначення інтенсивності духоти

По осі абсцис відкладена температура повітря, по осі ординат – відносна вологість. У полі графіка – похилі лінії, що являють собою ізолінії парціального тиску водяної пари, проведені через 2 гПа, починаючи з критичного, яке відповідає початку відчуття духоти (> 18,8 гПа). Однак оскільки кожному балу духоти відповідає великий діапазон зміни температури і відносної вологості повітря, то весь діапазон їхнього коливання поділений ще на чотири зони в залежності від відносної вологості повітря: 1-а зона – 80 – 100%, 2-а – 60 – 70%, 3-я – 40 - 59%, 4-а – менше 40%. Перша зона характеризується найвищою вологістю повітря і найнижчими температурами. У кожній наступній зоні відносна вологість зменшується, а температура зростає.

За допомогою наведеної діаграми за сполученням температури повітря і відносної вологості можна визначити бал і зону інтенсивності духоти при оцінці біотермічних ресурсів.

Біологічний ефект впливу погоди залежить не тільки від коливань метеорологічних величин, але і від тривалості впливу погоди. Тому підраховується не тільки число жарких і дуже жарких днів, задушливих днів і ночей, але і кількість серій з різною тривалістю днів у кожній серії.

Серія жарких, дуже жарких і задушливих днів – це три і більше названих сусідніх днів. Серії впливають на організм людини більш шкідливо, ніж

окремі дні.

Слід зазначити, що в біокліматології визначається і такий показник як задушлива ніч. Критерієм задушливої ночі є високий вологовміст повітря, що дорівнює 18,8 гПа, який зафіксовано хоча б в один з нічних строків спостереження при температурі повітря близькій до 20,0°C.

Якщо вночі температура повітря не опускається нижче 20°C, то такі ночі називають тропічними. Такі ночі бувають не тільки в тропіках, але й у помірних широтах. Наприклад, на берегах Балтійського моря тропічні ночі можуть спостерігатися 1 раз у 20 років. В Одесі ж вони спостерігаються майже щорічно. Тропічні ночі шкідливо діють на людину, спричиняючи безсоння, порушення кровообігу, теплові удари.

#### 11.1.2.4 Потреба в прохолоді

За жаркої і задушливої погоди, природно, виникає потреба в прохолоді (ПП). Умови нульової потреби в прохолоді створюються тоді, коли еквівалентна температура  $ET = 55^\circ\text{C}$ . У випадку, коли  $ET > 55^\circ\text{C}$ , потребу в прохолоді (у балах) можна розрахувати за формулою

$$ПП = (ET - 55) \cdot 0,24,$$

$$ET = t + 1,57e. \quad (11.8)$$

Найбільша потреба в прохолоді, яка дорівнює 7,5 бали, характерна для Каліфорнійської затоки, низов'їв ріки Амазонки, Червоного моря, узбереж Сомалі, Перської затоки. Потреба в прохолоді, яка становить 10 балів, визначена для узбереж Бенгальської затоки і Південно-Китайського моря.

#### 11.1.2.5 Показники дискомфорту

Вплив температури і вологості повітря, температури і швидкості вітру на тепловідчуття людини можна виразити через *показники дискомфорту*.

Дуже впливає на охолодження організму людини швидкість вітру. Оскільки вітер спричиняє додаткове охолодження, при низькій температурі підвищення швидкості вітру збільшує дискомфортність. Для розрахунку охолоджень з урахуванням швидкості вітру Сиволл запропонував емпіричну формулу

$$C_W = (0,21 + 0,17v^{0,62})(0,98 - t). \quad (11.9)$$

При  $C_W < 20$  відчувається дискомфорт. Якщо  $C_W = 7$  працююча людина дістає тепловий удар. У стані спокою тепловий удар настає при  $C_W = 1$ .



#### 11.1.2.6 Показники суворості погоди

Одним з найчастіше використовуваних методів оцінки суворості погоди в зимовий сезон є метод Бодмана. Ступінь суворості (жорсткості) погоди  $S$  у балах він запропонував визначати за формулою:

$$S = (1 - 0,04t)(1 + 0,272v). \quad (11.10)$$

За одиницю прийняті умови при  $t = 0^\circ\text{C}$  і штилі. Згідно з формулою Бодмана взимку в центрі Якутії погода менш сувора, ніж у північних районах, де температура помітно вища. Розходження в суворості сягає двох балів.

Класифікація суворості зим виконується за такими градаціями суворості:

$S$  - характеристика зими:

- $< 1,0$  – несувора, м'яка
- $1,0 - 2,0$  – малосувора
- $2,1 - 3,0$  – помірно-сувора
- $3,1 - 4,0$  – сувора
- $4,1 - 5,0$  – дуже сувора
- $5,1 - 6,0$  – жорстко сувора
- $> 6,0$  – у край сувору

Основний недолік цього методу полягає в тому, що він не обґрунтований фізіологічно і не відбиває реакції організму людини на різні сполучення температурно-вітрового режиму.

Надалі формула Бодмана була уточнена І.М. Осокіним. Він увів три поправкових коефіцієнти і трохи змінив константи перед температурою повітря і швидкістю вітру:

$$S = (1 - 0,006t)(1 + 0,20v)(1 + 0,006H)K_B A_C, \quad (11.11)$$

де  $H$  – висота над рівнем моря, м;

$K_B$  – коефіцієнт, який враховує вплив відносної вологості на суворість погоди;

$A_C$  – коефіцієнт, який враховує вплив добової амплітуди температури повітря на суворість погоди.

Слід зазначити, що це уточнення не є вдалим. Наприклад, відповідно до розрахунків за формулою Осокіна, Москва і Кисловодськ характеризуються однаковим помірно-суворим зимовим кліматом, що зовсім не відповідає дійсності.

Вплив від'ємних температур повітря і швидкості вітру на тепловий

стан оцінюється також за допомогою вітро-холодового індексу Сайпла, який розраховується за формулою:

$$W = (37,7 + 45,7\sqrt{v} - 4,2v)(33 - t), \quad (11.12)$$

де  $v$  – швидкість вітру на висоті 2 м, м/с;  
 $W$  – вітро-холодовий індекс, кДж/(м<sup>2</sup>·год).

Оцінка тепловідчуття проводиться за такою шкалою:

2514 кДж/(м<sup>2</sup>·год) – прохолодно;  
3352 кДж/(м<sup>2</sup>·год) – холодно;  
4190 кДж/(м<sup>2</sup>·год) – дуже холодно;  
5028 кДж/(м<sup>2</sup>·год) – жорстко холодно;  
10475 кДж/(м<sup>2</sup>·год) – нестерпно холодно.

Вітро-холодовий індекс Сайпла краще, ніж попередні показники, відбиває відчуття холоду, якого зазнає людина, хоча і він не має серйозного наукового обґрунтування.

І.І. Арнольдї в результаті експедиційних досліджень у деяких районах Крайньої Півночі запропонував свій коефіцієнт жорсткості погоди  $T$ . Відповідно до нього, збільшення швидкості вітру на 1 м/с умовно прирівнюється до зниження температури повітря на 2°С

$$T = t - 2v. \quad (11.13)$$

І.І. Арнольдї встановив чіткий зв'язок між збільшенням жорсткості погоди і зниженням температури шкіри щоби у людей, які працюють на відкритому повітрі взимку. Відповідно до наведеної формули, погода, оцінена в 30 балів жорсткості, обмежує перебування і проведення робіт на відкритому повітрі, а в 45 балів – робить його неприпустимим.

В.І. Русанов, аналізуючи існуючі показники суворості погоди, відзначає практичну цінність застосування коефіцієнта Арнольдї, оскільки стійкість людини до впливу низьких температур у кінцевому рахунку визначається незахищеністю одягом частин тіла. При цьому він вважає, що залежність між швидкістю вітру і його охолоджувальною властивістю підпорядковується не лінійному закону, як це впливає з методу Арнольдї, а параболічному, тобто холодове навантаження на людину істотно збільшується при швидкості вітру до 5 м/с і повільнішає при великих швидкостях.

Увівши виправлення на нелінійність впливу швидкості вітру на охолодження людини, величину, яка характеризує ступінь суворості погоди, В.І. Русанов назвав умовною температурою і використовував її в класифікації погоди моменту для медико-географічної оцінки клімату в холодну

пору року.

Для оцінки впливу погоди на людину в зимовий сезон використовується і *метод зведених температур*, запропонований В.Н. Адаменко і К.Ш. Хайруллінім. Під зведеними температурами вони розуміють температуру повітря при штилі. Цей метод дозволяє оцінити ступінь дискомфорту за формулою

$$t_{36} = t - 8,2 \sqrt{v}, \quad (11.14)$$

де  $t_{36}$  – зведена температура, °С.

При розрахунку зведеної температури, крім швидкості вітру, може бути врахована і сонячна радіація, що пом'якшує ступінь дискомфорту

$$t_{36} = t - 8,2 \sqrt{v} + \frac{2,5 R_0}{\kappa}, \quad (11.15)$$

де  $R_0$  – радіаційний баланс поверхні тіла людини;

$$\kappa = 0,04 + 0,01 \sqrt[3]{e^v}.$$

К.Ш. Хайруллін вважає, що відчутний результат радіаційна добавка дає лише в ті місяці, коли висота сонця опівдні становить 15° і більше.

Ця методика дозволяє оцінити можливість виконання різного виду робіт або просто перебування на відкритому повітрі в зимовий період. Автори цього методу запропонували граничне значення зведеної температури за ступенем несприятливого впливу на тепловий режим людини:

- $t_{36} > -17^\circ\text{C}$  – ніяких обмежень для перебування людей на відкритому повітрі;
- $t_{36} < -17^\circ\text{C}$  – часткове обмеження перебування на відкритому повітрі тільки ослаблених людей або людей з розладом серцево-судинної системи;
- $t_{36} < -28^\circ\text{C}$  – умови слабого дискомфорту; при перебуванні на відкритому повітрі в русі або на роботі необхідний 10 – 15-хвилинний обігрів у теплому приміщенні через кожні 40 – 50 хвилин;
- $t_{36} < -38^\circ\text{C}$  – умови жорсткого дискомфорту, при якому можливе обмороження обличчя навіть при короткочасній появі на вулиці; потрібно скоротити час перебування на відкритому повітрі або робочий час на 30% проти звичайного;
- $t_{36} < -42^\circ\text{C}$  – умови жорсткого дискомфорту, коли необхідно повне припинення перебування і виконання будь-якої роботи на повітрі.

Серед усіх розглянутих показників, які характеризують біоклімат холодної пори року, у практиці курортології і містобудування найбільш розповсюдженим є метод Бодмана, хоча в багатьох роботах указувалося на

його недосконалість і явну необґрунтованість стосовно до людини.

Для оцінки тепловідчуття людини в зимових умовах, і особливо в районах з континентальним кліматом, можна використовувати умовні температури, запропоновані І.І. Арнольд і В.І. Русановим, і зведені температури, запропоновані В.Н. Адаменко і К.Ш. Хайруллінім.

## 11.2 Деякі геофізичні фактори та їхній вплив на людину

### 11.2.1 Парціальна густина кисню

Дія атмосферних факторів на організм людини не обмежується тільки радіаційно-тепловим впливом, а більш складна і багатогранна.

Численні медико-біологічні дані свідчать про пряму залежність кисневої забезпеченості організму від синоптичних і метеорологічних умов, тобто вміст кисню в повітрі на рівнинах не є сталим. У зв'язку з цим В.Ф. Овчаровою запропоновано параметр кисню, що міститься у повітрі, – парціальна густина кисню, який можна розрахувати за відомою формулою Клапейрона

$$\rho_{O_2} = 0,232 \frac{P - e}{RT}, \quad (11.16)$$

де  $R$  – газова стала сухого повітря;  
 $T$  – абсолютна температура повітря.

З аналізу формули (11.16) видно, що зростання тиску при незмінній температурі призводить до росту парціальної густини кисню. При низькому тиску і зростанні температури відбувається зменшення парціальної густини кисню. Отже, при антициклональній погоді взимку парціальна густина кисню в повітрі найбільша, а при циклонічній – найменша. При проходженні холодного фронту через зниження температури повітря парціальна густина кисню в ньому буде зростати, а при проходженні теплового фронту при цьому ж тиску – навпаки, знижуватися.

Природно, при одній і тій же парціальній густині кисню, яка виникає в одному випадку в період її зростання, а в іншому – при її зниженні, тобто за різної тенденції ходу парціальної густини кисню в атмосферному повітрі самопочуття хворих, а також фізіологічні реакції, будуть різними.

Добовий хід парціальної густини кисню є простим з одним максимумом о 02–04 годині і мінімумом о 12–13 годині. Характер такого ходу зберігається в усі сезони в різних кліматогеографічних регіонах.

*Погодна гіпоксія* спостерігається при встановленні області зниженого атмосферного тиску (циклони, улоговини) і при проходженні теплового атмосферного фронту, *погодна гіпероксія* – при встановленні області під-

вищеного атмосферного тиску (антициклони, гребені) і при проходженні холодного атмосферного фронту. В залежності від основних метеорологічних величин (температури або тиску) можуть формуватися гіпотермічна чи гіпербарична гіпероксія і гіпертермічна чи гіпобарична гіпоксія.

Вміст кисню в повітрі від 0,280 до 0,300 кг/м<sup>3</sup> вважається комфортним, при такому вмісті кисню в повітрі людина відчуває себе дуже добре. Зменшення вмісту кисню до 0,200–0,230 кг/м<sup>3</sup> вважається критичним, при такому вмісті його людина відчуває кисневе голодування.

При значеннях парціальної густини кисню менших від критичного настають незворотні структурні зміни, тому що для нормального ходу біологічних процесів велике значення має не тільки забезпечення киснем, але і забезпечення живильними речовинами і звільнення тканин від продуктів обміну.

