НОВЫЯ ИДЕИ ВЪ ФИЗИКѢ.

Непеpiодическое изданiе, выходящее подъ редакцiей заслуженнаго профессора И. И. Боргмана.

СБОРНИКЪ ПЯТЫЙ.

ПРИРОДА СВѢТА.

Изд-ство „ОБРАЗОВАНIЕ" СПБ.
1912.

Типо-Литографія „Энергія“, Спб., Загородный, пр. 17.

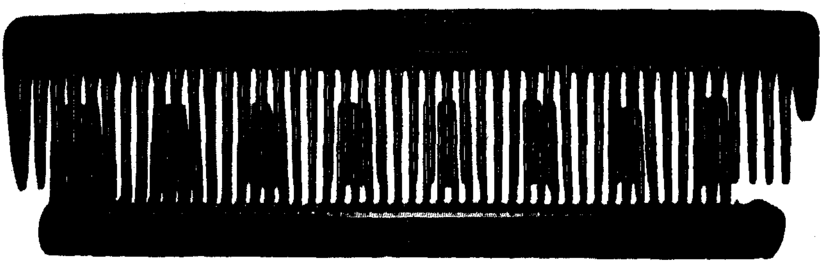
ОГЛАВЛЕНІЕ.

О такъ называемой групповой скорости.

П. С. Эренфестъ и Л. Д. Исаковъ.

---

§ 1. Наложимъ другъ на друга двѣ гребенки Γ_1 и Γ_2, у которыхъ разстоянія λ_1 и λ_2 между зубцами весьма мало отличаются другъ отъ друга и посмотримъ черезъ нихъ на свѣтъ. Мы увидимъ на равныхъ разстояніяхъ другъ отъ друга своеобразныя „тѣни“ (Фиг. 1)



Фиг. 1.

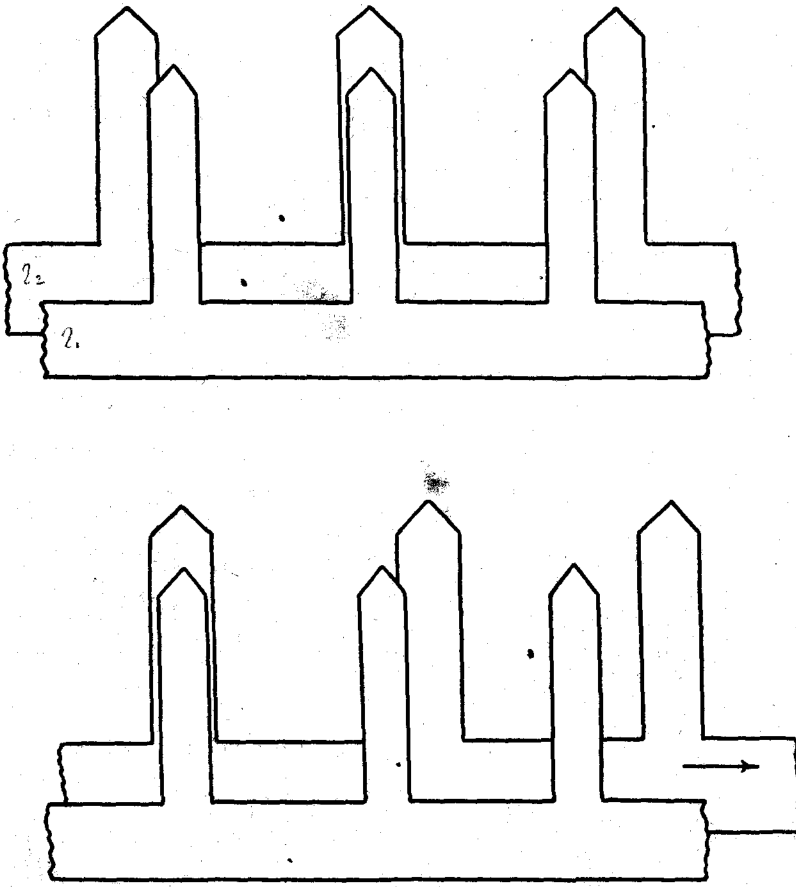
Это, очевидно, тѣ мѣста, гдѣ просвѣты одной гребенки вполнѣ или почти вполнѣ закрыты зубцами другой.

Если мы станемъ медленно передвигать гребенки одну относительно другой, то увидимъ, что „тѣни“ съ поразительной скоростью перебѣгаютъ вдоль нихъ. Если

$$\lambda_2 > \lambda_1$$

и если передвигать гребенку Γ_2 (съ болѣе рѣдкими зубцами) в п р а в о, оставляя въ покоѣ гребенку Γ_1 (съ болѣе частыми зубцами), то „тѣни“ перемѣщаются н а л ѣ в о, что сначала немало удивляетъ.

Это явленіе легко понять при помощи рисунковъ фиг. 2*a* и 2*b*. Фиг. 2*a* показываетъ, какъ три послѣдо-



Фиг. 2*a* и 2*b*.

вательныхъ зубца a_1, b_1, c_1 болѣе частой гребенки Γ_1 (они изображены болѣе короткими) расположены относительно трехъ зубцовъ a_2, b_2, c_2 болѣе рѣдкой гребенки Γ_2 въ моментъ t. По обѣ стороны зубцовъ b_1, b_2 наблюдается, очевидно, *максимальный* свѣтъ, т. к.

тамъ зубецъ приходится противъ зубца, просвѣтъ противъ просвѣта. Фиг. 2b показываетъ взаимное расположеніе тѣхъ же зубцовъ въ моментъ $t+\Delta t$, когда болѣе рѣдкая гребенка является перемѣщенною на небольшое разстояніе $\lambda_2-\lambda_1$ вправо (т. е. на весьма малую часть разстоянія между зубцами). При этомъ однако мѣсто максимальнаго свѣта оказывается перемѣстившимся влѣво на цѣлое разстояніе между зубцами, именно, къ зубцу a_1, съ которымъ теперь совпадаетъ вполнѣ зубецъ a_2.

Очевидно, такимъ же образомъ перемѣщаются и мѣста максимальнаго затемнѣнія, „тѣни".

Этимъ объясняется парадоксальная величина скорости и парадоксальное направленіе перемѣщенія тѣней.

Если, наоборотъ, оставляя неподвижной менѣе частую гребенку Γ_2, передвигать вправо болѣе частую гребенку Γ_1, то тѣни перемѣщаются вправо же.

Вообще: если гребенки Γ_1 и Γ_2 передвигаются вправо со скоростями V_1 и V_2, то „тѣни" и мѣста максимальнаго свѣта передвигаются вправо со скоростью [1])

$$U=V_1-\frac{V_2-V_1}{\lambda_2-\lambda_1}\lambda_1 \qquad (1).$$

---

[1]) Въ моментъ t зубецъ b_2 совпадаетъ съ зубцомъ b_1, а зубецъ a_2 находится позади зубца a_1 на разстояніи $\lambda_2-\lambda_1$. Т. к. Γ_2 перемѣщается относительно Γ_1 со скоростью V_2-V_1, то требуется время

$$\Delta t=\frac{\lambda_2-\lambda_1}{V_2-V_1} \qquad (\alpha)$$

для того, чтобы зубецъ a_2 какъ разъ догналъ зубецъ a_1. Въ моментѣ t мѣсто максимальнаго свѣта находилось тамъ, гдѣ былъ зубецъ b_1, въ моментъ $t+\Delta t$ оно находится тамъ, гдѣ зубецъ a_1. При этомъ: (1) a_1 всегда лежитъ на разстояніи λ_1 позади b_1; (2) b_1 въ теченіе промежутка Δt передвинулось вправо на разстояніе $V_1\Delta t$. Слѣдовательно, мѣсто максимальнаго освѣщенія перемѣстилось вправо въ теченіе промежутка Δt на разстояніе

$$\Delta s=V_1\Delta t-\lambda_1 \qquad (\beta)$$

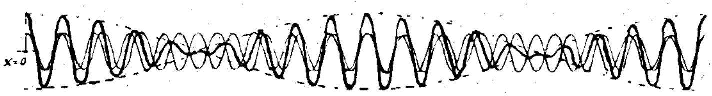
обозначая отношеніе $\Delta s:\Delta t$ буквой U, изъ (α) и (β) получимъ (1) уравненіе.

Разсмотрѣнные выше результаты, получаются изъ ур. (1), какъ частные случаи, если положить $V_1 = O$ или $V_2 = O$.

§ 2. На поверхности воды перемѣщается рядъ волнъ опредѣленной длины волны [1]), съ опредѣленной, зависящей отъ длины волны, „волновой скоростью“ $V(\lambda)$. Разсмотримъ наложенiе двухъ рядовъ волнъ одинаковой амплитуды и немного различной длины волны:

$$\lambda \text{ и } \lambda + \Delta\lambda.$$

Самыя высокiя и самыя низкiя мѣста этихъ двухъ рядовъ располагаются относительно другъ друга подобно тому, какъ располагаются зубья гребенокъ Γ_1 и Γ_2.



Фиг. 3.

И здѣсь получаются на равныхъ разстоянiяхъ другъ отъ друга „мѣста наибольшаго и наименьшаго возбужденiя“; послѣднiя аналогичны „тѣнямъ“ у гребенокъ, т. к. они лежатъ тамъ, гдѣ самыя высокiя мѣста одного ряда волнъ приходятся на самыхъ низкихъ мѣстахъ другого ряда (фиг. 3). Они и перемѣщаются совершенно по тѣмъ же законамъ, какъ „тѣни“ у гребенокъ, п. ч. оба ряда волнъ передвигаются съ мало отличными другъ отъ друга скоростями.

$$V(\lambda) = V \quad \text{и} \quad V(\lambda + \Delta\lambda) = V + \Delta V.$$

Такимъ образомъ и здѣсь скорость U, съ которой перемѣщаются области наибольшаго возбужденiя или, какъ принято говорить, „группы“, опредѣляется формулой [2])

$$U = V - \frac{\Delta V}{\Delta\lambda}\lambda \qquad (2).$$

[1]) Разстоянiе между двумя послѣдовательными вершинами волнъ.

[2]) См. прибавленiе.

Если смотрѣть на поверхность воды съ большой высоты, то можно наблюдать уже не перемѣщенiе волнъ, а именно перемѣщенiе „группъ". И такимъ образомъ непосредственному наблюденiю будетъ подлежать не волновая, а „групповая" скорость[1]).

И въ самомъ дѣлѣ какъ разъ своеобразныя явленiя, сопровождающiя распространенiе возбужденiй на поверхности воды, побудили Стокса и Рейнольдса[2]) обратить вниманiе на различiе между „волновой" и „групповой" скоростью и проанализировать его теоретически.

§ 3. Рэлей[3]) первый указалъ, что и въ оптикѣ важно различать между волновой скоростью V и групповой скоростью U.

Если въ диспергирующей средѣ распространяются свѣтовыя волны съ длиной волны λ, то онѣ перемѣщаются съ зависящей отъ λ скоростью $V(\lambda)$.

Что наблюдаемъ мы, однако, если при помощи одной изъ извѣстныхъ методъ для измѣренiя абсолютной скорости опредѣляемъ для данной диспергирующей среды „скорость свѣта, соотвѣтствующую длинѣ волны λ"? Получаемъ мы при этомъ $V(\lambda)$ или что нибудь иное?[4]).

Разсмотримъ этотъ вопросъ съ точки зрѣнiя идеаль-

---

[1]) Только при достаточномъ приближенiи къ поверхности воды можно слѣдить за распространенiемъ самихъ волнъ. На отдѣльной „группѣ" тогда наблюдается слѣдующее: отъ одного ея конца волны выходятъ, пробѣгаютъ по ней и исчезаютъ у другого конца.

[2]) Stokes. Smith Prize examination 1876.—Collect. Papers V.

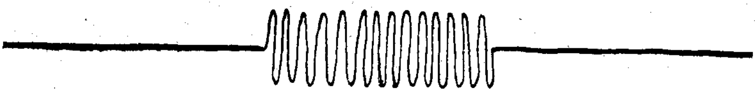
Reynolds. On the rate of progression of groups of waves and the rate at which energy is transmitted by waves. Nature **16** (1877) p. 343.

[3]) Rayleigh. Nature 24 (1881) p. 382, 25 (1881) p. 52 (=Scient. Papers I p. 537).

[4]) Объ относительныхъ измѣренiяхъ скоростей можно сказать слѣдующее: мы можемъ при помощи интерференцiи опредѣлить длину волны λ и λ', которую имѣетъ въ двухъ различныхъ

наго опыта, построеннаго по образцу извѣстной методы Рёмера.

Пусть междупланетное пространство наполнено неподвижною средою, которая обладаетъ замѣтной дисперсіей; пусть, далѣе, спутники Юпитера представляютъ собою точки (слѣд., исчезаютъ въ тѣни Юпитера и по-



Фиг. 4.

являются изъ нея мгновенно) и испускаютъ строго-монохроматическій свѣтъ, длина волны котораго есть λ. При этихъ условіяхъ измѣненіе свѣтового возбужденія во времени представится для области возлѣ самаго Юпитера кривою черт. 4. Какого-же рода „скорость свѣта" опредѣлимъ мы при этихъ условіяхъ по методу Рёмера? Очевидно, во всякомъ случаѣ, что это не будетъ волновая скорость $V(\lambda)$. Вѣдь здѣсь мы не можемъ слѣдить за отдѣльной свѣтовой волной и опредѣлять скорость ея перемѣщенія, какъ мы это могли для волнъ на водѣ. Мы можемъ, однако, нарисовать себѣ такую общую картину передачи возбужденія. Распространяясь отъ Юпитера до насъ, свѣтовое возбужденіе испытываетъ весьма сложное измѣненіе формы; въ частности, можно

срединахъ монохроматическій лучъ опредѣленнаго (намъ неизвѣстнаго) періода T.

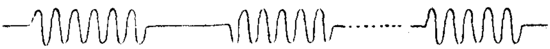
Но

$$\lambda : \lambda' = TV(\lambda) : TV'(\lambda') = V(\lambda) : V'(\lambda').$$

Этимъ путемъ мы можемъ слѣдовательно, опредѣлить только послѣднее отношеніе. Только сдѣлавъ допущеніе, что эфиръ не обладаетъ дисперсіей, и что мы опредѣлили для него волновую скорость при помощи абсолютнаго измѣренія, можемъ мы воспользоваться названымъ способомъ для опредѣленія волновой скорости во всѣхъ срединахъ для всѣхъ длинъ волнъ.

ожидать, что, доходя до земли, свѣтовое возбужденіе уже не сразу появляется и исчезаетъ, но постепенно нарастаетъ до замѣтной величины, остается неизмѣннымъ нѣкоторое время и затѣмъ такъ же постепенно падаетъ ниже порога воспріятія. Мы опредѣляемъ, очевидно, моменты появленія и исчезновенія замѣтнаго свѣтового возбужденія и запаздываніе этихъ моментовъ при увеличеніи разстоянія между Юпитеромъ и землею. Значитъ, въ нашемъ идеальномъ опытѣ мы будемъ измѣрять скорость перемѣщенія областей замѣтнаго возбужденія.

Значительно сложнѣе условія при измѣреніи скорости свѣта въ диспергирующей средѣ по методу Физо.



Фиг. 5.

Здѣсь мы наблюдаемъ уже не отдѣльныя появленія и исчезновенія свѣта, а нѣкоторый среднiй эффектъ многихъ такихъ появленiй и исчезновенiй. Свѣтовое возбужденіе, которое становится прерывистымъ вслѣдствіе движенія зубчатаго колеса, должно имѣть въ непосредственномъ сосѣдствѣ съ колесомъ и въ случаѣ строго-монохроматическаго источника свѣта примѣрно такой характеръ, какой представляетъ кривая черт. 5. При своемъ движеніи къ зеркалу и обратно возбужденіе опять-таки подвергается очень сложному измѣненію формы. Мы измѣряемъ быстроту, съ какою должны становиться одинъ на мѣсто другого зубцы и свободные промежутки для того, чтобы зубчатое колесо пропускало обратный лучъ съ максимальной яркостью. И по этому методу мы получаемъ, опять-таки, во всякомъ случаѣ не $V(\lambda)$; и здѣсь будетъ имѣть значеніе скорость, съ которой перемѣщаются области замѣтнаго возбужденія.

Итакъ, и методъ Рёмера, и методъ Физо оперируютъ съ отрѣзками системы волнъ; достаточно ясно, что съ подобными же отрѣзками мы имѣемъ дѣло и въ методѣ Фуко, основанномъ на примѣненіи вращающагося зеркала. Относительно этихъ трехъ методовъ всѣ достаточно согласны, что они не даютъ V.

§ 4. Если, такимъ образомъ ни одинъ изъ разсмотрѣнныхъ методовъ опредѣленія абсолютной скорости не даетъ волновой скорости $V(\lambda)$ [1]), то что же опредѣляется этими методами?

Рѣшеніе этого вопроса стоитъ въ тѣсной связи съ весьма сложной задачей о томъ, какъ распространяется импульсъ опредѣленной формы въ диспергирующей средѣ. Довольно обширная литература по этому предмету [2]) даетъ рѣшенія лишь для немногихъ случаевъ и притомъ лишь для начальнаго промежутка времени и для мѣстъ, близкихъ къ области первоначальнаго возмущенія [3]). Между тѣмъ для нашего оптическаго вопроса главную роль играютъ какъ разъ явленія, совершающіяся въ значительномъ отдаленіи отъ этой области.

Теоретически вполнѣ изученъ лишь случай среды съ линейной дисперсіей

$$(V = a\lambda + d) \qquad (3),$$

напримѣръ въ работахъ Шустера [4]). Въ этомъ случаѣ мы имѣемъ то очень важное обстоятельство, что

---

[1]) Относительно особаго мѣста, которое будто бы занимаетъ въ этомъ отношеніи методъ Брадлея (измѣреніе угла аберраціи) см. прибавленіе II.

[2]) Ср. Rayleigh. Scientif. Papers. 1, p. 322. Voigt. Ann. d. Phys. 68, p. 598. 1899; 4, p. 203. 1901. Lamb. Proc. Lond. Math. Soc. (Sect. II). 1, p. 473. 1904. Laue. Ann. d. Phys. 18, p. 523. 1905. Schuster. Bolzmann Festschrift, p. 569. Также Wood. Phys. Optics, p. 16; Schuster. Theory of Optics, p. 313.

[3]) Ср. Lamb. Hydrodynamics, „Surface waves“.

[4]) l. c.—Изслѣдованіе Шустера представляетъ особенный интересъ еще и въ томъ отношеніи, что каждое дѣйствительно встрѣ

всегда форма импульса періодически возстановляется, и такимъ образомъ дѣйствительно есть нѣчто, о „скорости распространенія" чего можно въ извѣстномъ смыслѣ говорить.

Притомъ эта скорость оказывается точно совпадающею съ тою и групповою скоростью $U=b$, которую получаемъ, когда примѣняемъ ур. (2) къ формулѣ дисперсіи (3).

Для нѣкоторыхъ другихъ теоретическихъ случаевъ удалось вычислить по крайней мѣрѣ скорость волнового фронта, т. е. мѣста, гдѣ точно начинается возбужденіе. Но основной для нашего случая вопросъ объ опредѣленіи мѣстъ, до которыхъ успѣваетъ въ данный моментъ дойти замѣтное возбужденіе, до сихъ поръ не удалось рѣшить вслѣдствіе значительной трудности вычисленій.

Въ виду такого положенія дѣла рѣшались прямо отожествлять всякій отрѣзокъ системы волнъ съ тою простѣйшей „группой", о которой мы говорили въ началѣ; считали такимъ образомъ, что всякій такой отрѣзокъ перемѣщается со скоростью U. Конечно, между понятіями „отрѣзка" и „группы" есть существенная разница: „группа" получается отъ сложенія двухъ колебаній приблизительно одинаковаго періода, тогда какъ „отрѣзокъ" можно составить лишь изъ безчисленнаго множества колебаній совершенно различной длины волны (представленіе произвольнаго возбужденія посредствомъ интеграла Фурье).

Что касается практическаго примѣненія этого упрощенія, то его можно считать въ нѣкоторой мѣрѣ

чающееся уравненіе дисперсіи можетъ быть выражено приближенно въ предѣлахъ достаточно малой области $\Delta\lambda$ при помощи формулы (3). Но съ другой стороны въ приложеніяхъ нѣтъ ни одного случая, чтобы для всѣхъ λ *волновая скорость* $V(\lambda)$ *могла бы* быть представлена при помощи (3).

оправданнымъ опытами Майкельсона. Когда Юнгъ и Форбсъ въ 1881 г. нашли, будто бы синіе лучи распространяются въ свободномъ эфирѣ на 1,8% быстрѣе, чѣмъ красные, а Рэлей (l. c.) воспользовался этимъ, чтобы поднять принципіальный вопросъ — что же, собственно, опредѣляется при абсолютномъ измѣреніи скорости свѣта въ диспергирующей средѣ,—то Майкельсонъ произвелъ измѣреніе скорости свѣта для красныхъ и голубыхъ лучей въ сѣрнистомъ углеродѣ; результаты—въ предѣлахъ возможной точности—оказались соотвѣтствующими формулѣ „групповой скорости".

Гипотетическое отождествленіе „скорости отрѣзка" съ „групповою скоростью" часто оправдываютъ еще утвержденіемъ, что на поверхности воды произвольное возмущеніе дѣйствительно распространяется то скоростью U; однако точныхъ измѣреній для провѣрки этого утвержденія, повидимому, не было сдѣлано.

Съ теоретической стороны противъ такого примѣненія групповой скорости для всякаго случая дисперсіи говоритъ то обстоятельство, что удалось найти такіе случаи, въ которыхъ групповая скорость больше, чѣмъ скорость фронта [1]), между тѣмъ, какъ „отрѣзокъ", конечно не можетъ перемѣщаться скорѣе, чѣмъ его фронтъ.

Надо сказать однако, что въ этихъ случаяхъ разсматриваются довольно необыкновенныя условія (въ двухъ — сильное поглощеніе, въ третьемъ — эфиръ въ неустойчивомъ равновѣсіи), такъ что ихъ нельзя еще считать окончательно говорящими противъ обычнаго примѣненія понятія „групповой скорости" къ болѣе нормальнымъ случаямъ.