При формуванні вираженої погодної гіпоксії на рівнині виявлено:

- порушення коркової нейродинаміки, перевага тонуусу симпатичного відділу вегетативної нервової системи;
- порушення водно-електролітного обміну і кислотно-основного стану;
- зменшення коефіцієнта використання кисню в легенях.

Дані про парціальну густину кисню і його мінливості можуть доповнювати медичну оцінку погоди, уточнюючи її характер з метою визначення сприятливого і несприятливого кліматолікування.

### 11.2.2 Концентрація приземного озону

Озон в атмосфері розподіляється нерівномірно. Майже 90% його міститься в стратосфері і приблизно 10% – у тропосфері. Тропосферний і стратосферний озон хімічно ідентичні. Проте їх роль в земній атмосфері суттєво залежить від висоти розташування. *Стратосферний озон* відіграє визначну роль у поглинанні жорсткої сонячної ультрафіолетової радіації (п.1.2.1), що забезпечує достатньо низький і біологічно безпечний рівень цього випромінювання біля земної поверхні.

*Тропосферний озон* породжує серйозні глобальні екологічні проблеми особливо в приземному шарі повітря, бо саме тут він безпосередньо взаємодіє з живими формами (людиною, твариною, рослиною), проявляючи свої токсичні властивості. Він являє собою речовину, яка згідно з ДСТУ 12.1.005-06 належить до першого класу небезпеки. За ступенем токсичності озон перевищує навіть синильну кислоту. Крім того, озон має такі властивості як мутагенність, канцерогенність і є сильним окислювачем, який руйнує тканини, пластмаси, гуму, каучук тощо.

Слід зазначити, що протягом останніх двох–трьох десятиліть кількість тропосферного озону зростає на фоні тенденції зменшення вмісту

стратосферного озону. На основі багатьох вимірювань дослідники прийшли до висновку, що сучасне збільшення вмісту озону в тропосфері становить 1–3% на рік і змінюється в залежності від географічного розташування місця. На їхній погляд, зростання концентрації тропосферного озону буде тривати, і у майбутньому становитиме 0,25% на рік.

Основним джерелом озону в тропосфері тривалий час вважався стратосферний озон, який надходить до верхньої і середньої тропосфери в місцях розриву тропопаузи у випадках коливань її висоти.

Але, як показали більш пізні дослідження, зростаюча густина озону у нижній тропосфері і, зокрема в приземному шарі, за рахунок збільшення надходження озону із стратосфери – мала. Головною причиною утворення озону в нижній тропосфері тепер вважається дія сонячного випромінювання на конкретні забруднюючі речовини, які надходять до атмосфери з поверхні суші і океанів внаслідок природних причин, а також через виробничу діяльність людини (тобто фотохімічні процеси, які при цьому відбуваються). У першу чергу це такі речовини як окисли азоту, метан, окис вуглецю тощо. Зростання їх концентрації в тропосфері і реакція цих газів з радикалами гідроксилу є найбільш суттєвими чинниками, які визначають і руйнування озону в нижній атмосфері.

За деякими даними збільшення концентрації азотних сполук у тропосфері зростає на 1% щорічно. Всього в атмосферу, починаючи з 80-х років, щорічно надходить близько  $22 \cdot 10^9$  кг азоту, з якого  $2 \cdot 10^9$  кг утворюють блискавки (тобто одною з причин утворення приземного озону є блискавки),  $10^{10}$  кг утворюються біосферою і стільки ж внаслідок виробничої діяльності людини.

Озон є одною з основних складових *смогів* (його вміст становить 60-75%). До виникнення *смогів* – димних туманів – призводять хімічні реакції, які відбуваються у повітрі. Причини виникнення *смогів* наступні: велика кількість пилу і газів, які джерела забруднення міст (автотранспорт, промислові підприємства тощо) викидають у повітря; довге існування інверсійної температурної стратифікації в приземному шарі атмосфери, яка притаманна умовам антициклонів.

Виділяють три види *смогів*. Перший – *вологий смог* (або лондонського типу) – найбільш вивчений. В його основі – сірковий ангідрид ( $\text{SO}_3$ ), сажа і краплі туману. Він характерний для країн з морським кліматом, де висока вологість повітря і часто спостерігаються тумани.

Другий – *льодяний* (або аляскинського типу) – складається з газоподібних забруднювачів, пиловидних частинок сажі і кристалів льоду, які утворюються в результаті замерзання крапель туману і пари опалювальних систем. Він виникає в Арктиці і Субантарктиці за низьких температур в антициклонах.

Третій вид смогу – *сухий смог* (або лос-анджелеського типу). Його первинними складовими є оксиди азоту і вуглеводні. Смог утворює тут не туман, а синювату імлу. Накопичення цих первинних забруднюючих речовин під впливом сонячного випромінювання призводить до вторинного забруднення продуктами фотохімічних реакцій.

Повторюваність смогів збільшується. Наприклад, в Лос-Анджелесі смог спостерігається 200 днів на рік. Те ж саме відбувається в містах Японії, Китаю, Південної та Центральної Америки. В Європі вплив смогу відчувають практично всі міста. У деяких містах України (Одесі, Сімферополі, Запоріжжі, Дніпропетровську, Донецьку, Маріуполі та багатьох інших) швидкість фотохімічних реакцій перевищує їх критичну швидкість, при якій утворюється смог, у два і більше разів.

Основною одиницею вимірювання озону є його концентрація  $N_{O_3}$  або кількість молекул в одиничному об'ємі повітря, яка виражається в  $\text{м}^{-3}$ ,  $\text{дм}^{-3}$ ,  $\text{см}^{-3}$ .

Для характеристики питомої кількості озону використовуються *парціальна густина озону* (або густина озону) і *парціальний тиск озону*. Парціальним тиском озону  $P_{O_3}$  (виражається у мПа) у повітрі називають тиск, під яким знаходився б озон, якби з повітря була видалена решта газів, а об'єм і температура залишились сталими. Парціальна густина озону часто позначається  $\rho_{O_3}$  і виражається в  $\text{мкг/м}^3$ . Зв'язок між густиною озону і його парціальним тиском знаходиться за формулою стану ідеального газу:

$$\rho_{O_3} = \frac{\mu_{O_3} P_{O_3}}{R^* T},$$

де  $\mu_{O_3}$  – молярна маса озону, яка дорівнює 47,998 кг/моль;

$R^*$  – універсальна газова стала;

$T$  – температура озону, К.

*Масова концентрація*, або густина озону, залежить від температури і атмосферного тиску. Через це для характеристики питомого вмісту озону використовують відносні одиниці: молярну і об'ємну концентрації ( $\text{млн}^{-1}$ ,  $\text{млрд}^{-1}$ ,  $\text{трлн}^{-1}$ ).

*Молярною концентрацією* озону називають відношення густини озону до густини повітря:

$$r_{O_3} = \rho_{O_3} / \rho = (N_{O_3} \cdot \mu_{O_3}) / \mu,$$

де  $\rho$  – густина повітря,

$\mu$  – молярна маса повітря.

Під *об'ємною концентрацією* озону розуміють відношення парціаль-

них тисків або відношення об'ємів молів:

$$N_{O_3} / N = P_{O_3} / P = V_0 / V_{0,O_3},$$

де  $V_0$ ,  $N_{O_3}$  – об'єм одного моля повітря і озону відповідно.

Слід зазначити, що молярна і об'ємна концентрації не залежать від тиску і температури повітря.

Ті характеристики озону, які залежать від температури і тиску, доцільно зводити до нормальних умов ( $P_0=1013$  гПа і  $T_0=273$  К), що дозволить зіставити дані, здобуті в різних умовах. Зазвичай, для цих цілей використовується формула:

$$\rho_0 = \rho_i \frac{P_0 T_i}{P_i T_0},$$

де  $i$  відноситься до даних вимірювань в умовах, які відрізняються від нормальних.

Розглянемо, як протягом року змінюється вміст приземного озону в атмосфері на прикладі результатів спостережень Карадагської обсерваторії у 1998 р. Максимум приземного озону спостерігався в червні (62 млрд<sup>-1</sup>), а мінімум – в січні (9 млрд<sup>-1</sup>). Річний хід приземного озону характеризується максимумом влітку, а мінімумом – взимку. Такий річний хід приземного озону є типовим для помірного поясу.

Таблиця 11.2 – Екстремальні значення концентрації озону, млрд<sup>-1</sup>

Місяці	Макс.	Дата і час спостереж.	Мін.	Дата і час спостереж.
1	17	5.01 о 6.00	4	11.01 о 9.00
2	26	25.02 о 10.00	5	23.02 о 7.00
3	51	5.03 о 19.00	8	19.03 о 7.00
4	70	15.04 о 11.00	6	29.04 о 17.00
5	45	9.05 о 17.00	5	13.05 о 17.00
6	148	21.06 о 11.00	13	3.06 о 11.00
7	146	1.07 о 17.00	10	10.07 о 23.00
8	141	6.08 о 20.00	9	11.08 о 8.00
9	81	20.09 о 11.00	3	4.09 о 11.00
10	88	13.10 о 11.00	3	1.10 о 20.00
11	80	3.11 о 14.00	2	19.11 о 8.00
12	28	12.12 о 14.00	2	10.12 о 8.00

У табл. 11.2 наведено екстремальні значення концентрації приземного озону в 1998 р. (дата і час, коли вони спостерігались). Велика мінливість



приземного озону пов'язана з локальними процесами, які відбуваються в приземному шарі даного району. Про це може свідчити аналіз добового ходу приземного озону. Майже у всіх випадках мінімальні значення приземного озону були зареєстровані вранці, рідше увечері і ніколи мінімум не відмічався вдень. Вночі руйнування озону відбувається за рахунок окислювальних процесів. Максимум концентрації приземного озону спостерігається переважно в світлі години доби, коли активізується конвективний і турбулентний обмін.

Досліджуючи причини коливань концентрації приземного озону у на ст. Довгопрудний, О.С. Брітаєв виявив, що низхідні рухи повітря в нижній тропосфері супроводжуються зростанням кількості приземного озону. Проходження холодного фронту в 60% випадків також спричиняє зростання приземного озону, тоді як однозначного зв'язку з теплим фронтом не виявилось.

Особливу роль в коливаннях приземної концентрації озону можуть мати місцеві вітри. Так, за спостереженнями обсерваторії Мауна-Лоа (Гавайські о-ви), розташованої в горах, максимум приземного озону настає рано-вранці, коли низхідний потік схилового вітру найбільш сильний.

Збільшення концентрації озону у приземному шарі (ПКО) створює загрозу здоров'ю людини. Озон може впливати на людину прямим і опосередкованим способами. Під прямим впливом виникає втома, головний біль, блювота, подразнення дихальних шляхів, кашель, порушення дихання, хронічний бронхіт, емфізема легенів, астма і збільшується кількість приступів. Озон спричиняє алергію до найбільш поширених речовин – пилу, пилку, а також до домашніх тварин. Він суттєво знижує імунітет до інфекцій. Опосередковано озон впливає на кров подібно іонізуючому випромінюванню.

Таблиця 11.3 – *Симптоми інтоксикації озоном у людини*

Концентрація, мкг/м <sup>3</sup>	Тривалість інгаляції, год.	Ефект
4 – 15	–	Поріг сприйняття запаху у чистому повітрі
> 120	8	Зниження роботоспроможності при високому навантаженні
> 160	24	Погіршення функції легенів
> 200	8	Кашель, хрипота, дере у горлі
> 240	3	Втрата чутливості до інших токсикантів і алергенів
> 400	8	Запалення нижніх дихальних шляхів, можливі летальні наслідки

Відомий факт, що під час Олімпійських ігор у Атланті (1996 р.) значно зменшився автомобільний рух і внаслідок цього середня концентрація озону знизилась на 27,9%, а це в свою чергу призвело до зменшення кількості приступів астми на 41%.

Озон може викликати подразнення очей, дихальних шляхів. А у районах, де утворюються смоги, значно поширені хронічний бронхіт, емфізема легенів, рак, алергічні захворювання. Оскільки озон не має різкого запаху, то виникає проблема ідентифікації причин токсикації людини. Вплив озону характеризують симптомами, які наведені у табл.11.3.

В табл. 11.4 наведені встановлені на міжнародному рівні та в окремих країнах гранично допустимі концентрації озону. Ці стандарти постійно переглядаються і уточнюються.

Таблиця 11.4 – Гранично допустимі концентрації озону

Документ, організація, країна	Критерій	Концентрація
Директива ЕС 2002/3/ЕС Рада Європи	Середня концентрація за 1 год Інформаційний поріг для населення Середня концентрація за 1 год протягом 3-х год. підряд Поріг для оголошення тривоги	180 мкг/м <sup>3</sup> 240 мкг/м <sup>3</sup>
Всесвітня Організація охорони здоров'я	Ковзний 8-годинний максимум Керівництво для захисту здоров'я	120 мкг/м <sup>3</sup>
Національний стандарт по якості NAASQS, США	Максимальна середня концентрація за 1 год Середня концентрація за 8-год період	120 млрд <sup>-1</sup> 85 млрд <sup>-1</sup>
CEDRM, Чилі	Максимальна середня концентрація за 1 год Середня концентрація за 24-год.період	160 мкг/м <sup>3</sup> 100 мкг/м <sup>3</sup>
Туреччина	Максимальна середня концентрація за 1 год	240 мкг/м <sup>3</sup>

Зростання ПКО негативно впливає на виробництво сільськогосподарської продукції. У США підраховано, що збільшення концентрації озону на 10 млрд<sup>-1</sup> призводить до скорочення продуктивності сільського господарства на 10%, в результаті чого збитки від зниження врожайності скла-

дають 3 млрд доларів. В рослинах структурні зміни починаються при густині озону  $60 \text{ млрд}^{-1}$  при дії протягом 4-х годин.

Таким чином, збільшення озону у приземному шарі може завдати велику шкоду людству, внаслідок токсичного пошкодження природи, самої людини і навколишнього середовища.

Якщо раніше вважалось, що озон лише шкідливо впливає на людину, то результати останніх досліджень дозволяють розглядати його як важливий біологічний чинник, який має високу лікувальну цінність при низці захворювань. Інтерес до озонотерапії зростає в міру накопичення даних про біологічний вплив озону на організм і появи повідомлень з різних клінік світу про успішне використання його при лікуванні. Озон використовують при лікуванні гнійних ран, опіків, при складних переломах, анемії, пневмонії. Добре відома антимікробна активність озону: знищує бактерії, віруси, грибки, мікроби і спори.

Крім того, озон використовують також в різних процесах життєдіяльності, наприклад, для покращення якості води. Озон – окислювач і дезінфектор. Озонування у 2–3 рази знижує мутність, обезбарвлює, знезаражує воду, усуває присмаки і вилучає залізо, марганець, фенол, сірководень, мікроорганізми.

Дуже ефективним виявилось використання озону для очистки повітря у жилих і промислових будівлях.

Використання озону при сушці зерна дозволяє збільшити її швидкість на 20 – 25%, також скоротити енергоспоживання до 20%. Озон знаходить все більш широке застосування і в інших галузях господарської діяльності.

### **11.2.3 Характеристики атмосферної електрики**

Землю в цілому можна вважати гігантським електричним конденсатором, обкладинками якого є її поверхня і атмосфера, переважно іоносфера. Носіями заряду в атмосфері є іонізовані молекули її газів. Різниця потенціалів між обкладинками цього конденсатора становить в середньому 400 тис. вольт (В). При цьому поверхня Землі заряджена в цілому негативно, а атмосфера – позитивно.

Електричний стан атмосфери характеризується такими параметрами:

- градієнтом потенціалу (напруженість) електричного поля,
- електричною провідністю повітря,
- вертикальним струмом провідності,
- коефіцієнтом уніполярності.

Напруженість електричного поля атмосфери біля поверхні Землі становить в ясну погоду 150 – 200 В/м. Але локально можуть виникати суттєві зміни електричного поля Землі аж до зміни його знака. Це пов'язано зі станом іонізації атмосфери, хмарністю, грозовою активністю.

У передгрозовому стані напруженість електричного поля може сягати 100 кВ/м, що призводить до електричного пробою атмосфери (блискавка), який супроводжується електромагнітними коливаннями радіочастотного діапазону (атмосферіки).

У разі електростатичного поля напруженість  $E$  пов'язана з потенціалом  $U$  співвідношенням

$$E = \text{grad } U.$$

У помірних широтах північної півкулі спостерігається простий річний хід градієнта потенціалу з максимумом узимку і мінімумом влітку.

Електрична провідність повітря визначається, перш за все, рухливими легкими аероіонами, які являють собою комплекс з декількох десятків молекул газу, які несуть один елементарний заряд. Легкі аероіони мають радіус  $10^{-8} - 10^{-7}$  см. Важкі аероіони – значно більші за розміром (їхній радіус  $10^{-5}$  см) і менш рухливі електрично заряджені частинки: мікрокраплі води, мікропилинки і т. ін. До утворення іонів в атмосфері призводять такі фактори: радіоактивне випромінювання ґрунту, гірських порід; УФ-радіація і рентгенівське випромінювання; корпускулярне випромінювання (в іоносфері); горіння.

Завдяки наявності градієнта потенціалу між поверхнею Землі і атмосферою, виникає вертикальний рух іонів, який утворює вертикальний струм провідності. При цьому позитивно заряджені іони рухаються до Землі, негативно заряджені – від неї.

Відношення числа позитивно заряджених аероіонів  $n^+$  до числа негативних  $n^-$  називається *коефіцієнтом уніполярності повітря*.

Значення коефіцієнта уніполярності у всіх кліматогеографічних зонах більше 1, крім гір, де вони становлять  $1,2 \div 1,5$ , тобто переважають позитивні аероіони. Вважається, що ця зарядова асиметрія утворюється вертикальним струмом провідності, завдяки якому позитивні аероіони концентруються в нижніх шарах атмосфери, а негативні – у верхніх.

Відмічається добова і сезонна періодичність стану атмосферної електрики. Градієнт потенціалу і вертикальний струм провідності мінімальні влітку і максимальні взимку, аероіонізація максимальна в кінці літа і на початку осені, мінімальна – в кінці зими і на початку весни. Добовий хід градієнта потенціалу має два максимуми (о 8 – 10 і о 19 - 23 годині місцевого часу) та два мінімуми (о 2 – 5 і о 16 – 18 годині). Закономірний хід добових змін може порушуватись при зміні повітряних мас.

Річний і добовий хід електричної провідності повітря в основному протилежний ходу градієнта потенціалу.

Для кожної місцевості характерний свій іонізаційний режим повітря (табл. 11.5).

Добовий і річний хід іонізаційного стану повітря визначається

сукупністю багатьох фізичних факторів ґрунту й атмосферних процесів, що призводять як до утворення аероіонів, так і до їхнього знищення (рекомбінації).

Таблиця 11.5 – *Середні концентрації легких аероіонів і коефіцієнт уніполярності в різних пунктах*

Пункт спостереження	$n^+$	$n^-$	$n^+ / n^-$
Кисловодськ	555	469	1,18
Москва	710	625	1,12
Санкт-Петербург	600	570	1,05
Алма-Ати	740	590	1,17
Ялта	700	683	1,03
Сочі	748	788	0,93
Анапа	780	685	1,12

Концентрація легких аероіонів з висотою збільшується. Максимум концентрації легких аероіонів у добовому ході в більшості пунктів виникає в пізні нічні або ранні ранкові години, що пов'язано з чистотою повітря.

У вологому і забрудненому пилом і димом повітрі кількість важких аероіонів зростає, досягаючи максимуму в денні години, і таким чином коефіцієнт уніполярності повітря є показником ступеня забруднення повітря.

Поблизу гірських рік, водоспадів, фонтанів із прісною водою тощо, де відбувається розбризкування води, виникає підвищена іонізація повітря з різким переважанням негативних аероіонів, концентрація яких досягає декількох десятків тисяч у  $1 \text{ см}^3$  повітря. Процес утворення аероіонів при розбризкуванні води широко використовується для штучного одержання негативних аероіонів, використовуваних з лікувально-профілактичною метою.

При розбризкуванні морської води повітря на березі насичується переважно позитивними аероіонами. У Криму на пляжах поблизу прибою при хвилюванні моря в 3 бали концентрація позитивних аероіонів у середньому дорівнює 1200, а негативних – 700 у  $1 \text{ см}^3$  повітря (коефіцієнт уніполярності – 1,73).

У теперішній час лікарі і біологи надають великого значення фізіологічній дії аероіонів. Для лікування деяких хвороб (бронхіальної астми, гіпертонії тощо) з успіхом застосовується метод аероіонізації.

Концентрація легких аероіонів, коефіцієнт уніполярності можуть змінюватись в широких межах при фронтальних погодах, зумовлених зміною повітряних мас різного походження, особливо у дні з грозовою

діяльністю. Змінювання деяких характеристик атмосферної електрики (напруженості електричного поля, електричної провідності повітря тощо) спостерігають не лише в момент проходження фронту, але іноді за добу до цього. Грозові розряди, які виникають за фронтальної погоди, є джерелом електромагнітних імпульсів, розповсюджуваних зі швидкістю світла. За спостереженнями С.М.Чубинського та ін., ці електромагнітні імпульси є тими подразниками, які за 1 – 2 дні до проходження фронту змінюють збудження нервової системи, обмін речовин і тонус судин. Виявлено зв'язок між активністю електромагнітних імпульсів і виникненням у хворих відчуття болю в області серця і у суглобах.

#### **11.2.4 Напруженість магнітного поля Землі**

Земля – не тільки гігантський конденсатор, але і гігантський магніт, полюси якого розташовані поблизу її географічних полюсів. Магнітне поле Землі відхиляє заряджені частинки, які входять до складу корпускулярної радіації Сонця. Більша частина постійного магнітного поля Землі зобов'язана своїм походженням процесам, які відбуваються в ядрі Землі, на межі ядра і мантиї. Змінне магнітне поле пов'язане з корпускулярною радіацією Сонця.

Горизонтальна складова напруженості магнітного поля Землі має максимум біля екватора ( $0,3 \div 0,4$  Е, де Е – ерстед), вертикальна – біля полюсів ( $0,6 - 0,7$  Е). Основна частина магнітного поля зумовлена процесами в земному ядрі, де течуть електричні струми, що утворюють магнітне поле. Друга його частина утворюється магнітним полем земної кори. Періодичні коливання напруженості магнітного поля пов'язані з рухом Землі і Місяця навколо своєї осі (сонячнодобові і місячнодобові коливання), максимальні на екваторі та в помірних широтах і сягають  $0,001$  Е. Магнітні бурі, зазвичай, пов'язані зі збільшенням сонячної активності і вторгненням в магнітосферу Землі корпускулярного випромінювання. Геомагнітні бурі охоплюють всю Землю і продовжуються декілька діб. За інтенсивністю вони поділяються на малі (до  $0,0005$  Е), помірні (до  $0,001$  Е), великі ( $0,001 - 0,002$  Е) і дуже великі ( $> 0,002$  Е). Невеликі змінювання магнітного поля, які охоплюють лише частину магнітосфери, називають геомагнітними збуреннями.

Відомо, що магнітні бурі впливають на самопочуття людини. На нас діють радіохвилі низької частоти. Вченим ще не до кінця зрозумілий механізм відгуку людини на цей вплив. Скоріш за все, справа в резонансі: біоритми людини – биття серця, нервові імпульси – «працюють» теж в діапазоні декількох герц. Електромагнітні хвилі спроможні змінити в'язкість крові. А коли кров стає густішою, вона повільніше тече по судинах, особливо по тонких судинах головного мозку. До клітин менше

постачається кисню – через це головні болі, мігрені, швидка і безпричинна втома, в'ялість, сонливість. Порушується регуляція тону судин, непередбачено «скаче» артеріальний тиск. Зрозуміло, що до магнітних бур більш чутливими є люди із захворюваннями серцево-судинної системи. Коли геомагнітне поле неспокійне, то у 3 рази зростає кількість інфарктів, у 2 – інсультів і приступів стенокардії; на 50-55% частіше скаржаться на нездужання люди з ішемічною хворобою серця.

### **11.3 Тепловий баланс тіла людини і його здоров'я**

При оцінці рекреаційних ресурсів клімату особливу увагу приділяють тепловому стану людини як відповідній реакції на комплексну дію погоди. Вище були наведені деякі показники теплового стану людини, яка зазнає впливу комплексу метеорологічних факторів, але останнім часом вважається, що одним з найоб'єктивніших і науково обгрунтованих є метод теплового балансу. Цей метод дозволяє кількісно оцінювати сумарні втрати тепла організмом або ж його надходження до організму за різних кліматичних умов.

#### **11.3.1 Поняття теплового балансу тіла людини**

Між людиною і навколишнім середовищем відбувається постійний теплообмін. Організм людини, як відомо, являє собою складну термодинамічну систему, що відрізняється високою стабільністю температури внутрішніх частин тіла при можливих значних коливаннях інтенсивності теплообміну між тілом і зовнішнім середовищем. У переважної більшості людей температура тіла становить 36,6...36,8°C. При цьому температура периферичних тканин у залежності від метеорологічних умов може змінюватися в значних межах. Для збереження ізотермічного стану необхідно, щоб надходження і витрати тепла з поверхні тіла були рівні між собою.

Основним джерелом тепла для організму людини є енергія, яка утворюється в ньому в процесі хімічних реакцій біологічного окислювання. Окислення в клітинах організму зазнають живильні речовини – жири, білки і вуглеводи. Ці перетворення закінчуються утворенням води, вуглекислого газу і звільненням теплової енергії. Виділення тепла в організмі, зумовлене окислювальними процесами, які відбуваються в ньому, називають *теплопродукцією*. Інтенсивність теплопродукції постійно змінюється. Для людини, яка стоїть, і перебуває в стані спокою, виділення тепла вважається таким, що дорівнює 93 Вт. Під час ходьби теплопродукція збільшується в 2 – 4 рази, а при дуже напруженій роботі –

у 7 – 10 разів. Якщо прийняти теплопродукцію людини в спокої за одиницю, то її зміни при різному фізичному навантаженні такі:

<b>–фізичне навантаження</b>	<b>теплопродукція</b>
спокій	1
легка робота	1,5
робота середньої важкості	2,5–3,0.

У горах вище 3000 – 4000 м теплопродукція збільшується на 8 – 13% внаслідок посилення активності дихальних м'язів.

У природних умовах іншим джерелом тепла для організму людини є енергія сонячної радіації.

Тепло, яке утворюється в організмі, переноситься кров'ю по кровоносних судинах до шкіри і слизових оболонок, а також витрачається з видихуванням повітрям. Теплообмінні функції організму забезпечують динамічне співвідношення процесів теплотворення і тепловіддачі в залежності від конкретних метеорологічних умов середовища.

Передача тепла в зовнішнє середовище з поверхні тіла відбувається шляхом турбулентної дифузії теплового випромінювання і випаровування вологи. За температури повітря, що дорівнює температурі поверхні тіла, тепловіддача турбулентним шляхом і випромінюванням відсутня, а тепловіддача здійснюється лише шляхом випаровування поту. Коли температура навколишнього середовища нижча, ніж температура поверхні тіла, швидкість вітру збільшує тепловтрати турбулентним шляхом і випаровуванням. При високих температурах повітря великі швидкості вітру не завжди сприяють посиленню тепловтрат організму, іноді це призводить до збільшення теплового навантаження. З підвищенням температури помітно зростає вплив вологості повітря. Збільшення вологості повітря зменшує фізіологічний дефіцит насичення і тим самим обмежує тепловтрати випаровуванням. Роль вологості за знижених температур повітря значно менша. У той же час при низьких температурах повітря підвищена вологість збільшує тепловтрати організму в результаті інтенсивного поглинання водяною парою енергії довгохвильового випромінювання з поверхні тіла людини. Однак більше зростання тепловтрат відбувається при безпосередньому зволоженні тіла й одягу.