1) W. Voigt, l. c.; Laue, l c.; Ehrenfest. Ann. d. Phys. 1910.

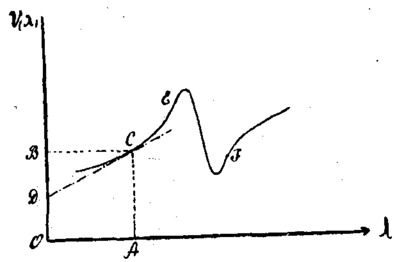
Прибавленіе I.

Болѣе подробное обоснованіе утвержденій § 2 можно найти въ нашей статьѣ „О такъ-называемой групповой скорости" въ „Вопр. Физ." (1910).

Если намъ извѣстна зависимость V отъ λ, то уравненіе (2) даетъ намъ для любой комбинаціи двухъ волнъ скорость U. Когда $\Delta\lambda$ очень мало и дисперсія въ разсматриваемой области длинъ волнъ не чрезмѣрно велика, мы можемъ съ достаточной точностью вмѣсто U взять ея предѣльное значеніе

$$u(\lambda) = V - \frac{dV}{d\lambda}\lambda \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Разборъ свойствъ скорости u, вытекающихъ изъ формулы (4) очень облегчается, если воспользоваться слѣдующимъ графическимъ построеніемъ, которое было предложено Лэмбомъ. Пусть намъ задана кривая, изображающая функцію $V(\lambda)$



Фиг. 6.

(черт. 6). Въ точкѣ C этой кривой, соотвѣтствующей данной абсциссѣ $OA = \lambda$, проведемъ къ ней касательную, которую продолжимъ до пересѣченія съ осью ординатъ. Тогда отрѣзокъ $OD = OB - BD = OB - BC.tgk = V - \lambda\frac{dV}{d\lambda}$ изображаетъ собою искомую скорость $u(\lambda)$.

Примѣняя это построеніе къ различнымъ случаямъ, мы можемъ отмѣтить, между прочимъ, слѣдующія особенности:

Если отсутствуетъ дисперсія $\left(\frac{dV}{d\lambda} = 0\right)$, то $u = v$; скорость перемѣщенія областей наибольшаго возбужденія въ этомъ случаѣ (и только въ этомъ) совпадаетъ со скоростью отдѣльныхъ волнъ; это понятно и безъ построенія, такъ какъ въ случаѣ отсутствія дисперсіи и первое и второе составляющія колебанія распространяются, не смѣщаясь по отношенію другъ къ другу.

Если зависимость между V и λ линейная, то u не зависитъ отъ λ; въ частности, если $V = b\lambda$, то $u = 0$. Области наибольшаго возбужденія остаются на одномъ мѣстѣ въ пространствѣ [1]).

При очень крутомъ подъемѣ кривой $V(\lambda)$ возможны и отрицательныя значенія для u, т. е. мѣста наибольшаго возбужденія перемѣщаются въ направленіи, обратномъ перемѣщенію отдѣльныхъ волнъ; такой случай имѣетъ мѣсто, напримѣръ, по сосѣдству съ областями аномальной дисперсіи (ср. точки E и F на черт. 6).

Прибавленіе II.

Одинъ методъ для опредѣленія абсолютной скорости свѣта принято, со словъ Рэлея [2]), ставить въ исключительное положеніе. Это—методъ аберраціи. Рэлей, касаясь метода аберраціи въ связи съ вопросомъ о дисперсіи въ космическомъ пространствѣ, говоритъ буквально слѣдующее:

„Методъ аберраціи... не связанъ съ наблюденіемъ распространенія какой-либо особенности, приданной группѣ волнъ, и поэтому не имѣетъ никакого отношенія къ U. Если мы приемемъ обычную теорію аберраціи, то въ результатѣ сравненія коэффиціента, най-

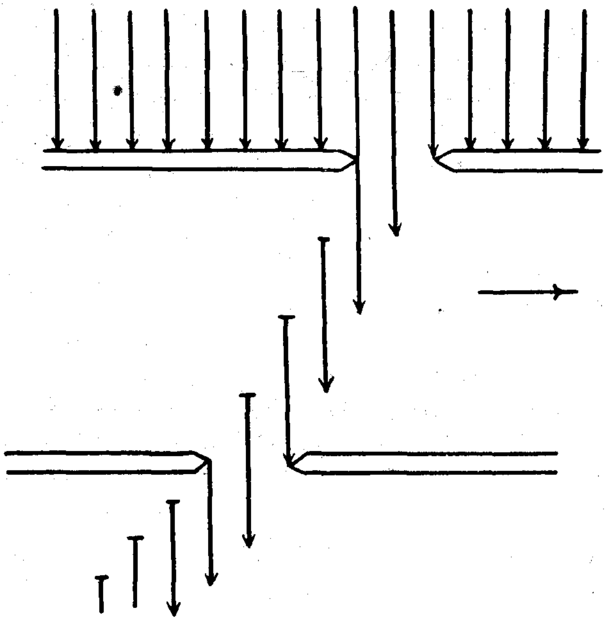
---

[1]) Рядъ подвѣшенныхъ на равныхъ разстояніяхъ другъ отъ друга маятниковъ одинаковой длины, совершенно несвязанныхъ между собою, представляютъ модель среды съ этимъ спеціальнымъ характеромъ дисперсіи—какъ замѣтилъ Рейнольдсъ.

[2]) Rayleigh. Scientific Papers. 1, p, 537.

деннаго изъ наблюденія, съ солнечнымъ параллаксомъ, мы получимъ V—волновую скорость".

Однако, если мы внимательно разсмотримъ схематизированный методъ аберраціи, то увидимъ, что дѣло обстоитъ совсѣмъ не такъ, какъ это представлено въ разсужденіи Рэлея [2]).—Представимъ себѣ (фиг. 7) двѣ



Фиг. 7.

параллельныя безконечныя плоскости, съ отверстіемъ въ каждой, движущіяся вмѣстѣ по направленію своей длины съ нѣкоторою постоянною скоростью. Пусть на первую плоскость падаютъ перпендикулярно свѣтовые

---

[1]) P. Ehrenfest. Misst d. Aberrationswinkel im Fall einer Dispersion d. Aethers die Wellengeschwindigkeit?. Ann d. Phys. 33 (1910) p. 1571.—Rayleigh. Aberration in a dispersive medium Phil. mag. (1911) p. 130.

лучи. Мы опредѣляемъ уголъ, который должна составлять линія, соединяющая центры обоихъ отверстій, съ направленіемъ движенія, чтобы наблюдатель, стоящій сзади отверстія во второй плоскости, увидѣлъ наиболѣе яркій свѣтъ. При такой постановкѣ опыта совершенно ясно, что наблюдаемый уголъ опредѣляется какъ разъ скоростью движенія тѣхъ *отрѣзковъ лучей*, которые успѣваютъ проходить черезъ отверстіе въ первой плоскости при ея движеніи. Значитъ, если-бы въ разсматриваемой средѣ (въ данномъ случаѣ — въ эфирѣ) существовала дисперсія, то мы и по этому методу не получили-бы V.

Попутно слѣдуетъ замѣтить, что методъ аберраціи въ сущности весьма близокъ къ методу Физо. Возьмемъ для метода Физо такое идеальное расположеніе приборовъ: два диска, каждый съ отверстіемъ у края, насажены на общую ось длиною въ нѣсколько километровъ, и могутъ такимъ образомъ вращаться вмѣстѣ. Мы можемъ теперь поступать двояко. Либо мы поставимъ оба отверстія другъ противъ друга и будемъ опредѣлять ту скорость, при которой наблюдатель сзади второго диска увидитъ наиболѣе яркою свѣтящуюся точку, помѣщенную передъ первымъ дискомъ; это будетъ методъ Физо почти въ чистомъ видѣ. Но можно также придать скорости вращенія заранѣе нѣкоторую опредѣленную величину и затѣмъ мѣнять „фазу" второго отверстія относительно перваго до тѣхъ поръ, пока темнота не смѣнится свѣтомъ; такой методъ принципіально не отличается отъ метода аберраціи. Вмѣстѣ съ тѣмъ совершенно ясно, что по обоимъ методамъ мы опредѣляемъ совершенно одну и ту-же „скорость свѣта".

Природа бѣлаго свѣта.

Ѳ. Ѳ. Соколова.

I.

Вторая половина XVII вѣка явилась эпохой крупнаго прогресса оптики. Къ ней относятся, между прочимъ, классическіе опыты Ньютона надъ дисперсіей свѣта (1666) и созданіе волновой теоріи свѣта Гюйгенсомъ (1678). Въ эту именно эпоху и въ связи съ опытами Ньютона и теоріей Гюйгенса появились въ физикѣ тѣ опредѣленныя представленія о природѣ бѣлаго свѣта и монохроматическаго луча и объ ихъ взаимномъ отношеніи, которыя долгое время оставались непоколебленными, которыя до сихъ поръ являются общераспространенными и входятъ въ большинство курсовъ физики.

По вопросу о природѣ бѣлаго свѣта и его отношеніи къ различнымъ родамъ монохроматическаго свѣта основнымъ и исходнымъ пунктомъ явились въ эту эпоху изслѣдованія Ньютона. Опыты разложенія солнечнаго свѣта, приведшіе Ньютона къ теоремѣ II его „Оптики", гласящей: „солнечный свѣтъ состоитъ изъ лучей различно преломляемыхъ", его experimentum crucis, показавшій неразложимость составныхъ цвѣтныхъ лучей солнечнаго свѣта и полученный имъ синтезъ бѣлаго свѣта изъ цвѣтныхъ лучей—все это приводило къ заключенію о сложности бѣлаго свѣта, какъ образующагося путемъ смѣшенія его спектральныхъ составныхъ частей. Казалось очевиднымъ, что бѣлый свѣтъ представляетъ собою смѣсь всѣхъ цвѣтныхъ лучей, входящихъ въ составъ его спектра, что всѣ эти лучи заключены въ немъ еще до паденія его на призму и что роль призмы при разложеніи падающаго на нее бѣлаго свѣта является чисто пассивной Отсюда слѣдовало далѣе, что бѣлый свѣтъ, падающій на призму, по существу, по природѣ своей, долженъ быть подобенъ монохроматическому свѣту, выходящему изъ призмы, такъ какъ всѣ сорта выходящихъ изъ призмы монохроматическихъ лучей заключались въ немъ до его разложенія и соединенные вновь даютъ опять бѣлый свѣтъ. Каждому изъ этихъ сортовъ присущи особыя хроматическія свойства и особая преломляемость; благодаря послѣдней, всѣ эти сорта и выдѣляются изъ смѣси, когда бѣлому лучу приходится проходить чрезъ преломляющую среду. Такимъ образомъ съ эпохи Ньютона появляется представленіе о бѣломъ свѣтѣ, какъ объ явленіи сложномъ по отношенію къ его спектральнымъ составнымъ частямъ, но имѣющемъ одну природу съ ними.