При теплообміні організму, як вже згадувалось, мають місце і тепловтрати через органи дихання, що відбуваються за рахунок нагрівання вдихуваного повітря і випаровування з поверхні дихальних шляхів. Зростання тепловтрат тим більше, чим нижча температура вдихуваного повітря і чим більший фізіологічний дефіцит насичення водяною парою навколишнього повітря і повітря, яке міститься в легенях і дихальних шляхах, а також чим більший об'єм легеневої вентиляції. Ступінь спроможності кондиціювання органів дихання визначають по температурі



і вологості видихуваного повітря і життєвої ємності легенів.

За різних метеорологічних умов в організмі людини виникають зміни функцій ряду систем і органів, які беруть участь у терморегуляції – у системі кровообігу, нервової і потовидільної. Інтегральним показником теплового стану організму людини за тих чи інших метеорологічних умов може бути температура тіла. Про ступінь напруження терморегуляторних функцій і тепловий стан організму можна судити також по зміні температури шкіри і тепловому балансу.

Тепловий баланс тіла людини визначається впливом комплексу метеорологічних і фізіологічних чинників, а також теплозахисних властивостей одягу і фізичного навантаження.

До фізіологічних чинників теплового балансу людини відносять теплопродукцію, температуру шкіри і характеристику умов зволоження поверхні шкіри.

Тепловий стан людини характеризується середнім зваженим значенням температури шкіри, визначеним для основних частин тіла з урахуванням їх площі.

Умови випаровування характеризуються ступенем зволоження шкіри. У звичайних умовах приблизно 10% поверхні шкіри вологі. У жарких умовах уся поверхня шкіри волога. Умови зволоження шкіри функціонально пов'язані з температурою шкіри.

Роль одягу полягає в зниженні втрати тепла з поверхні тіла і захисті її від надмірного впливу сонячної радіації. Теплозахисні властивості одягу не залежать від природи волокна тканин. Вони визначаються кількістю інертного повітря, що міститься між волокнами тканин.

Оцінка теплопровідних властивостей одягу може бути виконана за допомогою вимірів або розрахунку коефіцієнта, що характеризує дифузію тепла в одязі.

У біокліматичних дослідженнях показників теплоізоляційних властивостей одягу прийнята *одиниця КЛО*. Термін КЛО відповідає трьом початковим буквам англійського слова *clothing* – одяг. Величина КЛО відповідає теплоізоляції, що створюється звичайним одягом, який носять працівники розумової праці у приміщенні в умовах теплового комфорту при температурі повітря 18°C, а також при середній зваженій температурі шкіри 33°C, і теплопродукції 93 Вт. Таку теплоізоляцію має комплект одягу, який складається з вовняного костюма і білизни. Фізична величина одиниці КЛО дорівнює 752 Дж/(м<sup>2</sup>·К).

Оцінка теплозахисних властивостей деяких типів одягу в числах КЛО наведена в табл. 11.6.

За допомогою одягу, теплоізоляція якого компенсує велику частину тепловтрат, дія низьких температур навколишнього середовища значно знижується.

Таблиця 11.6 – Значення чисел КЛО для різних типів одягу

Число КЛО	Тип одягу
0,5	літній легкий
1,0	літній (комплект білизни і вовняний костюм)
1,5	літнє пальто
2,0 – 2,5	демісезонний
3,0 – 3,5	зимовий
4,0 – 4,5	арктичний
5,0 – 6,0	утеплений арктичний

### 11.3.2 Рівняння теплового балансу тіла людини

Термічний режим організму людини формується в результаті складної взаємодії фізіологічних, біохімічних і фізичних процесів. Тому більш-менш повна розробка проблеми теплового режиму людини методами математичного моделювання уявляється настільки складною, що на сучасному етапі можна розв'язувати лише деякі поодинокі задачі на базі схематизації процесів формування теплового стану людини.

Здобуті таким шляхом результати відбивають найбільш чітко виражені закономірності. Метод математичного моделювання теплового балансу тіла людини є достатньо ефективним, оскільки дозволяє дістати кількісні оцінки, встановити взаємозв'язок між окремими сторонами явища, а також виявити деякі закономірності, які не піддаються безпосередньому експериментальному вивченню.

Відомі різноманітні методи розрахунку теплового балансу тіла людини, однак найбільш обґрунтованими є два методи. Перший з них розроблений М.І. Будиком і Г.В. Циценко, другий – Б.А. Айзенштатом. В основі їх лежить рівняння теплового балансу, складовими якого є метеорологічні, радіаційні і фізіологічні параметри.

В умовах стаціонарного режиму, коли температура тіла незначно змінюється з часом, витрата тепла з поверхні тіла дорівнює його надходженню у вигляді власної теплопродукції і сонячної радіації.

Рівняння теплового балансу тіла людини, яке впливає із закону збереження енергії, можна представити в такому вигляді:

$$R + q = LE_l + P + P_l, \quad (11.17)$$

де  $R$  – радіаційний баланс поверхні тіла, Вт;

$q$  – теплопродукція, Вт;

$LE_d$  – витрати тепла на випаровування води з поверхні дихальних шляхів при диханні, Вт

$L$  – теплота випаровування при температурі шкіри  $33^\circ\text{C}$  ( $L = 2,4$  Дж/кг);

$E_d$  – швидкість випаровування, г/год;

$P$  – турбулентний теплообмін між поверхнею тіла й атмосферним повітрям або конвекція, Вт;

$P_d$  – теплообмін між поверхнею дихальних шляхів і повітрям при диханні, Вт.

Рівність тепловтрат і теплонадходжень, яка забезпечує баланс, може бути досягнута шляхом підбору відповідного одягу. Тому М.І. Будико і Г.В. Циценко ввели в це рівняння для окремих складових коефіцієнти, які враховують вплив теплозахисних властивостей одягу на тепловий баланс людини.

Рівняння теплового балансу можна розв'язати відносно середньої зваженої температури шкіри, яка є гарним показником теплового стану людини, особливо в інтервалі температур  $27\text{--}37^\circ\text{C}$ , або теплозахисних властивостей одягу, який забезпечує тепловий комфорт (збереження середньої зваженої температури шкіри в межах  $31\text{--}33^\circ\text{C}$ ) за конкретних метеорологічних умов і при заданому рівні фізичного навантаження.

Найбільш надійні результати можна очікувати при використанні рівняння для розрахунку теплорегуляції одягу в області комфортних температур. У випадку підвищеної або зниженої температури повітря похибка кінцевого результату буде зростати, оскільки наведене вище рівняння складено для середньої людини і розраховано для умов теплової рівноваги між організмом і зовнішнім середовищем.

Метод, запропонований Б. А. Айзенштатом, заснований на тому ж вихідному рівнянні теплового балансу, але як показник ступеня теплового навантаження на організм людини в умовах жаркого клімату прийнята величина вологовтрати випаровуванням поту або еквівалентна їй величина витрат тепла на випаровування поту:

$$FLE = FR + FP + P_d - LE_d + q, \quad (11.18)$$

де  $F$  – площа поверхні тіла людини,  $F \approx 1,5$  м<sup>2</sup>;

$FLE$  – витрати тепла на випаровування поту, Вт;

$FR$  – радіаційний баланс тіла людини, Вт;

$FP$  – турбулентний теплообмін між тілом і навколишнім повітрям (конвекція), Вт.

Розрахувавши всі члени правої частини рівняння, можна знайти значення  $FLE$ . Знаючи  $FLE$  у Вт, легко знайти величину вологовитрати випаровуванням поту  $FE$  у г/год:  $FE = FLE / L = FLE / 0,67$ .

Згідно з рівнянням (11.18) члени  $FR$ ,  $FP$ ,  $P_{\text{л}} > 0$ , коли вони характеризують надходження тепла до організму, і мають від'ємні значення при тепловіддачі; тепловтрати при випаровуванні  $FLE$  і  $LE_{\text{л}}$ , а також вологовитрати  $FE$  і  $E_{\text{л}}$  варто вважати додатними.

Якщо надходження тепла до організму перевищує тепловтрати, то відбувається виділення поту ( $FLE > 0$ ) і розширення периферичних судин, що супроводжується посиленням кровообігу з внутрішніми зонами організму, тобто відбувається терморегуляція в умовах нагрівання.

При охолодженні організму ( $FLE < 0$ ) потовиділення практично припиняється, відбувається звуження периферичних судин, а отже і послаблення кровообігу з центральними зонами тіла, тобто терморегуляція в умовах охолодження.

Від'ємне значення  $FLE$  чисельно дорівнює тій кількості тепла, яку організм повинен зберегти шляхом використання відповідного одягу або виділити за рахунок підвищення фізичної активності, щоб забезпечити стан теплового комфорту.

Отже, з рівняння (11.18) випливає, що витрата тепла на випаровування поту  $FLE$  дорівнює сумарному надходженню тепла до організму за рахунок впливу всіх зовнішніх факторів і теплопродукції. Отже,  $FLE$  (а також і  $FE$ ) є кількісною характеристикою теплового навантаження на організм.

Радіаційний баланс тіла людини  $FR$  складається з короткохвильового  $FR_{\kappa}$  і довгохвильового  $FR_{\delta}$  балансів:

$$FR = FR_{\kappa} + FR_{\delta}. \quad (11.19)$$

Вигляд формули  $FR_{\kappa}$  залежить від прийнятої геометричної моделі тіла людини.

Для людини, що знаходиться у вертикальному положенні (геометрична модель – вертикальний циліндр, висота якого дорівнює шістьом діаметрам),  $FR_{\kappa}$  (Вт) виражається формулою

$$FR_{\kappa} = 0.5F(1 - A_{\text{ш}}) \left[ S(0.6 \cos h + 0.08 \sin h) + D + r \right], \quad (11.20)$$

де  $S$  – інтенсивність прямої сонячної радіації, яка надходить на перпендикулярну до сонячних променів поверхню, Вт/м<sup>2</sup>,

$D$  – інтенсивність розсіяної радіації, Вт/м<sup>2</sup>,

$r$  – інтенсивність відбитої радіації, Вт/м<sup>2</sup>,

$h$  – висота сонця над обрієм (°),

$A_{\text{ш}}$  – альbedo шкіри людини (для середньо-пігментованої шкіри  $A_{\text{ш}}$  можна прийняти таким, що дорівнює 0,33).

Для людини, яка знаходиться у зігнутому положенні (наприклад, виконує деякі види монтажних чи сільськогосподарських робіт), доцільно скористатись моделлю у формі кулі. Тоді  $FR_k$  [Вт] розраховується за формулою

$$FR_k = 0,5 F (1 - A_{ui}) \left( \frac{S}{2} + D + r \right). \quad (11.21)$$

Довгохвильовий баланс  $FR_o$  (Вт) можна обчислити за спрощеною формулою для обох моделей:

$$FR_o = 0,5 F \beta (t_z + t_a - 2t_{ui}), \quad (11.22)$$

де  $t_z$  – температура поверхні ґрунту,  $^{\circ}\text{C}$ ;  
 $t_a$  – радіаційна температура атмосфери,  $^{\circ}\text{C}$ ;  
 $t_{ui}$  – середня температура шкіри,  $^{\circ}\text{C}$ ;  
 $\beta$  – коефіцієнт,  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \times ^{\circ}\text{C})$ .

Радіаційна температура  $t_a$  визначається за допомогою номограми (рис. 11.2), побудованої для парціального тиску водяної пари  $e = 12$  гПа, і значень кількості хмар, виражених у балах. Якщо фактичний парціальний тиск відрізняється від 12 гПа, то спочатку по рисунку (11.2) визначається  $t_{a1}$ , а потім до здобутого значення вводиться поправка  $\Delta t_a$  ( $^{\circ}\text{C}$ ), яка дорівнює

$$\Delta t_a = 0,6 (e - 12). \quad (11.23)$$

Коефіцієнт  $\beta$  обчислюється за формулою

$$\beta = 0,014 (t_z + t_a) + 5,37. \quad (11.24)$$

Величина  $FP$  виражається формулою

$$FR = F \alpha (t - t_{ui}) \sqrt{\frac{p}{p_0}} \quad (11.25)$$

де  $p$  – атмосферний тиск у даному пункті, гПа,  
 $p_0$  – атмосферний тиск, зведений до рівня моря,  $p_0 = 1000$  гПа,  
 $\alpha$  – коефіцієнт теплообміну між тілом і повітрям,  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$ .

У залежності від швидкості вітру коефіцієнт  $\alpha$  може набувати таких значень:

$v, \text{ м/с}$	<b>0</b>	<b>0.5</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>
$\alpha, \text{ Вт}/(\text{ м}^2 \times ^{\circ}\text{C})$	3,49	9,42	12,91	18,49	23,24	27,36.

Величини  $P_{\text{л}}$  [Вт] і  $LE_{\text{л}}$  [Вт] виражаються формулами

$$P_{\text{л}} = 0,00002 W b(t - t_{\text{л}}), \quad (11.26)$$

$$LE_{\text{л}} = 0,029 W (e_{\text{л}} - e), \quad (11.27)$$

де  $W$  – хвилинний обсяг подиху, л/хв; у спокої становить близько 8 л/хв;  
 $t_{\text{л}}$  – температура видихуваного повітря;  $t_{\text{л}} \approx 35^\circ\text{C}$ ;  
 $e_{\text{л}}$  – тиск насичення водяної пари видихуваного повітря;  $e_{\text{л}} = 56,3$  гПа;  
 $e$  – парціальний тиск водяної пари, гПа.

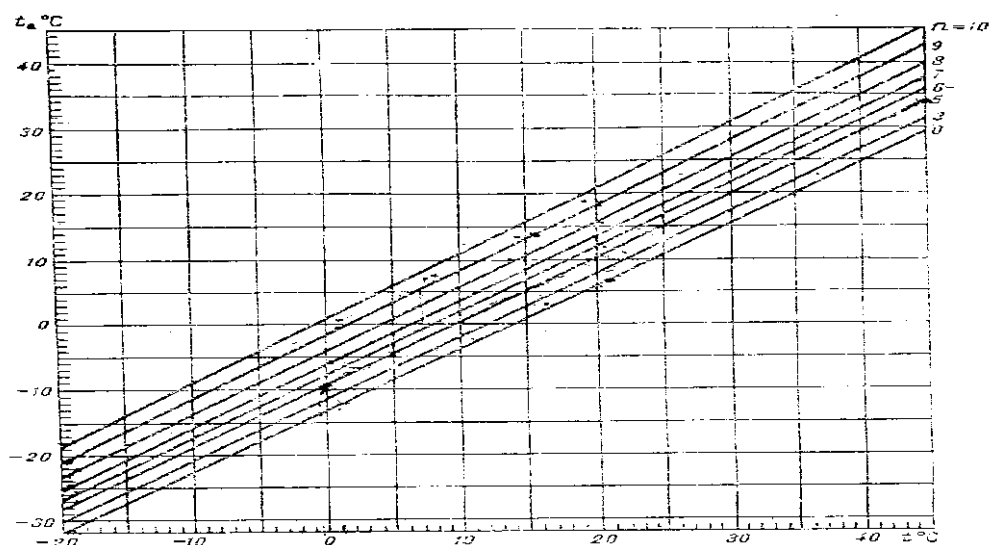


Рисунок 11.2 – Номограма для визначення  $t_a$  по температурі повітря  $t$  при парціальному тиску водяної пари  $e = 12$  гПа ( $n$  – кількість хмарності у балах)

Слід зазначити, що величина  $P_{\text{л}}$  дуже мала в порівнянні з іншими членами рівняння (11.18),  $LE_{\text{л}}$  трохи більша, ніж  $P_{\text{л}}$ , але також невелика, причому порівняно мало змінюється в добовому і річному ході.

Так, при змінюванні температури повітря від  $40^\circ\text{C}$  до  $-40^\circ\text{C}$ ,  $P_{\text{л}}$  змінюється в межах від 0,8 до 11,9 Вт, а  $LE_{\text{л}}$  при змінюванні  $e$  від 1 до 30 гПа змінюється від 12,7 до 6,0 Вт.

Додатковою характеристикою теплового стану людини може бути показник напруженості терморегуляторної системи  $M$ , який виражає відношення фактичного теплового навантаження  $FE$  до максимально можливого  $FE_{\text{макс}}$  за тих же метеорологічних умов.

Фактор  $M$  (%) також характеризує відносну площу зволоження поверхні тіла потом

$$M = \frac{FE}{FE_{\text{макс}}} 100\%. \quad (11.28)$$

Величина  $FE_{\text{макс}}$  (г/год) обчислюється за формулою

$$FE_{\text{макс}} = 1,493 F \alpha_e (e_m - e), \quad (11.29)$$

де  $\alpha_e$  – коефіцієнт тепловіддачі шляхом випаровування, Вт/(м<sup>2</sup>·гПа), який залежить від швидкості вітру ( $\alpha_e \approx 1,5\alpha$ );

$e_d$  – тиск насичення водяної пари при температурі шкіри 33°C, гПа.

При значенні показника  $M > 50 - 60\%$  спостерігається виражене напруження терморегуляторних механізмів. При  $M$ , що наближується до 100%, створюється загроза перегріву, теплового чи сонячного удару.

### 11.3.3 Ступінь теплового навантаження людини

Для визначення ступеня теплового навантаження і напруженості терморегуляторної системи Б.А. Айзенштат склав шкалу теплового стану оголеної людини в стані спокою на відкритому повітрі (табл. 11.7).

З табл. 11.7 випливає, що оптимальний тепловий стан людини (або умови її теплового комфорту) характеризується значеннями  $FE$  у межах від 50 до 150 г/год,  $FLE$  – від 34 до 100 Вт і  $M$  – від 5 до 12%. Значення  $M < 0$  не має фізичного сенсу. Виділеним градаціям теплового навантаження відповідають словесні характеристики. Ті з них, які відносяться до режиму втрати тепла, мають трохи умовний характер, бо вважається, що тепловідчуття людини, одягненої відповідно до умов погоди, мало відрізняється від оптимального.

У правій частині шкали тепловтрат наведено типи одягу, які за своїми теплоізоляційними властивостями приблизно відповідають певним градаціям втрати тепла організмом.

Багато дослідників вважають, що використання цього методу дає більш точні результати при біокліматичній оцінці районів у жаркому кліматі. Розраховані складові теплового балансу тіла людини показують, що в такому кліматі формується надзвичайно високий рівень теплового дискомфорту.

Так, для Ашхабада влітку тривалість теплового дискомфорту у середньому за добу може перевищувати 9–11 годин. Особливо напруженим у термічному відношенні є липень, коли витрати тепла на випаровування поту  $FLE$  вдень з 11 до 17 години можуть сягати 550–700 Вт, що відповідно до шкали теплового стану людини відповідає дуже великому і надмірному тепловому навантаженню.

Таблиця 11.7– Шкала теплового стану людини, яка знаходиться на відкритому повітрі при м'язовому спокої

Тепловий стан	Тепловідчуття	Показник теплового стану			Вид одягу
		$FE$ , г/год	$FLE$ , Вт	$M$ , %	
<i>Втрата тепла</i>					
дуже велика	дуже холодно	$< -900$	$< -606$	-	зимовий утеплений
велика	холодно	$-900 \div -551$	$-606 \div -371$	-	зимовий
помірна	помірно холодно	$-550 \div -201$	$-370 \div -136$	-	демісезонний
мала	прохолодно	$-200 \div 49$	$-135 \div 33$	-	костюм
Оптимальний тепловий стан	тепловий комфорт	$50 \div 150$	$34 \div 100$	$5 \div 12$	
<i>Теплове навантаження</i>					
мале	тепло	$151 \div 300$	$101 \div 202$	$13 \div 25$	
помірне	дуже тепло	$301 \div 500$	$203 \div 337$	$26 \div 45$	
велике	жарко	$501 \div 700$	$338 \div 472$	$46 \div 64$	
дуже велике	дуже жарко	$701 \div 900$	$473 \div 607$	$65 \div 85$	
надмірне	надмірно жарко	$> 900$	$> 607$	$> 85$	

#### 11.3.4 Оцінка термічного впливу елементів міської забудови

Розглянутий розрахунковий метод характеризує умови перебування людини на відкритій однорідній місцевості. Таким чином ці умови відбивають деякий фоновий біотермічний рівень міста.

У дійсності людина, знаходячись у реальних умовах міського середовища, підпадає під вплив безлічі локальних, складно взаємодіючих між собою факторів, які здійснюють сумарний тепловий вплив на організм. Тому для оцінки теплового стану міського жителя поряд із загальною біокліматичною характеристикою міста необхідно враховувати вплив на людину окремих міських ландшафтів.

Б.А. Айзенштат розв'язав цю задачу на основі методу теплового балансу з урахуванням кутових коефіцієнтів (або коефіцієнтів форми), які характеризують радіаційну взаємодію між міськими об'єктами і людиною.

Не вдаючись у деталі розв'язання цієї задачі, наведемо деякі резуль-



тати розрахунків, здобуті для жаркого літнього дня, які характеризують вплив окремих елементів міського середовища на потовиділення в людини:

- у тіні окремого дерева потовиділення зменшується на 500-550 г/год,
- у тіні суцільного ряду дерев вологовтрата знижуються на 600-650 г/год,
- біля стіни висотою 12 м, освітленої сонцем, потовиділення зростає на 200 г/год,
- безпосередньо біля водойми потовиділення зменшується на 200-250 г/год; з віддаленням від берегової лінії радіаційний вплив водойми швидко зменшується і на відстані 5–8 м стає невідчутним.

У тих випадках, коли навколишнє міське середовище не може бути апроксимовано простими геометричними аналогами, розрахункові методи оцінки теплового стану людини дуже ускладнюються. Для цих умов необхідні результати можна одержати за *методом фізичного тіла* (у формі кулі). Цей метод дає можливість визначити теплове навантаження (без вимірювань радіаційних потоків) за допомогою спеціальної номограми за значеннями температури кулі і швидкості вітру або розрахувати за формулою:

$$FE = \frac{F}{L}(t_{кул} - t_{ш})(\alpha + \beta) + \frac{P_{л}}{L} - E_{л} + \frac{q}{L}, \quad (11.30)$$

де  $t_{кул}$  – температура кулі тілесного кольору, °C.

Кулястий термометр являє собою порожню металеву кулю діаметром 15 см. Середня температура кулі вимірюється за допомогою термометра, вставленого через спеціальний отвір усередину кулі. Поверхня кулі має бути тілесного кольору з відбивною спроможністю (альбедо) такою, що дорівнює 0,3.

Температура кулястого термометра залежить від температури повітря, швидкості вітру, потоків короткохвильової радіації і теплового випромінювання.

Виходячи з рівнянь теплового і радіаційного балансів кулі, можна одержати наступний вираз для її температури:

$$t_{кул} = \frac{1}{2(\alpha + \beta)} \left[ (1 - A_{кул}) \left( \frac{S}{2} + D + r \right) + \beta(t_{з} + t_{а}) + 2\alpha t \right]. \quad (11.31)$$

$P_{л}$  і  $E_{л}$  відносно невеликі величини і мало залежать від погодних умов,  $t_{кул}$  і  $\beta$  також характеризуються малими змінами, тому можна зробити висновок,

що при даному  $q$  теплове навантаження  $FE$ , власне кажучи, однозначно виражається через температуру кулі. Таким чином, поняття температури кулі має цілком конкретний зміст – кількісний показник, який виражає тепловий стан людини через величину потовиділення  $FE$ .

## **11.4 Оцінка впливу клімату на організм людини за допомогою методів, заснованих на класифікації типів погоди**

### **11.4.1 Класифікація погоди Є.Є. Федорова – Л.А. Чубукова**

В основу низки класифікацій клімату покладено характер циркуляційної діяльності в атмосфері (наприклад, генетична класифікація Б.П. Алісова). Ця класифікація була використана деякими авторами для медичної оцінки погод, але поширення не здобула. З'ясувалось, що той самий тип погоди виникає в різних повітряних масах, а та сама повітряна маса призводить до утворення різних погод. Іншими словами, врахування лише глобальних закономірностей руху повітряних мас є недостатнім для оцінки погод у медичних цілях. Крім того, при словесному описі синоптичних ситуацій неможливо уникнути певної частки суб'єктивізму.

Метод комплексно-динаміко-кліматологічного аналізу, розроблений Л.А. Чубуковим, синтезував прийоми комплексної та динамічної кліматології і був модернізований Є.Є. Федоровим. Згідно з цією класифікацією виділяють 16 класів погод, кожен з яких характеризується конкретними значеннями метеорологічних величин (табл. 11.8, 11.9). Виділені класи погод, зазвичай, виникають при певних циркуляційних і радіаційних ситуаціях.

Згідно з класифікацією Федорова – Чубукова всі погоди поділені на три основні групи: безморозні погоди, погоди з переходом температури через  $0^{\circ}\text{C}$  і морозні погоди. Ці групи в цілому складаються з 16 класів погод (табл. 11.10).

Безморозні погоди розрізняються не тільки середньою добовою температурою повітря, але і середньою добовою відносною вологістю, хмарністю, опадами і характером вітру. Вони поділяються на дві групи – сонячні і хмарні. Серед сонячних погод виділяють жаркі і сухі (класи I, II), для яких характерні висока температура, низька вологість, правильний добовий хід основних метеорологічних величин. Тривалість сонячного саява досягає 11–14 годин. Ці погоди утворюються в умовах стійкого антициклону. В умовах погод I–II класів можуть проводитися всі методи кліматотерапії, однак геліотерапію доцільно застосовувати в ранкові чи вечірні години, щоб уникнути перегріву.

При погодах I–II класів можуть посилюватись прояви сухих катарів верхніх дихальних шляхів. У той же час ці погоди сприятливі для хворих із

захворюваннями органів дихання, що супроводжуються виділенням у великій кількості мокротиння, а також для хворих із захворюваннями нирок, тому що при цьому посилюється потовиділення. Погоди I класу можуть негативно впливати на хворих із серцево-судинними захворюваннями.

Сонячні і вологі погоди (III і V класи) відрізняються від перших двох класів більш високою відотною вологістю і більш помірними температурами. Денна хмарність при погодах III класу, зазвичай, незначна, тривалість сонячного саява становить 8–10 годин. Ці погоди також характерні для антициклону. При V класі погод опади випадають уночі, що обумовлено слабкою циклонічною діяльністю, особливо в приморських південних районах. III і V класи погод створюють найбільш сприятливі умови для кліматолікування.

Хмарна погода об'єднує класи IV, VI. Погода IV класу, коли хмарність незначна і відсутні опади, сприятлива для проведення кліматотерапії. Хмарність, зазвичай, починає розвиватися до 11–12 години, тому в ранкові години умови для геліотерапії можуть бути такими ж, як і при погоді III класу. При наявності хмар залишається значна розсіяна радіація. Тривалість сонячного саява – 5–8 годин. Похмура погода, коли хмарність дорівнює 6–10 балам вдень і вночі (VI клас), зазвичай, пов'язана з фронтальною активністю й істотно обмежує можливості застосування кліматотерапії. Тривалість сонячного саява скорочується до 3–4 годин, тому в основному проводиться аеротерапія.