Наоборотъ, лучъ монохроматическаго свѣта сталъ представляться съ этой эпохи чѣмъ-то простымъ, можно сказать, элементарнымъ по отношенію къ лучу бѣлаго свѣта. И позже, когда колебательная теорія достигла полнаго своего развитія и когда въ лучѣ монохроматическаго свѣта она стала видѣть простое періодическое синусоидальное колебаніе, тогда, естественнымъ образомъ, каждая достаточно узкая полоса, выдѣленная изъ сплошного спектра, даваемаго бѣлымъ лучемъ, стала отожествляться съ соотвѣтственной линіей монохроматическаго спектра; самый бѣлый свѣтъ, естественно, сталъ представляться комплексомъ всѣхъ входящихъ въ составъ его спектра монохроматическихъ линій, а колебаніе, представляющее бѣлый свѣтъ, стало разсматриваться, какъ результирующее громаднаго числа простыхъ періодическихъ колебаній, соотвѣтствующихъ всѣмъ отдѣльнымъ линіямъ сплошного спектра. Бѣлому свѣту и колебанію его представляющему, такимъ образомъ, стала приписываться та правильность, которая присуща, согласно взглядамъ волновой теоріи, каждому изъ составляющихъ его монохроматическихъ лучей и соотвѣтствующимъ имъ простымъ періодическимъ, колебаніямъ, которая должна переходить и на колебаніе сложное, являющееся результатомъ ихъ взаимнаго наложенія.

Тѣ свойства, которыми характеризуется эта „правильность" монохроматическаго колебанія, заслуживаютъ нѣкотораго вниманія. Подходя къ нимъ съ теоретической, „идеальной" точки зрѣнія волновой теоріи, ихъ можно разсматривать, какъ слѣдствія, вытекающія изъ самаго опредѣленія соотвѣтственнаго „идеальнаго колебанія". Это опредѣленіе можетъ быть дано въ такой формѣ: идеальное колебаніе опредѣляется уравненіемъ вида

$$y = a\ Sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + b\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

При этомъ отсутствуютъ какія-бы то ни было добавочныя условія или ограниченія. Изъ этого опредѣленія и вытекаютъ нижеслѣдующія слѣдствія, характеризующія такое идеальное колебаніе.

1. Идеальное колебаніе опредѣляетъ свѣтовой векторъ y для любого момента между O и T. Въ силу періодичности колебанія, тѣ-же значенія y повторяются въ каждомъ изъ періодовъ ряда $(T, 2T), (2T, 3T) \ldots$ и ряда $(-T, O), (-2T, -T) \ldots$ Для любого періода въ промежуткѣ $(-\infty, +\infty)$ свѣтовой векторъ y вполнѣ опредѣляется уравненіемъ (1). Отсюда слѣдуетъ, что идеальное колебаніе не имѣетъ начала и не имѣетъ

конца; его предѣлами являются $-\infty$ и $+\infty$. Это свойство идеальнаго колебанія можно назвать безграничностью его.

2. Такъ какъ идеальное колебаніе по отношенію ко всѣмъ постояннымъ, его характеризующимъ, опредѣляется однимъ и только однимъ уравненіемъ (1), то, слѣдовательно, во всемъ промежуткѣ отъ $-\infty$ до $+\infty$ періодъ колебанія есть T, амплитуда его есть a; послѣдовательность фазъ колебанія въ любомъ изъ безконечно большого числа періодовъ совершается по уравненію (1) съ математической точностью. Совокупность этихъ свойствъ идеальнаго колебанія можно назвать регулярностью его.

3. По свойству регулярности, для идеальнаго колебаніи величина T—строго постоянна. Такою-же, слѣдовательно, является и величина $\frac{1}{T} = N$ число колебаній въ единицу времени. При постоянной опредѣленной скорости распространенія колебанія, для идеальнаго колебанія во всемъ промежуткѣ отъ $-\infty$ до $+\infty$ сохраняется строго постоянной опредѣленная величина длины волны колебанія $\lambda = VT$. Это свойство идеальнаго колебанія можно назвать гомогенностью его.

Итакъ, „правильность" идеальнаго монохроматическаго колебанія представляетъ собою совокупность трехъ перечисленныхъ свойствъ. Опредѣленное, какъ выше указано, идеальное колебаніе всегда должно быть безграничнымъ, регулярнымъ и гомогеннымъ.

Волновая теорія стала видѣть въ каждомъ монохроматическомъ свѣтовомъ колебаніи именно колебаніе, опредѣляемое однимъ уравненіемъ (1), т. е. обладающее всѣми указанными свойствами. Но, конечно, никакое реальное колебаніе никогда не могло разсматриваться, какъ идеальное. Уже a priori ясно, что никакое реальное колебаніе не обладаетъ свойствомъ безграничности и не опредѣляется однимъ и только однимъ уравненіемъ (1). Далѣе уже первые опыты надъ интерференціей свѣта показали, что реальныя свѣтовыя колебанія не являются также регулярными и гомогенными. Опыты, произведенные Френелемъ, привели его къ заключенію, что интерференція двухъ свѣтовыхъ лучей не происходитъ, если разность хода между ними превышаетъ 60λ. Между тѣмъ для гомогенныхъ и регулярныхъ колебаній интерференція должна происходить при любой возможной разности хода между ними.

Такимъ образомъ, уже Френель долженъ былъ представлять себѣ бѣлый свѣтъ комплексомъ колебаній, во всякомъ случаѣ не тождественныхъ съ идеальными колебаніями. И онъ, дѣйствительно, не только сознавалъ наличность нарушеній правильности въ составныхъ колебаніяхъ бѣлаго свѣта, но и пытался какъ-либо истолковать ихъ въ связи съ полученными имъ данными относительно предѣльной разности хода, при которой интерференція еще происходитъ.

По гипотезѣ, составленной Френелемъ [1]), колеблющіяся частицы матеріи высылаютъ простыя періодическія колебанія. Но чрезъ опредѣленные, весьма малые промежутки времени эти колебанія чѣмъ-то прерываются, происходятъ какія-то пертурбаціи неизвѣстнаго характера. Вслѣдствіе этихъ пертурбацій, колеблющіяся матеріальныя частицы высылаютъ лишь сравнительно небольшіе ряды правильныхъ простыхъ періодическихъ колебаній. Каждый изъ такихъ рядовъ Френель называетъ „группой“. Понятно, что интерференція двухъ лучей можетъ происходить лишь въ томъ случаѣ, если вводимая разность хода меньше длины „группы“. Френель изъ своихъ опытовъ могъ заключить, что длина „группы“ не превышаетъ 60 λ, т. е. во всякомъ случаѣ меньше 0,06 мм. Но отсутствіе интерференціи при болѣе

¹) Fresnel. De la lumière. § 28. Oeuvres Completes II p. 49.

значительныхъ разностяхъ хода онъ приписывалъ также и отсутствію гомогенности въ реальныхъ свѣтовыхъ колебаніяхъ.

Въ сороковыхъ годахъ XIX вѣка Физо и Фуко впервые примѣнили къ наблюденію явленія интерференціи способъ спектральнаго разложенія. Подвергая лучи, отраженные отъ зеркалъ Френеля, спектральному разложенію, они убѣдились, что интерференція еще происходитъ при разности хода въ 4000 λ. Этими опытами, слѣдовательно, верхній предѣлъ длины Френелевой „группы“ повышался, приблизительно, до 3 мм. Въ шестидесятыхъ годахъ того-же вѣка Физо произвелъ изслѣдованія интерференціи, наблюдая „біенія“ натріевыхъ линій. Ему удалось установить наличность интерференціи при разности хода въ 50000 λ. Такимъ образомъ, онъ повысилъ верхній предѣлъ длины „группы“ до 35 мм. приблизительно и могъ утверждать, что обнаружилъ такую степень регулярности свѣтовыхъ колебаній, о которой раньше и не подозрѣвали. По даннымъ этихъ опытовъ Физо, продолжительность правильныхъ колебаній при реальномъ лучеиспусканіи достигаетъ 1.10^{-10} секунды.

Еще болѣе увеличить длину „группы“, наблюдать интерференцію при еще большихъ разностяхъ хода методомъ Физо оказалось невозможно. Но, начиная съ девяностыхъ годовъ XIX вѣка, былъ произведенъ рядъ выдающихся работъ по изслѣдованію интерференціи при весьма большихъ разностяхъ хода иными пріемами. Важнѣйшими изъ нихъ являются работы Майкельсона, Фабри и Перо и Луммера. Майкельсонъ наблюдалъ интерференцію при разности хода въ 540000 λ. Фабри и Перо наблюдали интерференцію при разности хода въ 750000 λ. Наконецъ, Луммеръ въ 1902 году опубликовалъ изслѣдованіе, спеціально посвященное вопросу объ интерференціи зеленыхъ лучей ртути при возможно большей разности хода, изъ котораго можно заключить, что при разности хода въ 1600000 λ эти лучи еще могутъ интерферировать между собою.

Итакъ, въ настоящее время, стоя на точкѣ зрѣнія Френеля, можно утверждать, что свѣтящіеся пары ртути производятъ ряды правильныхъ колебаній въ указанномъ числѣ. Иначе говоря, длина „группы“ въ этомъ случаѣ достигаетъ, приблизительно, 0,8 метра и продолжительность правильныхъ колебаній можетъ достигать 3.10^{-9} секунды.

Ньютоновская точка зрѣнія на бѣлый свѣтъ, какъ на дѣйствительный комплексъ болѣе или менѣе правильныхъ колебаній, всегда могла считаться въ достаточной степени общепризнанной. Гельмгольцъ, разъясняя въ своемъ „Ученіи о слуховыхъ ощущеніяхъ“ [1]) природу гармоническихъ добавочныхъ тоновъ, въ подтвержденіе правильности своихъ воззрѣній, ссылался на бѣлый свѣтовой лучъ, гдѣ „существуетъ родъ движенія, который можетъ быть разсматриваемъ, какъ сумма многихъ періодическихъ движеній различной продолжительности колебанія, соотвѣтствующихъ отдѣльнымъ цвѣтамъ солнечнаго спектра“. А при такой точкѣ зрѣнія и при отожествленіи узкихъ полосъ сплошного спектра съ соотвѣтственными линіями монохроматическихъ спектровъ и бѣлому свѣту должна быть приписана вся та регулярность, которую обнаружили вышеописанные опыты.

Однако съ восьмидесятыхъ годовъ XIX вѣка по вопросу о природѣ бѣлаго свѣта появляются иныя, новыя идеи. Имена Гуи, лорда Рэлея и Шустера должны быть здѣсь названы прежде всего. Гуи принадлежитъ опубликованный имъ въ 1886 году мемуаръ [2]), въ кото-

[1]) 1-ое изданіе этой книги вышло въ 1862 году. См. русскій переводъ М. Пѣтухова. СПБ. 1875. Стр. 72.

[2]) Journ. de Phys. 5 p. 354, 1886.

ромъ впервые высказываются совершенно новые взгляды на природу бѣлаго свѣта и на значеніе опытовъ надъ интерференціей при большихъ разностяхъ хода.