У похмуру і дощову погоду (клас VII, хмарність вдень і вночі 9–10 балів, опади за добу  $> 1$  мм), пов'язану з вираженою фронтальною діяльністю, кліматотерапія, зазвичай, не проводиться.

Дуже жарка і дуже волога погода (клас XVI), за якої середня добова температура вища за  $22^{\circ}\text{C}$ , а середня добова відносна вологість  $> 80\%$ , може бути з опадами і без опадів. За цих умов виникає різке перенапруження механізмів терморегуляції, тому що різко знижується випаровування поту і майже припиняється віддача тепла конвекцією. При цій погоді можуть виникати різного роду патологічні реакції.

Погоди з переходом температури повітря через  $0^{\circ}\text{C}$  складаються з двох класів (VIII і IX). При цих класах погод середня добова температура може бути додатною чи від'ємною, але максимальна температура знаходиться в області додатних, а мінімальна – в області від'ємних температур. Хмарна погода з переходом температури через  $0^{\circ}\text{C}$ , нерідко з опадами, вітром, виникає при проходженні атмосферних фронтів і може спричиняти негативні реакції. Сонячна погода виникає при антициклонах, створюючи досить сприятливі умови для кліматолікування.

Таблиця 11.8 – *Погоди теплого періоду року*

Час доби	Нижня хмарність, бали	Опади	Вологість, %	Середня добова температура повітря, °С								
				від 37,5 до 42,4	від 32,5 до 37,4	від 27,5 до 32,4	від 22,5 до 27,4	від 17,5 до 22,4	від 12,5 до 17,4	від 7,5 до 12,4	від 2,5 до 7,4	від 0,0 до 2,4
День	<6	Без опадів	0–20	I	I	I	I	II	II	III	III	+
			21–40	I	I	I	I	II	II/III	III	III	+
			41–60	I	I	I	I	II/III	III	III	III	III
			61–70	II	II	II	II	III	III	III	III	III
			71–80	III	III	III	III	III	III	III	III	III
Ніч	<6		81–100	XVI	XVI	XVI	XVI	III	III	III	III	III
День	6–10	Без опадів (а) з опадами (б)	0–20	+	+	+	+	+	IV а, б	IV а, б	IV а, б	+
			21–40	+	+	+	+	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	+
			41–60	+	+	+	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б
			61–80	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б
			81–100	XVI а, б	XVI а, б	XVI а, б	XVI а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б	IV а, б
Ніч	<6											

Продовження табл. 11.8

День	<6	Без опадів (а) з опадками (б)	0–20	I	I	I	I	II	II	V	V	+
			21–40	I	I	I	I	II	II/V	V	V	+
			41–60	I	I	I	II	II/ V	V	V	V	V
			61–70	II	II	II		a, б	a, б	a, б	a, б	a, б
			71–80	V	V	V	V	V	V	V	V	V
			81–100	a, б XVI	a, б XVI	a, б XVI	a, б	a, б	a, б	a, б	a, б	a, б
Ніч	6–10											
День	6–10	Без опадів	0–20	+	+	+	+	+	VI	VI	VI	+
			21–40	+	+	+	+	VI	VI	VI	VI	+
			41–60	+	+	+	VI	VI	VI	VI	VI	VI
			61–80	VI	VI	VI	VI	VI	VI	VI	VI	VI
			81–100	XVI	XVI	XVI	XVI	VI	VI	VI	VI	VI
Ніч	6–10											
День	6–10	з опадками	0–20	+	+	+	+	+	VII	VII	VII	+
			21–40	+	+	+	+	VII	VII	VII	VII	+
			41–60	+	+	+	VII	VII	VII	VII	VII	VII
			61–80	VII	VII	VII	VII	VII	VII	VII	VII	VII
			81–100	XVI	XVI	XVI	XVI	VII	VII	VII	VII	VII
Ніч	6 – 10											

Примітка. Римськими цифрами позначено класи погод, хрестиками – малоймовірні погодні умови (наявність вітру зі швидкістю 3 м/с і більше о 13 годині): а – без опадів, б – з опадками.

Таблиця 11.9 – *Погоди холодного періоду року*

Показники погоди	Погода з переходом температури через 0 <sup>0</sup>		Слабко морозна	Помірно морозна	Значно морозна	Сильно морозна	Жорстко морозна	Вкрай морозна
	хмарний день	ясний день						
	VIII	IX	X	XI	XII	XIII	XIV	XV
Температура, °C середня добова	+	+	від 0 до -2,4	від -2,5 до -12,4	від -12,5 до -22,4	від -22,5 до -32,4	від -32,5 до -42,4	нижче -42,5
максимальна	+	+	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна
мінімальна	-	-	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна	Від'ємна
Без вітру (а) З вітром (б)				а, б	а, б	а, б	а, б	а, б

Примітка. 1. Погоди без вітру (а) і з вітром (б) в свою чергу поділяються на сонячні (кількість нижньої хмарності менше 6 балів) і хмарні (при великій хмарності).  
2. Плюс і мінус вказують, що середня добова температура може бути вищою або нижчою за 0<sup>0</sup> C.

Таблиця 11.10 – Класифікація погод (за Федоровим – Чубуковим)

Класи	Найменування погоди
<i>Безморозні погоди</i>	
I	Сонячна, дуже жарка і дуже суха
II	Сонячна, жарка і суха
III	Сонячна, помірно-волога і волога
V	Сонячна, помірно-волога з хмарністю вночі
IV	Хмарна вдень і малохмарна вночі
VI	Похмура без опадів
VII	Дощова похмура з опадами
XVI	Дуже жарка і дуже волога
<i>Погоди з переходом температури через 0°C</i>	
VIII	Хмарна вдень (перехід через 0°C в хмарну погоду)
IX	Сонячна (перехід через 0°C при сонці)
<i>Морозні погоди</i>	
X	Слабко морозна
XI	Помірно-морозна
XII	Значно морозна
XIII	Сильно морозна
XIV	Жорстко морозна
XV	Вкрай морозна

Морозні погоди поділяються на шість класів (X, XI, XII, XIII, XIV, XV), при яких температура повітря протягом доби не піднімається вище 0°C. Кожен клас погод (крім слабко морозної) поділяється на погоду з вітром і без вітру (швидкість вітру вдень по флюгеру не вище 5 м/с, а вночі 1 м/с). Такий поділ зумовлено тим, що вітер при низьких температурах значно погіршує тепловий стан людини й істотно змінює медичну оцінку погод.

Слабко і помірно морозні погоди (X, XI класи) сонячні вдень і при штилі сприятливі для проведення прогулянок, спортивних ігор і кліматолікування на обладнаних верандах. Хмарність, вітер, опади при цих класах погод, пов'язані з проходженням атмосферних фронтів, роблять їх несприятливими для кліматолікування і можуть бути причиною розвитку метеопатичних реакцій.

Погоди підвищеної морозності (XII, XIII класи) утрудняють проведення усіх видів кліматотерапії, однак при штилі і ясній погоді можливі прогулянки, заняття спортом. Погоди жорсткі і вкрай морозні (XIV, XV) утрудняють перебування на повітрі навіть у сонячні і тихі дні.

Якщо всі описані класи погод зобразити графічно, то можна дістати діаграму структури клімату в погодах, що наочно характеризує багаторічний режим погоди доби в сполученні з даними окремих метеорологічних величин, тобто дає уявлення про клімат району. Для прикладу наведемо структуру клімату в погодах для Ялти (рис. 11.3).

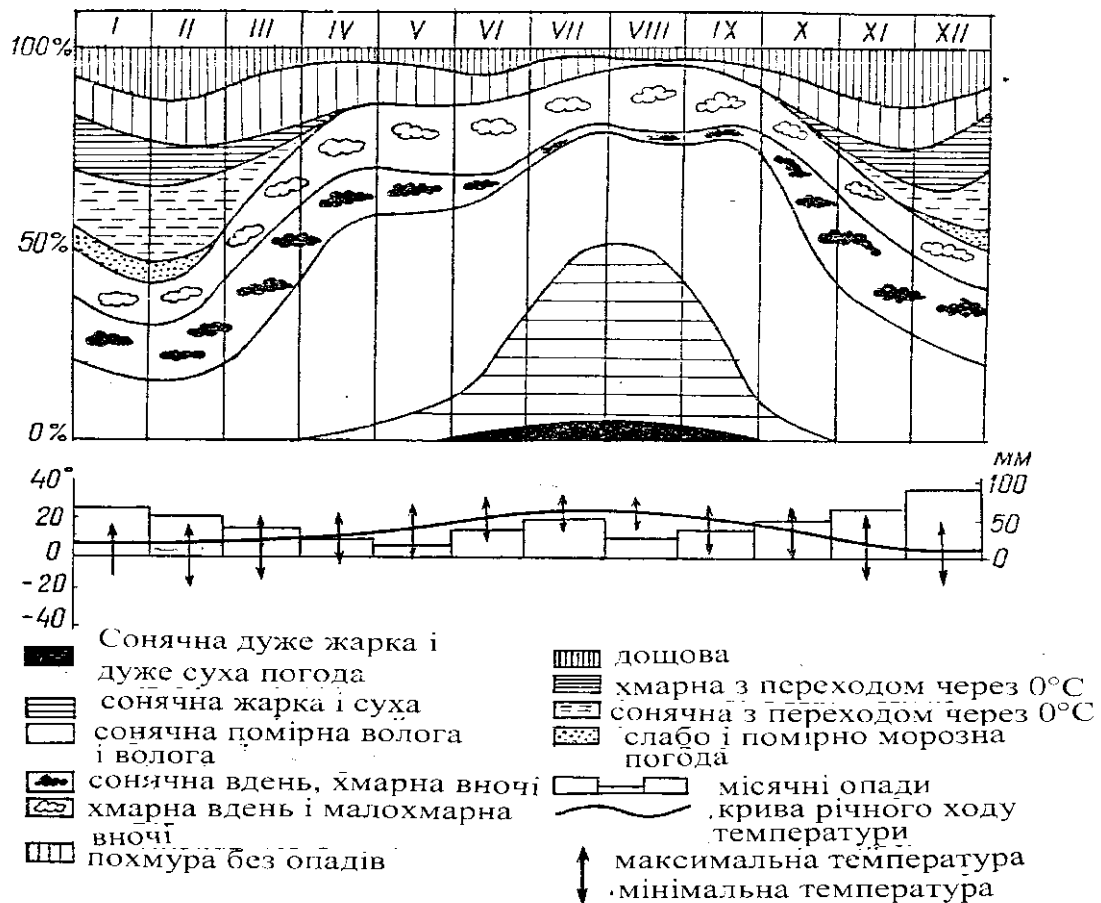


Рисунок 11.3 – Структура клімату в погодах Ялти

Слід зазначити, що окремі класи погод можуть бути сприятливими для однієї групи хворих і несприятливими для іншої, тому при аналізі метеорологічної інформації лікарі мають враховувати особливості метеорологічної ситуації, виявляти головні фактори, які спричиняють негативні реакції у хворих або перешкоджають проведенню кліматичних процедур.

#### 11.4.2 Класифікація погоди для рекреації

Оцінка впливу кліматичних умов на людину залежить у першу чергу від мети дослідження. Н.А. Даниловою запропонована класифікація погоди з метою відпочинку і туризму. Вона розроблена для молодих (18-40 років) здорових людей без врахування акліматизації. Правильна оцінка



теплого стану туриста і відпочиваючого можлива лише в тому випадку, коли вони одягнені відповідно до сезону і погоди даного дня і зайняті неважкою роботою (ходьба з рюкзаком, постановка намету, спортивна гра без змагань, купання у морі тощо).

В основу розроблених Н.А. Даниловою клімато-рекреаційних критеріїв покладені результати досліджень Б.А. Айзенштата, М.І. Будика і фізіологічна класифікація І.С. Кандрора, Д.М. Дьоміної і Є.М. Ратнера. У підсумку була створена класифікація типів погоди за ступенем їхньої сприятливості для літніх видів туризму й активного відпочинку (табл. 11.11).

Для того, щоб розмежувати погоди за термічним впливом на людину, по строкових спостереженнях (опівдні, як це прийнято в біокліматології) Н.А. Даниловою побудована оціночна шкала рекреаційних типів погоди (рис. 11.4). За цією шкалою можна визначити вплив на людину щоденних геофізичних і метеорологічних умов. Необхідно пам'ятати, що при окремих метеорологічних явищах (сильні вітри  $> 6$  м/с, опади  $> 3$  мм у світлу частину доби, сильні грози і тумани, урагани, смерчі, селі тощо) рекреаційна діяльність людини може бути обмежена чи цілком виключена.

Усі погоди, які зустрічаються протягом року в різних районах СНД (враховується весь рік, оскільки в південній частині європейської території, на півдні Казахстану й у Середній Азії літні види туризму і відпочинку можливі не тільки в теплий, але й у холодний період року), поділені за ступенем сприятливості для людини на такі типи.

*Комфортні дні* – тип погоди Н – найбільш сприятливі дні, коли спостерігається мінімальне напруження терморегуляторних систем організму і можливі будь-які літні види рекреації, які створюють певне навантаження цих систем і призводять до оздоровлення, загартовування і тренування організму.

*Прохолодні субкомфортні дні* – тип погоди 1Х – навантаження вище певного термічного рівня.

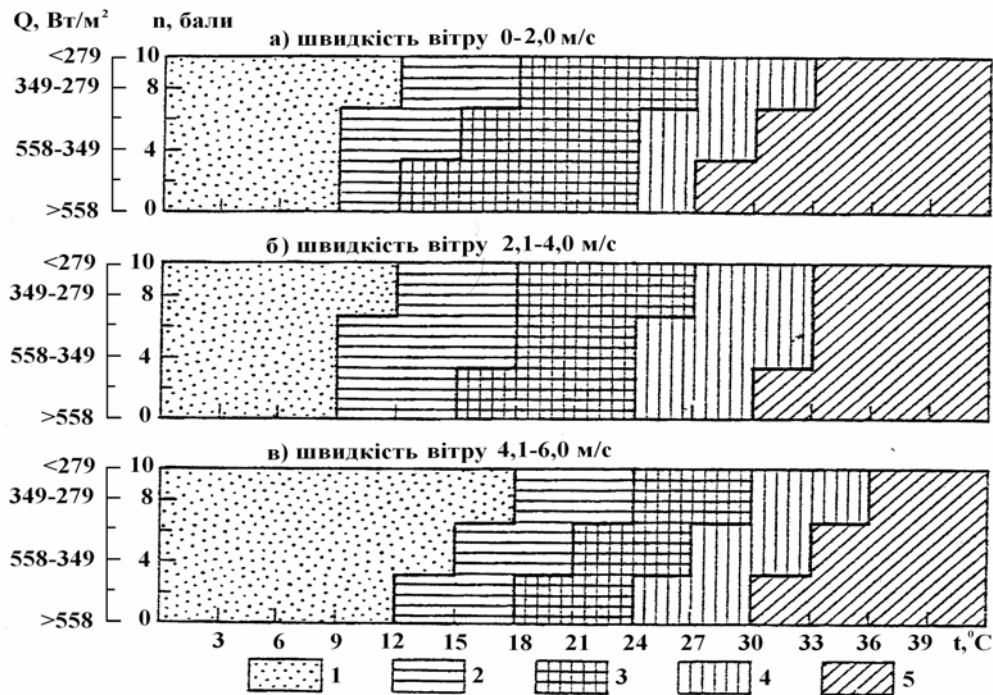
*Жаркі субкомфортні дні* – тип погоди 1Т – дні, коли відзначається слабе напруження терморегуляторних систем, коли рекреаційна діяльність можлива, але з деякими обмеженнями.

Ці типи погоди (1, 2, 3) дають у сумі загальний надзвичайно важливий показник кліматичних ресурсів території для рекреації – розподіл по ній сприятливих днів.

*Дискомфортні дні* – це такі дні, коли виникає настільки сильне напруження терморегуляторних систем організму, що воно може призвести до патологічних реакцій і навіть загрожувати життю людини, чи такі, коли рекреаційна діяльність небезпечна або неможлива. Сюди входять жаркі погоди 2Т і занадто холодні погоди 2Х. Цей тип складає масив несприятливих днів.

Таблиця 11.11 – Взаємозв'язок між температурою поверхні тіла людини, його фізіологічним станом, типом погоди (за Кандрором та ін.) і рекреаційна оцінка типів погоди (за Даниловою)

Середня зважена температура шкіри, °С	Тепловідчуття	Потови- ділення, г/год	Терморегуляторне навантаження	Тип погоди за Кандрором	Рекреаційна оцінка погоди за Даниловою	
					Тип погоди	Визначення періоду
>34,0	Дуже жарко	>750	Надмірне	4Т	Жаркий дискомфорт	Несприятливий
>34,0	Жарко	750-400	Велике	3Т	Жаркий дискомфорт	Несприятливий
>34,0	Дуже тепло	400-250	Помірне	2Т	Жаркий дискомфорт	Несприятливий
34,0-33,0	Тепло	250-150	Слабке	1Т	Жаркий субкомфорт	Сприятливий
32,9-31,0	Комфортно	150-100	Мінімальне	Н	Комфорт	Сприятливий
30,9-29,0	Прохолодно	<100	Слабке	1Х	Прохолодний субкомфорт, частинно холод- ний дискомфорт	Несприятливий
28,9-27,0	Холодно	<100	Помірне	2Х	Холодний дискомфорт	Несприятливий
26,9-23,0	Дуже холодно	<100	Велике	3Х	Холодний дискомфорт	Несприятливий
<21,0	Вкрай холодно	<100	Надмірне	4Х	Холодний дискомфорт	Несприятливий



1 – холодна дискомфортна; 2 – прохолодна субкомфортна;  
3 – комфортна; 4 – жарка субкомфортна; 5 – жарка дискомфортна

Рисунок 11.4 – Оціночна шкала визначення сприятливості погоди для літнього відпочинку

*Комфортні погоди* Н не вносять ніяких обмежень у види рекреаційних занять, оскільки їм відповідає фізіологічний оптимум.

Для літнього відпочинку і туризму менш сприятливі, ніж комфортні, *субкомфортні погоди*. Вони створюють слабе напруження терморегуляторних систем організму людини. При субкомфортних погодах, як прохолодних, так і жарких, види занять літнього відпочинку і туризму обмежені. Так, можливі піші прогулянки у відповідному до погоди одязі, а також далекі переходи, які мають метою загартовування і тренування терморегуляторної системи організму. В умовах прохолодного субкомфорту набір занять може бути збільшений за рахунок використання різних природних і штучних укриттів від охолодної дії вітру. При жаркому субкомфортному типі використовуються сприятливі впливи природних і штучних об'єктів, що пом'якшують жару: охолодний вплив великих водойм, озер і морів, залісених і озеленених площ і тентів, які зменшують сонячне нагрівання, і навісів різних конструкцій.

Комфортні, жаркі і прохолодні субкомфортні погоди утворюють сприятливий для літніх занять, відпочинку і туризму період. Під час його можлива літня рекреаційна діяльність як без всяких обмежень у заняттях,

так і з тими ж обмеженнями, які виникають при жаркому і прохолодному субкомфортах.

Дискомфортні погоди утворюють несприятливий період, непридатний для здійснення літніх видів занять, відпочинку і туризму.

Запропонована Н.А. Даниловою клімато-фізіологічна типізація погоди призначена для умов з оптимальною відносною вологістю, яка за оцінками гігієністів коливається від 30 до 70%. При цьому вважається, що зміни відносної вологості повітря порівняно мало відбиваються на тепловому стані людини. Проте, не виключено, що підвищений вологовміст повітря, особливо на фоні високої температури, може викликати відчуття духоти навіть у людей з мінімальною реакцією на мінливість погоди.

### **Контрольні запитання**

1. Вплив яких метеорологічних величин враховують еквівалентно-ефективна та радіаційно-еквівалентно-ефективна температури?
2. Яке значення міждобової мінливості атмосферного тиску вважається шкідливим для людини?
3. Які довжини хвиль сонячного випромінювання найглибше проникають в тканини організму людини?
4. Від чого залежать межі «зони комфорту»?
5. Які метеорологічні величини враховуються при розрахунку зведеної температури?
6. За яких метеорологічних умов формується гіпобарична і гіпотермічна гіпоксія?
7. Аероіони якого знаку надходять до атмосфери при розбризкуванні морської води?
8. Які складові рівняння теплового балансу тіла людини є додатними, а які від'ємними?
9. Що покладено в основу рекреаційної оцінки типів погоди?

## ЛІТЕРАТУРА

1. Адаменко В.Н., Хайруллин К.Ш. Оценка пребывания человека на открытом воздухе зимой с учётом микроклимата застройки. – Труды ГГО, вып. 248, 1969. – С. 74 – 81.
2. Айзеништат Б.А., Лукина Л.П. Биоклимат и микроклимат Ташкента. Л.: Гидрометеиздат, 1982. – 125 с.
3. Бгатов В.И. История кислорода земной атмосферы. М.: Наука, 1985. – 88 с.
4. Белинский В.А. Ультрафиолетовая радиация Солнца и неба – важный элемент географической среды // Вопросы географии, 1972 – Сб. 89. – С.17 – 28.
5. Берлянд М.Е. Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 272 с.
6. Бойченко С.Г. Напівемпіричні моделі та сценарії глобальних і регіональних змін клімату. – К.: Наукова думка, 2008. – 309 с.
7. Бокша В.Г., Богуцкий Б.В. Медицинская климатология и климатотерапия. Киев: "Здоровья", 1980. – 262 с.
8. Братсерт У.Х. Испарение в атмосферу. Теория, история, приложения. Пер. с англ. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 351 с.
9. Будыко М.И., Циценко Г.В. Климатические факторы теплоощущения человека. – Изв. АН СССР. Сер. Географ. №3. 1960. – С. 3 – 11.
10. Бызова Н.Л., Гаргер Е.К., Иванов В.Н. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 263 с.
11. Вакуленко Н.В., Котляков В.М. и др. Особенности календаря циклов позднего плейстоцена. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2007, т. 43, № 6. с. 773-782.
12. Володин Е.М. Цикл метана в модели климата ИВМ РАН. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2008, т. 44, № 2. с. 163-170.
13. Волощук В.М., Бойченко С.Г., Степаненко С.М., Бортник С.Ю., Шищенко П.Г. Глобальне потепління і клімат України: регіональні екологічні та соціально-економічні аспекти. К.: ВПЦ „Київський університет”, 2002. – 117 с.
14. Воробьев В.И. Синоптическая метеорология. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 616с.
15. Воробьев В.И., Фадеев В.С. Характеристика облачного покрова Северного полушария по данным метеорологических спутников. – Л.: Гидрометеиздат; 1981. – 171 с.
16. Глобальный климат /Под ред. Дж. Т. Хотона. Пер. с англ. – Л.: Гидро-

- метеоиздат, 1987. – 501 с.
17. Гончарова Л.Д., Е.М. Серга, Є.П. Школьный. Клімат і загальна циркуляція атмосфери. – Київ: КНТ, 2005. – 251 с.
  18. Гуцин Г.П., Виноградова Н. Суммарный озон в атмосфере. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 287с.
  19. Динамика климата /Под ред. С.Манабе. Пер. с англ. – Л.: Гидрометеоиздат, 1988. – 574 с.
  20. Дроздов О.А., Васильев В.А., Кобышева Н.В., Раевский А.А., Смекалова Л.К., Школьный Е.П. Климатология – Л.: Гидрометеоиздат, 1989. – 568 с.
  21. Данилова Н.А. Климат и отдых в нашей стране – М.: Мысль, 1980. – 156 с.
  22. Динамическая метеорология /Под ред. Д.Л. Лайхтмана. – Л. Гидрометеоиздат, 1976. – 607 с.
  23. Изменения климата /Под ред. Дж. Гриббина. Пер. с англ. – Л.: Гидрометеоиздат, 1980. – 360 с.
  24. Зувев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. – М.: Сов. радио, 1970, – 496 с.
  25. Кислов А.В. Климат в прошлом, настоящем и будущем. – М.: МАИК «Наука/ Интерпериодика», 2001. – 351 с.
  26. Кислов А.В., Евстигнеев В.М. и др. Прогноз климатической ресурсообеспеченности Восточно-Европейской равнины в условиях потепления XXI века. – М.: «Макс Пресс», 2008. – 292 с.
  27. Клімат України /За ред. Ліпінського В.М., Дячука В.А., Бабіченко В.М. – Київ: Видавництво Раєвського, 2003. – 343 с.
  28. Климатический атлас Украинской ССР. – Л.: Гидрометеоиздат, 1979. – 383 с.
  29. Кобышева Н.В., Костин С.И., Струнников Э.А. Климатология – Л.: Гидрометеоиздат, 1980. – 340 с.
  30. Ку-Нан-Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере /Пер. с англ. Под ред. К.Я. Кондратьева. – Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 376 с.
  31. Логинов В.Ф. Глобальные и региональные изменения климата: причины и следствия. – Минск: «ТетраСистемс», 2008. – 496 с.
  32. Мазин И.П., Шметер С.М. Облака. Строение и физика образования. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 279 с.
  33. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 751 с.
  34. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. – Л.: Гидрометеоиздат, 1991. – 295 с.

35. *Монин А.С.* История Земли. – Л.: «Наука», 1977. – 228 с.
36. *Монин А.С.* Введение в теорию климата. – Л.: Гидрометеиздат, 1982. – 245 с.
37. *Монин А.С., Яглом А.М.* "Статистическая гидромеханика". Т. 1. С.-П.: Гидрометеиздат, 1992.
38. *Морозова А.Л., Пудовкин М.И.* Климат Центральной Европы XVI-XX вв. и вековые вариации солнечной активности. // Геомагнетизм и аэрономия, 2000, т. 40, № 6. с. 68-75.
39. *Наровлянский Г.Я.* Климатология, ч.2. – Л.: ЛВИКА, 1971. – 195с.
40. *Облака и облачная атмосфера.* /Под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хригана. – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 632с.
41. *Овчарова В.Ф.* Гомеокинез в погодную гипоксию и гипероксию – Труды Международного симпозиума ВМО/ВОЗ/ЮНЕП, т. 2, 1988. – С. 142 – 149.
42. *Павлидис Ю.А.* Возможные изменения уровня океана в начале третьего тысячелетия. // Океанология, 2003, т. 43, № 3. с. 441-446.
43. *Полонский А.Б.* Глобальное потепление, крупномасштабные процессы в системе океан-атмосфера, термохалинная катастрофа и их влияние на климат Атлантического-Европейского региона. – Севастополь: МГИ, 2008. – 45 с..
44. *Практикум по синоптической метеорологии.* /Под ред. проф. Воробьева В.И. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 288 с.
45. *Прикладная климатология.* Сборник трудов Всесоюзного совещания. Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 272 с.
46. *Романова Е.Н., Гобарова Е.О., Жильцова Е.Л.* Методы использования систематизированной климатической и микроклиматической информации при развитии и совершенствовании градостроительных концепций. С.-П.: Гидрометеиздат, 2000. – 158 с.
47. *Руководство по краткосрочным прогнозам погоды.* – Л.: Гидрометеиздат, 1986 – Ч. I. – с.550-566
48. *Русанов В.И.* Комплексные метеорологические показатели и методы оценки для медицинских целей. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1981. – 106 с.
49. *Семенов С.М.* О моделировании антропогенного возмущения глобального цикла CO<sub>2</sub>. // Доклады РАН, 2004, т. 398, № 6. с. 810-814.
50. *Сонькин Л.Р.* Синоптико-статистический анализ и краткосрочный прогноз загрязнения атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. –223 с.
51. *Сорохтин О.Г., Ушаков С.А.* Развитие Земли. – М.: Изд-во МГУ, 2002. – 560 с.