Гуи указалъ въ этомъ мемуарѣ, что, хотя реальныя колебанія не тожественны съ идеальными колебаніями, и, слѣдовательно, схематическіе взгляды волновой теоріи и основанные на ней разсчеты не могутъ считаться непосредственно приложимыми къ реальнымъ случаямъ, онъ все-таки не считаетъ возможнымъ остановиться на томъ представленіи о реальныхъ колебаніяхъ, которое было дано Френелемъ. Теорія „группъ“ сложна и ничего рѣшительно не говоритъ о природѣ обрывающихъ „группы“ пертурбацій и объ ихъ непосредственныхъ вліяніяхъ; между тѣмъ можно думать, что эти пертурбаціи должны были-бы играть значительную роль при образованіи спектровъ, въ особенности линейчатыхъ.

Отвергнувъ, такимъ образомъ, взглядъ Френеля на природу реальныхъ колебаній, входящихъ въ составъ бѣлаго свѣта, Гуи высказалъ слѣдующія положенія: нѣтъ необходимости видѣть въ бѣломъ свѣтѣ реальный комплексъ тѣхъ „правильныхъ“ колебаній, на которыя можно бѣлый свѣтъ разложить; можно колебаніе, составляющее бѣлый свѣтъ, отнюдь не отожествлять съ результирующимъ колебаніемъ, получающимся при наложеніи громаднаго числа колебаній различныхъ періодовъ, выражающихся уравненіями вида (1); можно колебаніе, составляющее бѣлый свѣтъ, считать совершенно произвольнымъ. Иначе говоря, нѣтъ необходимости принимать за уравненіе колебанія, соотвѣтствующаго бѣлому свѣту, уравненіе вида

$$Y = \sum a \, Sin \left(2\pi \frac{t}{T} + b\right)$$

и можно Y приравнять совершенно произвольной функціи $f(t)$. И при всемъ этомъ вполнѣ возможно пользоваться пріемами и данными волновой теоріи.

Дѣйствительно, если бѣлый свѣтъ вступаетъ въ любую оптическую систему и мы желаемъ изучить оказываемое ею на бѣлый свѣтъ вліяніе, пользуясь пріемами волновой теоріи, оперирующими съ колебаніями вида (1), то мы всегда можемъ колебаніе $Y=f(t)$ представить въ видѣ суммы колебаній, выражаемыхъ уравненіями вида (1), воспользовавшись для этого такъ называемой теоремой Фурье. Эта весьма важная въ математической физикѣ теорема позволяетъ разлагать произвольныя функціи въ тригонометрическіе ряды или ряды Фурье. Въ приложеніи къ произвольной функціи $f(t)$ [1]) эта теорема позволяетъ для всѣхъ значеній t въ опредѣленномъ произвольномъ промежуткѣ отъ 0 до $2T$ представить $f(t)$ въ видѣ

$$f(t)=Q+\frac{1}{T}\sum_{n=1}^{n=\infty}\left(A_n\ Sin\frac{n\pi t}{T}+B_n\ Cos\frac{n\pi t}{T}\right),$$

при чемъ величины Q, A_n и B_n всѣ могутъ быть вычислены по особымъ формуламъ. При этомъ величина Q при выборѣ достаточно большого (произвольнаго) промежутка $0-2T$ оказывается ничтожно малой и ею можно при разсчетахъ, пренебречь. Такимъ образомъ, если принять, что колебаніе, соотвѣтствующее бѣлому свѣту, выражается произвольной функціональной зависимостью $Y=f(t)$, то, полагая $t=0$ для момента вступленія свѣта въ разсматриваемую оптическую систему, мы для любого достаточно большого промежутка времени $0—2T$ можемъ замѣнить произвольную функцію $f(t)$ иною функціею

$$F(t)=\frac{1}{T}\sum_{n=1}^{n=\infty}\left(A_n\ Sin\frac{n\pi t}{T}+B_n\ Cos\frac{n\pi t}{T}\right).$$

---

[1]) Для возможности указываемаго разложенія, вообще говоря, разлагаемая функція должна удовлетворять нѣкоторымъ условіямъ (условія Дирихле). Въ разсматриваемыхъ случаяхъ эти условія можно считать выполненными.

Полагая здѣсь

$$\frac{2T}{n} = \theta_n,$$

получаемъ:

$$F(t) = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^{n=\infty} \left(A_n \ Sin\ 2\pi \frac{t}{\theta_n} + B_n \ Cos\ 2\pi \frac{t}{\theta_n} \right)$$

или же

$$F(t) = \frac{1}{T} \sum_{n=1}^{n=\infty} r_n \left(Sin\ 2\pi \frac{t}{\theta_n} + \beta_n \right) \quad \ldots \ldots (2)$$

А это уравненіе (2) представляетъ собою сумму колебаній выражающихся уравненіями вида (1), т. е. тѣхъ колебаній, къ которымъ приложимы всѣ данныя и всѣ разсчеты волновой теоріи, идеальныхъ колебаній. Такимъ образомъ, дѣйствительно, не предполагая совершенно въ бѣломъ свѣтѣ наличности правильныхъ простыхъ періодическихъ колебаній, мы можемъ при всѣхъ разсчетахъ пользоваться пріемами волновой теоріи, оперирующими съ идеальными колебаніями, такъ какъ та функція, которою выражается колебаніе, соотвѣтствующее бѣлому свѣту, съ момента его вступленія въ разсматриваемую оптическую систему можетъ быть замѣнена функціей $F(t)$, входящей въ уравненіе (2). Гуи формулировалъ все вышесказанное болѣе конкретно, доказавъ нижеслѣдующую теорему, которую мы будемъ въ дальнѣйшемъ называть „теоремой Гуи“: *интенсивность свѣта въ произвольной точкѣ произвольной оптической системы равняется суммѣ интенсивностей, которыми обладали-бы въ этой точкѣ идеальныя колебанія, входящія въ выраженіе (2), если-бы они дѣйствительно существовали и распространялись въ данной оптической системѣ.*

Теорема Гуи, собственно говоря, тожественна съ извѣстнымъ положеніемъ волновой теоріи о суммированіи налагающихся простыхъ періодическихъ колебаній. Но ея важность заключается въ томъ, что она распространяетъ это положеніе на случай произвольной функціи $f(t)$. Ясно, что въ этой теоремѣ заключается громадный шагъ впередъ въ дѣлѣ уясненія природы бѣлаго свѣта, такъ какъ она совершенно освобождаетъ отъ необходимости видѣть въ бѣломъ свѣтѣ наличность „правильныхъ" монохроматическихъ колебаній, сохраняя возможность пользоваться всѣми пріемами волновой теоріи.

Представляется также имѣющимъ большую важность въ дѣлѣ уясненія природы бѣлаго свѣта разборъ нѣкоторыхъ частныхъ приложеній теоремы Гуи къ опредѣленнымъ родамъ оптическихъ системъ.

Если оптическая система, на которую падаетъ бѣлый свѣтъ, представляетъ собой спектральный аппаратъ, то въ опредѣленной точкѣ образуемаго имъ спектра получается наложеніе простыхъ періодическихъ колебаній, періоды которыхъ заключаются въ нѣкоторыхъ опредѣленныхъ предѣлахъ отъ $\theta_0 - \varepsilon$ до $\theta_0 + \varepsilon$, при чемъ ε весьма мало по сравненію съ θ_0. Чѣмъ чище спектръ, тѣмъ меньше величина ε. Такимъ образомъ въ каждой точкѣ спектра получается наложеніе идеальныхъ колебаній съ періодами, весьма близкими къ нѣкоторому опредѣленному для каждой точки періоду θ_0; результирующее колебаніе въ каждой точкѣ спектра должно быть поэтому „правильнымъ" и имѣть періодъ, близкій къ θ_0.

Гомогенный свѣтъ получается послѣ спектральнаго разложенія только въ томъ случаѣ, если всѣ простыя налагающіяся колебанія сводятся къ одному. Но это обстоятельство можетъ имѣть мѣсто лишь въ томъ случаѣ, если падающій на спектральный аппаратъ свѣтъ представляется простымъ гомогеннымъ колебаніемъ. Во всѣхъ же иныхъ случаяхъ либо спектральныя линіи расширяются, либо получается сплошной спектръ. При этомъ „правильность“ колебаній въ каждой точкѣ спектра тѣмъ значительнѣе, чѣмъ чище спектръ, т. е. чѣмъ больше разрѣшающая сила прибора.

Если оптическая система представляетъ собой интерференціонный аппаратъ, то всѣ простыя колебанія, входящія въ выраженіе (2), будутъ интерферировать, какъ колебанія идеальныя. Видимая интенсивность въ произвольной точкѣ интерференціоннаго поля зависитъ отъ наложенія интерференціонныхъ полосъ этихъ простыхъ колебаній. Смотря по тому, будутъ ли эти полосы между собой совпадать или нѣтъ, видимыя интерференціонныя полосы будутъ появляться или отсутствовать. При этомъ нужно различать два случая, соотвѣтствующіе изслѣдованію интерференціи безъ употребленія спектральнаго аппарата, или же при помощи такого аппарата.

Если наблюденія интерференціи производятся надъ болѣе или менѣе гомогеннымъ свѣтомъ безъ помощи спектроскопа, то видимость интерференціонныхъ полосъ находится въ зависимости отъ степени гомогенности свѣта. Крайнія величины періодовъ тѣхъ простыхъ колебаній, изъ которыхъ состоитъ падающее колебаніе, должны различаться между собой лишь настолько, чтобы полосы, соотвѣтствующія интерференціи колебаній, съ этими крайними періодами совпадали, т. е. другъ-на-друга налагались.

Если наблюденія интерференціи производятся надъ бѣлымъ свѣтомъ и съ помощью спектроскопа, то, независимо отъ способа употребленія спектроскопа, т. е. отъ того, наблюдается ли интерференція спектрально-разложенныхъ лучей, или же спектральное разложеніе интерференціи въ бѣломъ свѣтѣ, во всякомъ случаѣ, будетъ наблюдаться въ точкахъ интерференціоннаго поля опять наложеніе полосъ интерференціи простыхъ колебаній, періоды которыхъ заключены въ опредѣленныхъ предѣлахъ. Какъ и въ предыдущемъ случаѣ, видимость полосъ зависитъ отъ того, совпадаютъ или расходятся полосы, соотвѣтствующія колебаніямъ съ крайними періодами. Предѣлы же, въ которыхъ заключены эти періоды, зависятъ всецѣло и исключительно отъ разрѣшающей силы спектроскопа.

Такимъ образомъ изъ основныхъ положеній Гуи вытекаетъ, что:

1) нѣтъ никакой необходимости видѣть въ бѣломъ свѣтѣ наличность простыхъ, колебаній, взаимно налагающихся;

2) опыты надъ интерференціей при большихъ разностяхъ хода ничего не могутъ дать относительно регулярности колебаній, соотвѣтствующихъ бѣлому свѣту.

На основаніи этихъ заключеній, Гуи отвергъ какъ схематическія представленія волновой теоріи, по которымъ въ бѣломъ свѣтѣ заключается комплексъ идеальныхъ колебаній, такъ и идеи Френеля относительно „группъ“ регулярныхъ колебаній. Слѣдствіемъ этихъ соображеній является необходимость приписать разложеніе бѣлаго цвѣта въ призмѣ непосредственному дѣйствію послѣдней. Въ этомъ пунктѣ новыя идеи какъ бы возвращаютъ къ давнимъ взглядамъ, существовавшимъ до опытовъ Ньютона: призма производитъ всю правильность выходящихъ изъ нея монохроматическихъ колебаній.

Всѣ соображенія, выставленныя Гуи, имѣютъ силу для любой функціи $f(t)$, выражающей реальное свѣтовое колебаніе. Гуи въ концѣ своего мемуара указалъ еще, что, отбросивъ теорію Френеля, можно представлять себѣ бѣлый свѣтъ, какъ распространеніе совершенно иррегулярныхъ импульсовъ или же равномѣрно безпорядочнаго колебанія, подобнаго тепловому.

Независимо отъ Гуи, къ аналогичнымъ заключеніямъ пришелъ и лордъ Рэлей. И по его мнѣнію, высказанному въ ту же эпоху (1889), величина разности хода, при которой еще наблюдается интерференція, зависитъ лишь отъ разрѣшающей силы прибора и ничего не даетъ для сужденія о регулярности бѣлаго свѣта. Всякая же идея о „регулярномъ бѣломъ свѣтѣ“ есть, по его выраженію, nonsens. Это рѣзкое мнѣніе, конечно, связано съ представленіемъ о реальныхъ случаяхъ испусканія бѣлаго свѣта. Накаленное до-бѣла твердое или жидкое тѣло должно, въ случаѣ „регулярности“ бѣлаго свѣта, заключать въ себѣ громадное число вибраторовъ со всевозможными различными періодами колебаній, колеблющихся съ опредѣленной правильностью. Чрезвычайно трудно такъ представлять себѣ процессъ испусканія бѣлаго свѣта.

Вполнѣ присоединившись къ идеямъ Гуи объ „иррегулярности“ бѣлаго свѣта, лордъ Рэлей уже опредѣленно сталъ разсматривать бѣлый свѣтъ, какъ потокъ импульсовъ. Вмѣстѣ съ тѣмъ онъ далъ этой гипотезѣ импульсовъ весьма важное развитіе. Онъ указалъ именно, что самые импульсы, составляющіе бѣлый свѣтъ, вполнѣ произвольными быть не могутъ. Иначе не могла бы существовать зависимость лучеиспусканія отъ температуры и не возможно было бы существованіе опредѣленныхъ соотношеній для отдѣльныхъ длинъ волнъ. Бѣлый свѣтъ слѣдуетъ представлять себѣ, какъ иррегулярный потокъ импульсовъ, имѣющихъ нѣкоторый опредѣленный видъ.

При этомъ л. Рэлей сдѣлалъ попытку установить видъ свѣтового импульса. Онъ показалъ, что въ случаѣ импульсовъ вида

$$Y = e^{-c^2 t^2}$$

распредѣленіе интенсивности въ спектрѣ бѣлаго свѣта соотвѣтствуетъ тому, которое удовлетворяетъ формулѣ Вебера. Формула, предложенная Веберомъ въ 1889 г., является одною изъ хронологически первыхъ формулъ, которыя были въ большомъ числѣ предлагаемы разными авторами для функціи $E(\lambda, T)$ [1]), опредѣляющей испусканіе, какъ говорятъ теперь, чернаго или абсолютно чернаго тѣла. Рэлей въ своей статьѣ говоритъ о „полномъ лучеиспусканіи" (complete radiation); оба эти понятія тожественны по содержанію, и мы будемъ считать совпадающимъ съ ними болѣе вульгарный терминъ „бѣлый свѣтъ" [2]). Рэлей въ 1889 году считалъ формулу Вебера за вѣрную и потому могъ придавать серьезное значеніе полученному имъ результату. Позже въ полномъ собраніи своихъ сочиненій онъ самъ указалъ, что это опредѣленіе вида импульса въ настоящее время уже не можетъ имѣть значенія, такъ какъ формула Вебера теперь не можетъ считаться вѣрной.

Здѣсь слѣдуетъ отмѣтить, что вопросъ о распредѣленіи энергіи въ спектрѣ при заданномъ видѣ импульса рѣшается легче обратнаго вопроса о разысканіи вида импульса по данному распредѣленію энергіи въ спектрѣ. Послѣдній разрѣшенъ былъ въ общемъ видѣ лишь въ 1909 году Иглемъ. Свое общее рѣшеніе, имѣющее довольно сложный видъ, Игль приложилъ, между прочимъ, и къ случаю формулы Планка для $E(\lambda, T)$. Кромѣ того представляетъ большой интересъ попытка, сдѣланная въ девяностыхъ годахъ XIX вѣка Гарбассо: онъ предположилъ, что $Y = e^{-kt} \operatorname{Sin} ht$, т. е., что въ бѣломъ свѣтѣ имѣются затухающія колебательныя движенія. Для такой гипотезы оказались весьма вѣскія основанія, но, съ другой стороны, противъ нея оказались также

1) Здѣсь T—температура.

2) Кромѣ того мы всегда предполагаемъ, что свѣтъ прямолинейно поляризованъ.

весьма серьезныя возраженія. Изъ нихъ наиболѣе убѣдительное было сдѣлано Карвалло: онъ доказалъ, что при паденіи бѣлаго свѣта на диффракціонную рѣшетку, въ случаѣ справедливости гипотезы Гарбассо, рѣшетка давала-бы не цвѣтной спектръ, а бѣлый свѣтъ.

Шустеръ опубликовалъ въ 1894 году весьма обширный мемуаръ, въ которомъ поставилъ себѣ цѣлью разрѣшить вопросъ о природѣ бѣлаго свѣта въ связи съ разборомъ явленій интерференціи. Здѣсь Шустеромъ были обоснованы идеи, высказанныя Гуи и Рэлеемъ.

II.

Разсматривая бѣлый свѣтъ, согласно Гуи, Рэлею и Шустеру, какъ иррегулярный потокъ импульсовъ, имѣя для этого, независимо отъ доводовъ, развитыхъ Гуи, нѣкоторыя апріорныя основанія, связанныя съ представленіемъ о сложномъ и безпорядочномъ процессѣ испусканія бѣлаго свѣта, мы должны однако разъяснить съ этой точки зрѣнія рядъ явленій, столь просто укладывающихся въ обычныя теоретическія объясненія волновой теоріи.

Мы видѣли, что теорема Гуи позволяетъ при разсчетѣ дѣйствія любой оптической системы на бѣлый свѣтъ замѣнить выраженіе импульсивнаго колебанія $Y=f(t)$ функціей $F(t)$ (см. (2) стр. 24, представляющей собою сумму безконечно большого числа идеальныхъ колебаній, т. е. приложить къ этому разсчету пріемы и формулы волновой теоріи. Мы отмѣтили далѣе, что новыя идеи о бѣломъ свѣтѣ возвращаютъ насъ къ до-Ньтоновскому представленію о роли призмы при образованіи сплошного спектра. Согласно новымъ взглядамъ импульсивной теоріи, призма, дѣйствительно, „сама“ выдѣляетъ всѣ простыя монохроматическія колебанія, преобразовывая въ нихъ падающее на нее импульсивное колебаніе.

Мы подходимъ прежде всего къ вопросу о томъ, какимъ образомъ образуется сплошной спектръ изъ бѣлаго луча, если послѣдній является потокомъ импульсовъ и не содержитъ въ себѣ всѣхъ тѣхъ правильныхъ колебаній, на которыя онъ однако разлагается.

Отвѣтъ на этотъ вопросъ особенно простъ для того случая, когда сплошной спектръ получается при паденіи бѣлаго свѣта на диффракціонную рѣшетку. Предположимъ, что на отражательную диффракціонную рѣшетку падаетъ бѣлый свѣтъ, т. е. рядъ отдѣльныхъ импульсовъ. Для объясненія вліянія рѣшетки на такой импульсивный бѣлый свѣтъ мы имѣемъ рядъ очевидно аналогичныхъ акустическихъ явленій. Если рѣзкій порывъ вѣтра налетаетъ на рѣшетчатую ограду, то отраженныя отъ нея колебанія даютъ звукъ опредѣленной высоты, зависящей отъ положенія уха наблюдателя. Въ сущности подобное-же явленіе имѣетъ мѣсто во всякой сиренѣ. Въ этихъ случаяхъ порывистое колебаніе воздуха подъ вліяніемъ рѣшетки или сирены превращается въ правильное музыкальное колебаніе, соотвѣтствующее опредѣленному тону. Интересное наблюденіе такого рода было сдѣлано Гюйгенсомъ [1]). Въ своемъ письмѣ, адресованномъ де-ла-Гиру, написанномъ въ ноябрѣ 1693 года, Гюйгенсъ описываетъ слѣдующее наблюденіе, сдѣланное имъ въ паркѣ въ Шантильи.

„Я хочу изложить здѣсь одно довольно странное наблюденіе, сдѣланное мною однажды въ прекрасномъ замкѣ Шантильи, гдѣ спускаются внизъ широкія ступени лѣстницы и гдѣ находится фонтанъ—такъ называемый „водяной снопъ“—производящій непрерывный шумъ. Если спуститься внизъ и стать между лѣстницей и фонтаномъ, то со стороны лѣстницы слышенъ звукъ, имѣющій характеръ музыкальнаго тона и длящійся все

[1]) См. P. Zeemann. Nature 77 p. 247. 1908.

время, пока въ фонтанѣ бьетъ вода. Откуда приходитъ этотъ звукъ неизвѣстно и его приписываютъ маловѣроятнымъ причинамъ, что побудило меня найти болѣе подходящую причину. Я нашелъ вскорѣ, что онъ происходитъ вслѣдствіе отраженія шума фонтана отъ ступеней лѣстницы. Ибо всякій звукъ, вѣрнѣе, шумъ, отражаясь на равныхъ и весьма малыхъ разстояніяхъ, даетъ музыкальный звукъ и длина органной трубки опредѣляетъ ея тонъ, соотвѣтствующій этой длинѣ, такъ какъ воздушные толчки слѣдуютъ чрезъ равные малые промежутки времени, которые требуются для колебаній, чтобы пройти дважды вдоль трубы, когда она закрыта съ одного конца. Я полагаю, что такъ-же и всякій шумъ отъ фонтана, хотя-бы онъ и былъ плохо слышимъ, отразившись отъ ступеней лѣстницы, долженъ приходить въ ухо отъ каждой ступени тѣмъ позднѣе, чѣмъ болѣе она удалена. При этомъ равные промежутки времени равны тому промежутку, который употребляютъ воздушныя волны на прохожденіе впередъ и назадъ ширины ступеньки. Измѣривъ эту ширину и найдя ее равной 17 дюймамъ, я сдѣлалъ бумажную трубку такой длины и нашелъ, что она давала тотъ-же тонъ, который былъ слышенъ внизу лѣстницы.

Какъ я уже сказалъ, когда фонтанъ не билъ, я переставалъ слышать этотъ тонъ. Я имѣлъ случай посѣтить Шантильи зимою, когда выпало много снѣга, нарушившаго форму ступеней, и я замѣтилъ, что хотя фонтанъ билъ и шумѣлъ, какъ обыкновенно, никакого тона не было слышно“.