52. *Сорохтин О.Г.* Эволюция и прогноз изменений глобального климата Земли. – М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований; НИЦ «Регуляция и хаотическая динамика», 2006. – 88 с.
53. *Стихійні метеорологічні явища на території України за останнє двадцятиріччя (1986 - 2005 рр.)* /Під ред. В.М. Ліпінського, В.І. Осадчого, В.М. Бабіченко. – Київ: „Ніка-Центр”, 2006. – 312 с.
54. *Тарко А.М.* Антропогенные изменения глобальных биосферных процессов. – М.: Физматлит, 2005. – 232 с.
55. *Хриган А.Х.* Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1978, т.1. – 247с., т.2. – 319 с.
56. *Хромов С.П., Мамонтова Л.И.* Метеорологический словарь – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 568с.
57. *Хромов С.П., Петросянц М.А.* Метеорология и климатология. 7-е издание – М.: Изд-во МГУ: Наука, 2006. – 582 с.
58. *Шишкин Н.С.* Облака, осадки и грозовое электричество. Изд. 2-е.–Л.: Гидрометеиздат, 1964. – 401 с.
59. *Школьный Е.П.* Фізика атмосфери. – К.: Видавництво «КНТ» 2007. – 698 с.
60. *Шталь В.А., Белов М.Ф., Циценко Г.В.* Прикладная климатология, Л.: Гидрометеиздат, 1981. – 165 с.
61. *Climate Change 2007 – The Physical Science Basis. Working Group I Contribution to the Fourth Assessment Report of the IPCC Intergovernmental Panel on Climate Change* – Cambridge University Press, 2007, 994 pp.



## Іменний покажчик

А	Добсон – 19 Дроздов – 406	
Авогадро – 40, 62 Алісов – 417 Ангстрем – 139 Архімед – 169 Айткен – 43	Екман – 245 Ейлер – 183	Е
Б	З	
Байєрс – 287 Бер – 98 Берг – 414 Бердж – 110 Бойль – 156 Больцман – 41, 62, 87, 109 Брент – 139 Брейам – 287 Будико – 129, 406 Буге – 98 Буссінеско – 231	Зюрінг – 31	К
В	Калитін – 106 Карман – 241 Кастров – 106, 124 Кельвін – 19 Кеппен – 411 Кібель – 196 Кірхгоф – 85 Клапейрон – 33, 60 Клаузіус – 33, 283 Колмогоров – 228 Кондрат'єв – 95, 126 Коріоліс – 183 Кронекер – 187	Л
Г	Ламберт – 98 Лайман – 110 Левін – 192 Ліоу – 111 Лопіталь – 156	
Д	Магнус – 34 Майєр – 157 Максвелл – 15, 124	М

Маріот – 156		Т
Матвєєв – 277		
Маундер – 477	Танакі – 110	
Менделєєв – 60		
Міланкович – 446		У
Монін – 239, 371	Уорлі – 110	
		Ф
Нав'є – 191	Фалькенберг – 139	
Ньютон – 182	Феррель – 284	
	Фолмер – 41	
	Френель – 128	
		Х
	Хартлі – 110	
	Хйоггінс – 111	
	Хопфілд – 110	
	Хромов – 390	
		Ц
	Цельсій – 70	
		Ч
	Чепмен – 22	
	Чівіта – 192	
		Ш
	Шаппюї – 111	
	Шифрін – 143	
	Шуман – 110	

## ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

### А

Абсолютна топографія – 76,310  
Абсолютно  
– біле – 83  
– чорне тіло – 83  
Адiabата  
– волога – 163  
– суха – 158  
Аеройони – 497  
Аерологічна діаграма – 168  
Аеротерапія – 479  
Альbedo – 82  
– води, океану – 128  
– земної поверхні – 128,145  
– хмар – 130  
– шкіри людини – 481  
Антициклон – 312  
Атмосфера – 12  
– вільна – 195  
– ізотермічна – 71  
– однорідна – 70  
– політропна – 72  
Атмосферний фронт – 320

### Б

Баричний ступінь – 68  
Барометричні формули – 68  
Біокліматичні фактори  
– атмосферний тиск – 473  
– вітер – 473  
– вологість повітря – 472  
– міждобова мінливість температури – 471  
– сонячна радіація – 474  
Біологічне значення радіації – 474  
Біосфера – 373

### В

Вектор градієнта – 179  
Вертикальний струм провідності в атмосфері – 496  
Випромінювальна здатність – 85  
Випаровування – 35  
Випарність – 37  
Витрати тепла на випаровування поту – 504  
Відносна молекулярна маса – 14  
Відносна топографія – 76  
Відношення суміші – 28  
Відбивальна здатність – 82  
Вітер  
– геострофічний – 201  
– градієнтний – 206  
– термічний – 205  
Водний баланс – 402  
Водність питома  
– хмар – 277  
Водяна пара – 18, 27  
Вологість  
– абсолютна – 27  
– відносна – 28  
– повітря – 29  
Вологовміст – 269, 407  
– питомий – 277  
Вологообіг – 400  
Вуглекислий газ – 25, 450  
Вулканічна активність – 449

### Г

Газовий склад атмосфери – 14  
Геліотерапія – 481  
Геопотенціал – 75  
Геострофічне наближення – 201  
Гетеросфера – 51  
Гетерогенна

- конденсація – 42
- кристалізація – 45
- Гідросфера – 372
- Гомосфера – 51
- Гомогенна
  - конденсація – 42
  - кристалізація – 45
- Гradient температури
  - автоконвекції – 69
  - сухоадіабатичний – 158
  - вологадіабатичний – 164
- Gradient тиску атмосфери – 66
- Граничний шар – 56, 236
- Густина
  - води – 32
  - водяної пари – 28, 34
  - льоду – 32, 45
  - повітря – 28, 37, 64

## Д

Дальність видимості – 292

Дефіцит
 

- насичення – 27
- точки роси – 29
- тиску – 29

Дзеркальне тіло – 83

Дивергенція швидкості – 179

Дні
 

- дискомфортні - 518
- жаркі - 483
- задушливі - 483
- комфортні - 518
- сприятливі для літнього відпочинку - 520
- субкомфортні - 518
- тропічні - 483

## Е

Еволюція
 

- атмосферних фронтів – 332
- циклонів – 353
- антициклонів – 353

Екзосфера – 51

Ексцентриситет – 446

Електрична провідність
 

- повітря – 496

Енергія нестійкості – 170

Енергія потенціальна – 161

Енергетична яскравість – 81

Ентальпія
 

- повітря – 482
- частинки – 161

Ерітемна радіація – 477

Ефективне випромінювання – 138

## З

Забруднення повітря – 357

Закон
 

- Буге-Ламберта-Бера – 98
- Віна – 87
- Дальтона – 60
- Кірхгофа – 85
- Ньютона – 182
- Стефана-Больцмана – 87

Зона комфорту – 479

## І

Інверсія температури – 142

Індикатриса розсіювання – 119

Інсоляція – 93
 

- добова – 95, 378

Інтенсивність
 

- духоти – 484
- радіації – 83

## К

Клімат – 370
 

- глобальний - 370
- зміни – 442
- класифікація – 410
- коливання – 442
- мезоклімат – 381

- мінливість – 441
- регіональний – 376, 381
- України – 422

Кліматична система – 371

Кліматоутворювальні фактори – 376

- зовнішні – 376, 443
- внутрішні – 377, 448

Коефіцієнт

- молекулярної в'язкості – 190
- вологовикористання – 409
- вологообігу – 406
- прозорості атмосфери – 103
- пропускання – 83
- поглинення радіації – 82
- тепловіддачі шляхом випаровування – 508
- теплообміну між тілом і повітрям – 506
- турбулентності – 245
- уніполярності – 497

Конденсація – 35

Концентрація приземного озону – 490

Кристалізація – 44

Кріосфера – 373

## Л

Літосфера – 373

Льодяні зародки – 45

Льодяні кристали – 44

Льодоутворення

- гетерогенне – 45
- гомогенне – 45

## М

Масова частка водяної пари – 28

Мезосфера – 51

Метан – 454

Метеорологічна величина – 13

Мінімум Маундера – 445

Мусони – 390

## Н

Напруженість

- електричного поля атмосфери – 496
- магнітного поля Землі – 499

## О

Озон – 18

Озоносфера – 24

Оксиди

- азоту – 18, 450
- вуглецю – 18, 454

Опади – 290

## П

Параметр шорсткості – 239

Парниковий ефект – 27

Парціальна густина кисню – 489

Парціальний тиск – 27

Повітря – 14

Повітряні маси – 313

Поглиняльна здатність – 82

Погода – 12, 306, 511

Погодна

- гіпероксія – 489
- гіпоксія – 489

Показник

- дискомфорту – 485
- напруженості терморегуляторної системи – 507
- ослаблення масовий – 84
- ослаблення об'ємний – 85
- суворості погоди – 486

Потік

- ефективний – 134
- монохроматичний – 80
- променистої енергії – 79

- прямої радіації 144
- розсіяної радіації – 123
- сумарної радіації – 125

Приземний шар – 239

Променистий теплообмін – 79

Процес

- адіабатичний – 157
- вологоадіабатичний – 163
- ізотермічний – 156
- псевдоадіабатичний – 166
- політропічний – 155
- сухоадіабатичний – 158

## Р

Радіаційний баланс

- атмосфери – 147
- земної поверхні – 145
- системи земна поверхня-атмосфера – 148
- тіла людини – 504

Рекреаційна діяльність – 520

Рекреаційні типи погоди – 518

Рівняння

- Ейлера – 183
- Клазіуса-Клапейрона – 33, 283, 301
- Клапейрона-Менделєєва – 60
- Майєра – 157
- Нав'є – Стокса – 191
- нерозривності – 181
- першого принципу
- термодинаміки – 153
- переносу радіації в
- атмосфері – 100
- припливу тепла – 154
- Пуассона – 158
- сухої адиабати – 158

Розсіювання сонячної радіації

- релєйське – 116
- аерозольне – 120

Рух

- ламінарний – 211
- турбулентний – 211

## С

Сила

- Архімеда – 169
- баричного градієнта – 68, 183
- відцентрова – 206
- Коріоліса – 186
- турбулентного тертя – 242
- тяжіння – 68, 169

Ситуація застою повітря – 360

Сонце – 87

- активність – 90
- атмосфера – 88

Спектральна щільність потоку радіації – 80

Спостереження

- аерологічні – 13
- метеорологічні – 13

Стала

- Больцмана – 15, 41, 62, 109
- газова питома – 60
- газова універсальна – 15, 60
- сонячна – 92

Стратифікація атмосфери

- байдужа – 173
- стійка – 173
- нестійка – 173

Стратосфера – 50, 57

Струминні течії – 328

Сценарії змін клімату – 466

## Т

Температура

- біологічно активна – 482
- еквівалентно-ефективна – 478
- зведена – 488
- повітря – 15, 42, 61, 471
- віртуальна – 64

- критична – 60
- потенціальна – 159
- псевдопотенціальна – 166
- псевдоеквівалентна – 167
- радіаційна – 506
- радіаційно-еквівалентно-ефективна – 481
- умовна – 487
- шкіри людини – 506

Теорема Коріоліса – 183

Тепловий баланс

- тіла людини – 500

Теплоємність – 154

- водяної пари – 33
- льоду – 33

Тепловий удар – 471

Теплопродукція – 500

Термосфера – 51

Точка роси – 30

Тропічна ніч – 485

Тропосфера – 50

Туман

- адвективний – 293
- випаровування – 303
- змішування – 299
- радіаційний – 298

## Ф

Фази води – 34

Фактор мутності – 105

Фізіологічна вологість повітря – 472

Формула

- Ангстрема – 139
- Ганна – 31
- Дальтона – 38
- Зюрінга – 31
- Кастрова – 106, 124
- Магнуса – 35
- Майера – 157
- Планка – 8
- Релея – 118

- Шифріна – 143

Фотосфера – 88

Фронтотенез – 334

Фронталізм – 334

Функція

- поглинення радіації – 83
- пропускання радіації – 84

## Ц

Циклон – 312

Цикли

- глобальний вуглецю – 451
- Міланковича – 446
- сонячної активності – 445
- Хейла – 445

Циркуляція атмосфери

- загальна – 385
- зональна – 387
- мусонна – 390

## Ч

Число

- Авогадро – 62
- Вольфа – 90, 445
- Кібеля – 196
- Рейнольдса – 211
- Річардсона – 232
- Россбі – 196

## Я

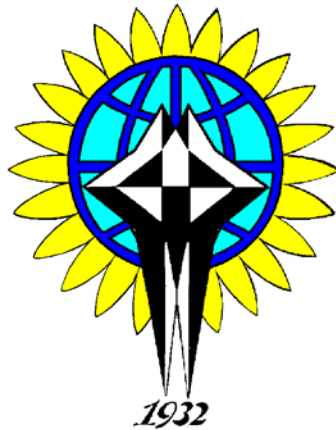
Ядра

- Айткена – 43
- конденсації – 42
- кристалізації – 45

Яскравість –

- небесного склепіння – 81

Навчальне видання



# МЕТЕОРОЛОГІЯ І КЛІМАТОЛОГІЯ

Підручник

Під редакцією д. ф.-м. н.,  
професора Степаненка С.М.

Підп. до друку 30.05.2008р. Формат 60x84/16 Папір офс.  
Умовн. друк. арк. Тираж Зам. №  
Надруковано з готового оригінал-макета

---

Одеський державний екологічний університет  
65016, Одеса, вул. Львівська, 15

---

Підприємство "ТЭС", (0482)-----