Такимъ образомъ, уже Гюйгенсъ объяснялъ нѣкоторые случаи возникновенія регулярныхъ колебаній, приписывая ихъ образованіе спеціальному вліянію того тѣла, на которое падаетъ импульсивное колебаніе. При отраженіи отъ ступеней лѣстницы или рѣшетки отраженныя звуковыя волны слѣдуютъ другъ-за-другомъ съ правильными интервалами, въ зависимости отъ того, что разстоянія уха наблюдателя отъ отражающихъ ступеней растутъ въ ариѳметической прогрессіи. Это образованіе правильныхъ рядовъ колебаній изъ отраженной импульсивной звуковой волны для случая отражающей лѣсенки хорошо видно на фотографіяхъ, полученныхъ Вудомъ (рис. 1). На нихъ видна воздуш-

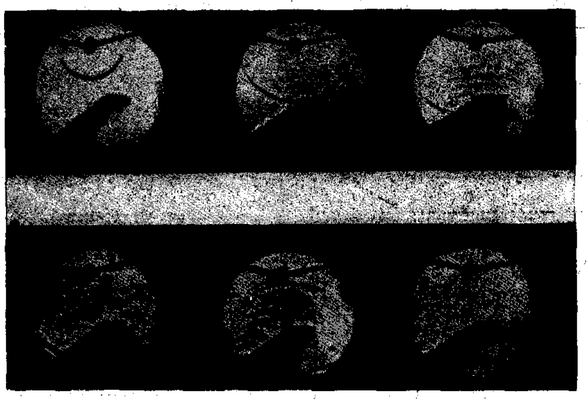


Рис. 1.

ная звуковая волна, вызванная электрической искрой и видно ея преобразованіе при отраженіи отъ лѣсенки въ рядъ отраженныхъ волнъ, слѣдующихъ другъ-за-другомъ на опредѣленномъ постоянномъ разстояніи. Съ акустической точки зрѣнія мы имѣемъ здѣсь преобразованіе рѣзкаго шумнаго импульсивнаго колебанія, вызываемаго искрой, въ колебаніе, соотвѣтствущее опредѣленному тону.

Оптическое явленіе, вполнѣ аналогичное этому акустическому явленію, представляетъ собою разложеніе импульсивнаго бѣлаго свѣта въ спектръ диффракціонной рѣшеткой. Эта аналогія вполнѣ очевидна.

Не представляетъ затрудненій разобрать отдѣльно, что происходитъ, когда на диффракціонную рѣшетку падаетъ импульсивный бѣлый свѣтъ. Положимъ (рис. 2), AC есть такая отражательная рѣшетка, L_1 и L_2—двояковыпуклыя линзы, F_1 и F_2 соотвѣтственно ихъ главные фокусы. Всякое колебаніе въ F_1, пройдя чрезъ L_1, отразившись отъ рѣшетки и пройдя чрезъ L_2, вызоветъ нѣкоторое колебаніе въ точкѣ F_2. Такъ какъ оптическія длины путей различныхъ лучей, напр. $F_1\ AF_2$, F_1BF_2 и F_1CF_2 неодинаковы, то понятно, что мгновенный (въ предѣлѣ) импульсъ въ F_1 въ F_2 вызоветъ колебаніе уже не мгновенное, но длящееся втеченіе опредѣленнаго промежутка времени. Въ F_2 будетъ послѣдовательно приходить свѣтъ, отраженный отъ каждой изъ равно отстоящихъ линій рѣшетки, начиная отъ первой у A и кончая послѣдней у C. Эти колебанія всѣ будутъ слѣдовать другъ-задругомъ на одинаковыхъ разстояніяхъ и потому колебаніе въ F_2 будетъ регулярнымъ и длящимся втеченіе конечнаго промежутка времени. Это время колебанія въ F_2 равно тому промежутку времени, втеченіе котораго свѣтъ проходитъ растояніе, равное разности оптическихъ длинъ крайнихъ лучей F_1AF_2 и F_1BF_2. Итакъ, прежде всего, мы приходимъ къ заключенію, что рѣшетка преобразуетъ мгновенный импульсъ въ

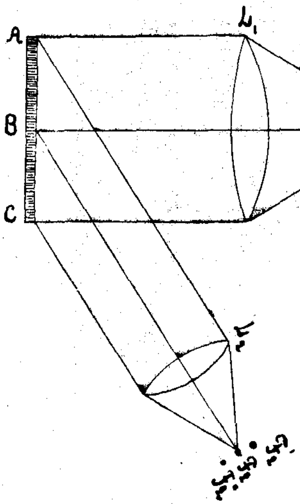


Рис. 2.

правильное колебаніе, длящееся втеченіе опредѣленнаго промежутка времени.

Въ указанной выше акустической аналогіи этому явленію высота слышимаго музыкальнаго звука зависитъ отъ положенія уха наблюдателя. Совершенно ясно, что и въ разсматриваемомъ случаѣ періодъ колебаній, получающихся въ нѣкоторой точкѣ фокальной плоскости линзы F_2, зависитъ отъ положенія этой точки на фокальной плоскости. Ясно, что въ точкахъ F_2', F_2, F_2'' будутъ сходиться колебанія съ различными періодами и при томъ періодъ колебанія въ F_2 будетъ больше періода колебанія въ F_2', а періодъ колебанія въ F_2'' будетъ больше, чѣмъ въ F_2. Такимъ образомъ, въ фокальной плоскости линзы L_2 получается спектръ, причемъ наиболѣе отклонены будутъ красные лучи, наименѣе—фіолетовые. Шустеръ въ упомянутомъ выше мемуарѣ показалъ, что въ каждой точкѣ фокальной плоскости F_2' F_2'' возбуждается при этомъ колебаніе съ періодомъ, равнымъ періоду того гомогеннаго колебанія, которое имѣло-бы въ этой точкѣ главный максимумъ, если-бы оно самостоятельно падало на рѣшетку. Такъ рѣшетка выдѣляетъ изъ импульса монохроматическія колебанія, располагая ихъ въ сплошной диффракціонный спектръ.

Аналогичнымъ образомъ дѣйствуетъ на бѣлый импульсивный свѣтъ и призма. Это дѣйствіе призмы является менѣе очевиднымъ, нежели соотвѣтственное дѣйствіе диффракціонной рѣшетки, но для его разъясненія достаточно установить, что испускающая преломленные лучи поверхность призмы является по своему „поведенію" вполнѣ аналогичной испускающей поверхности диффракціонной рѣшетки. Для этого нужно имѣть въ виду особыя свойства импульсовъ, обнаруживаемыя ими при распространеніи ихъ въ диспергирующей средѣ.

Въ предыдущей статьѣ этого сборника подробно разсмотрѣнъ вопросъ о распространенiи группъ волнъ въ средѣ, обладающей дисперсiей. Свѣтовой импульсъ представляетъ собою сложную группу и потому въ диспергирующей средѣ онъ распространяется съ опредѣленною особою скоростью U—„групповой скоростью". Какъ выведено въ предыдущей статьѣ этого сборника для случая простѣйшаго импульса или группы

$$U = V - \lambda \frac{dV}{d\lambda} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Эта связь между U и V указываетъ, что въ средѣ, лишенной дисперсiи (какъ говорятъ, „въ чистомъ эфирѣ"); гдѣ $\frac{dV}{d\lambda} = 0$, $U = V$, т. е. группа распространяется въ ней съ тою-же скоростью, что и отдѣльная волна. Понятно, что если импульсъ, т. е. сложная группа, состоящая (по теоремѣ Фурье) изъ безчисленнаго множества отдѣльныхъ простыхъ волнъ, движется съ тою-же скоростью, что и каждая изъ этихъ волнъ, то видъ импульса остается все время неизмѣннымъ. Слѣдовательно, въ эфирѣ свѣтовой импульсъ движется со скоростью $V\left[(3.\ 10^{10}\ \frac{см.}{ск.}\right]$ и сохраняетъ неизмѣннымъ свой видъ. Но не то будетъ при распространенiи импульса въ диспергирующей средѣ.

Анализъ этого вопроса даетъ слѣдующее. Если бѣлый свѣтъ распространяется вдоль оси x'овъ и $\varphi(x)$ есть свѣтовой векторъ сложнаго вида (напр. импульсъ) въ моментъ $t=0$, то для нѣкотораго момента t выраженiе $\varphi(x,t)$ получаетъ различный видъ, въ зависимости отъ того, лишена среда дисперсiи или-же обладаетъ ею. Именно, въ первомъ случаѣ $\varphi(x)$ въ моментъ t принимаетъ видъ $\varphi(x - Vt)$; это значитъ, что импульсъ въ этомъ случаѣ распространяется со скоростью V, не мѣняя своего вида. Но, если среда обладаетъ дисперсиейсіею, въ простѣйшемъ случаѣ происходящею по закону $V=A+\frac{B}{n}=A+C\lambda$ (λ—длина волны, n—число колебаній въ единицу времени, равное $\left.\frac{V}{\lambda}\right)$, гдѣ A, B, C—постоянныя, то $\varphi(x,t)$ принимаетъ видъ суммы

$$\varphi(x-Ut)\,Cos Bt+\psi(x-Ut)\,Sin Bt,\ \text{гдѣ}\quad U=V-\lambda\frac{dV}{d\lambda}$$

(групповая скорость) и $\psi(x)$ есть выраженіе, отличное отъ $\varphi(x)$. Отсюда слѣдуетъ, что съ теченіемъ времени видъ группы мѣняется, при чемъ распространяется она со скоростью U. При этомъ получается слѣдующее:

когда $t=0$ . . . . $\varphi(x,t)=\varphi(x-Ut)=\varphi(x)$

$\frac{\pi}{2B}$ . . . . $\psi(x-Ut)$

$\frac{2\pi}{2B}$ . . . . $-\varphi(x-Ut)$

$\frac{3\pi}{2B}$ . . . . $-\psi(x-Ut)$

$\frac{4\pi}{2B}$ . . . . $\varphi(x-Ut)$

$\frac{5\pi}{2B}$ . . . . $\psi(x-Ut)$

$\frac{6\pi}{2B}$ . . . . $-\varphi(x-Ut)$

$\frac{7\pi}{2B}$ . . . . $-\psi(x-Ut)$

Въ моменты $t=0, \frac{4\pi}{2B}, \frac{8\pi}{2B}, \ldots$ группа имѣетъ видъ, соотвѣтствующій выраженію $\varphi(x)$; въ моменты $t=\frac{\pi}{2B}, \frac{5\pi}{2B}, \frac{9\pi}{2B}, \ldots$ группа имѣетъ видъ, соотвѣтствующій выраженію $\psi(x)$; въ моменты $t=\frac{2\pi}{2B}, \frac{6\pi}{2B}, \frac{10\pi}{2B}, \ldots$ группа имѣетъ видъ, соотвѣтствующій выраженію $-\varphi(x)$, т. е. видъ, обратный виду $\varphi(x)$; въ моменты $t=\frac{3\pi}{2B}, \frac{7\pi}{2B}, \frac{11\pi}{2B}, \ldots$ группа имѣетъ видъ, соотвѣтствующій выраженію — $\psi(x)$, т. е. видъ, обратный виду $\psi(x)$ (см. рис. 3).

Итакъ, при распространеніи импульса въ средѣ съ указанной дисперсіей, видъ импульса послѣдовательно измѣняется, возстанавливаясь по истеченіи одинаковыхъ промежутковъ времени, равныхъ $\frac{4\pi}{2B}=\frac{2\pi}{B}$. Такъ какъ скорость распространенія импульса равна U, то,

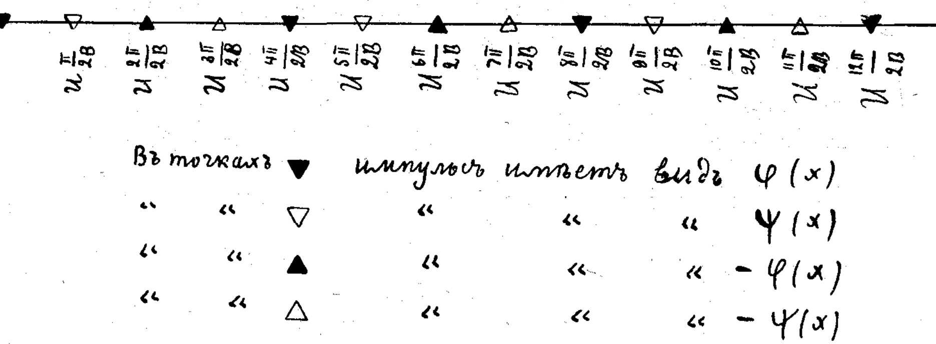


Рис. 3.

слѣдовательно, импульсъ возстанавливаетъ свою форму на одинаковыхъ разстояніяхъ, равныхъ $U\frac{2\pi}{B}$. Чрезъ промежутки времени $\frac{2\pi}{2B}=\frac{\pi}{B}$ на разстояніяхъ $U\frac{\pi}{B}$ импульсъ мѣняетъ свой видъ на обратный.

Представимъ себѣ теперь простѣйшій случай: въ эфирѣ находится призма изъ вещества, дисперсія въ которомъ происходитъ по упомянутому простѣйшему закону, и на нее падаетъ нормально плоскій групповой фронтъ KK_1 (рис. 4). Въ эфирѣ эта группа или импульсъ распространяется не мѣняя своего вида и съ тою-же скоростью V, что и отдѣльныя волны. Но съ момента вступленія фронта въ призму, какъ скорости отдѣльныхъ волнъ, такъ и скорость группы измѣняются. Въ обычномъ случаѣ такъ называемой „нормальной дисперсіи, каждая изъ волнъ движется въ призмѣ съ особою скоростью, меньшею V, а группа движется со своею особою еще меньшею скоростью U. При этомъ группа уже не сохраняетъ своего вида неизмѣннымъ, но мѣняетъ его послѣдовательно, какъ это было установлено выше. Слѣдовательно, съ поверхности призмы A_0B_0 выйдутъ въ эфиръ не исключительно свѣтовыя возмущенія опредѣленнаго вида, падавшія на призму; ихъ испускаетъ поверхность A_0B_0 только въ опредѣленныхъ равноотстоящихъ точкахъ A_0, B_1, B_2,... такихъ, что $A_1 B_1, = X$, $A_2B_2 = 2X$, $A_3B_3 = 3X$ и т. д., гдѣ X есть разстояніе, на которомъ группа возстанавливаетъ свой видъ. Эта длина $X = UT$, гдѣ U — скорость группы въ призмѣ, а T — тотъ промежутокъ времени, за который видъ группы возстанавливается. Поверхность призмы съ равноотстоящими точками

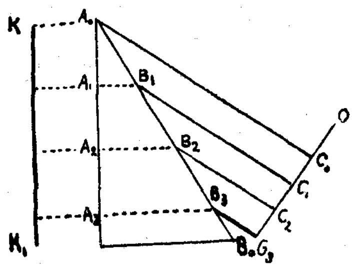


Рис. 4.

$A_0, B_1, B_2, \ldots$ и является аналогичной рѣшеткѣ съ ея равноотстоящими чертами. Можно показать, что въ разсматриваемомъ случаѣ по выходѣ свѣта изъ призмы въ опредѣленномъ направленіи получается регулярность, соотвѣтствующая величинѣ λ—длинѣ волны того простого колебанія, которое распространялось-бы въ этомъ направленіи въ случаѣ паденія на призму дѣйствительнаго комплекса регулярныхъ простыхъ колебаній.

Такимъ образомъ, призма дѣйствуетъ аналогично диффракціонной рѣшеткѣ и въ фокальной плоскости линзы, поставленной на пути преломленныхъ лучей получаются въ различныхъ ея точкахъ монохроматическія колебанія различныхъ опредѣленныхъ λ. Такъ какъ въ призмѣ преломленіе волнового фронта тѣмъ сильнѣе, чѣмъ меньше λ, то получается спектръ, въ которомъ наиболѣе отклонены фіолетовые лучи, наименѣе—красные.

Требуютъ особаго разсмотрѣнія съ точки зрѣнія импульсивной теоріи бѣлаго свѣта еще нѣкоторые случаи интерференціи. Въ тѣхъ случаяхъ, когда въ интерференціонный приборъ входитъ спектроскопъ, явленіе объясняется, какъ это было указано уже Гуи и какъ это разобрано выше. Но тѣ случаи интерференціи, когда, какъ въ опытахъ Френеля, Ллойда и др., она происходитъ при употребленіи бѣлаго свѣта и при отсутствіи спектральнаго аппарата, заслуживаютъ особаго разбора. Непосредственно невозможно согласовать фактъ появленія въ этихъ случаяхъ цвѣтныхъ интерференціонныхъ полосъ съ импульсивной теоріей бѣлаго свѣта. При послѣдовательномъ паденіи на интерференціонное поле ряда импульсовъ и при отсутствіи разлагающаго оптическаго прибора наблюдаемая интерференція является необъяснимой. Но Шустеръ, указалъ, что въ этихъ случаяхъ въ сущности интерференціи нѣтъ. Если изслѣдовать распредѣленіе энергіи на экранѣ при подобномъ опытѣ помощью балометра, то получается кривая съ однимъ максимумомъ и двумя минимумами, зависящими отъ распредѣленія энергіи по спектру. Но глазъ, а также фотографическая пластинка, даютъ совсѣмъ иное—рядъ интерференціонныхъ полосъ. Поэтому Шустеръ объединяетъ всѣ интерференціонныя явленія и утверждаетъ, что всегда интерференція является результатомъ дѣйствія на бѣлый свѣтъ оптическаго прибора—рѣшетки, спектроскопа, глаза или фотографической пластинки.

Для двухъ послѣднихъ случаевъ, соотвѣтствующихъ разсматриваемымъ опытамъ, Шустеръ далъ интересную гипотезу, заключающуюся въ слѣдующемъ. Элементы ретины глаза и свѣточувствительныхъ зеренъ фотографической пластинки представляютъ собою оптическіе резонаторы, „настроенные“ на опредѣленныя числа колебаній. Въ зависимости отъ соотношенія между періодами собственныхъ колебаній резонатора и падающаго на него потока импульсовъ, послѣдніе могутъ усиливать или ослаблять колебаніе резонатора. Такимъ образомъ глазъ можетъ увидѣть интерференцію, напр., красныхъ лучей и фотографическая пластинка можетъ ее запечатлѣть тамъ, гдѣ ея вовсе нѣтъ. Основываясь на теоріи Гельмгольца, можно предполагать, что резонаторы ретины глаза настроены на три основные тона—красный, зеленый и синій. Съ этой гипотезой вполнѣ согласуется тотъ фактъ, что при изслѣдованіи въ разсматриваемыхъ случаяхъ интерференціоннаго поля помощью прибора, свободнаго отъ резонанса—напр. балометромъ, интерференціонныя полосы не обнаруживаются.

Шустеромъ былъ еще подробно разобранъ вопросъ о предѣльной величинѣ разности хода, при которой происходитъ интерференція. Существованіе предѣльной разности хода, при дальнѣйшемъ увеличеніи которой интерференція прекращается, является совершенно понятнымъ съ точки зрѣнія теоріи импульсовъ. Мы видѣли выше, что диффракціонная рѣшетка преобразуетъ падающій на нее мгновенный импульсъ въ конечное колебаніе, длящееся втеченіе опредѣленнаго промежутка времени, равнаго тому промежутку времени, втеченіе котораго свѣтъ проходитъ разстояніе, равное разности оптическихъ длинъ крайнихъ лучей. Поэтому, если импульсы идутъ одинъ за другимъ на разстояніи, превышающемъ эту длину, то колебаніе, вызываемое вторымъ импульсомъ начнетъ проходить чрезъ F_2 (см. рис. 2 на стр. 34) лишь послѣ того, какъ колебаніе, вызванное первымъ импульсомъ уже кончитъ проходить чрезъ F_2. Понятно, что при такой разности хода и всякой ее превышающей интерференція невозможна. Такимъ образомъ, въ случаѣ паденія импульсивнаго бѣлаго свѣта для каждаго спектральнаго прибора (призма, какъ мы видѣли, аналогична рѣшеткѣ) существуетъ вполнѣ опредѣленный предѣлъ разности хода, по достиженіи котораго интерференція уже не обнаруживается. Величина этого предѣла зависитъ исключительно отъ разрѣшающей силы прибора.

И при паденіи на подобную оптическую систему „регулярнаго" бѣлаго свѣта съ увеличеніемъ разности хода свѣтлыя и темныя полосы становятся тѣмъ менѣе отчетливыми, чѣмъ ближе мы подходимъ къ предѣлу разрѣшающей силы прибора. Но въ этомъ случаѣ, какъ будто, нѣтъ строго опредѣленной для каждаго прибора величины разности хода, при которой интерференція уже вовсе не наблюдается. Однако, Шустеръ установилъ, что и при этихъ обычныхъ теоретическихъ предположеніяхъ также существуетъ вполнѣ опредѣленный предѣлъ разности хода, зависящій опять только отъ разрѣшающей силы прибора, въ частномъ случаѣ рѣшетки. При достиженіи этого предѣла свѣтъ въ спектрѣ оказывается однороднымъ по интенсивности. Этимъ Шустеръ окончательно установилъ, что при опредѣленной разрѣшающей силѣ прибора интерференція прекращается при вполнѣ опредѣленной разности хода, независимо отъ природы падающаго на приборъ колебанія, и, слѣдовательно, что изслѣдованія интерференціи при большихъ разностяхъ хода ничего не даютъ для сужденія о „регулярности" падающаго свѣта.

Весьма любопытный выводъ можетъ быть сдѣланъ изъ основного положенія новой теоріи бѣлаго свѣта. Обратимся къ рис. 2 на стр. 34. Представимъ себѣ, что на пути лучей, идущихъ отъ рѣшетки къ линзѣ L_2 мы вставляемъ тонкую прозрачную пластинку, закрывающую половину поля зрѣнія. Легко видѣть, что пластинка будетъ играть различную роль, въ зависимости отъ того, съ которой стороны она введена. Если она введена со стороны красныхъ лучей, то она задержитъ импульсы, идущіе впереди незадержанныхъ и, слѣдовательно, сможетъ вызвать ихъ наложеніе въ F_2, т. е. явленіе интерференціи. Если-же она введена съ противоположной стороны—со стороны фіолетовыхъ лучей, то она будетъ задерживать импульсы, идущіе позади незадержанныхъ, т. е. интерференціи вызвать не сможетъ. Такъ импульсивная теорія бѣлаго свѣта предсказываетъ и крайне просто объясняетъ явленіе такъ называемыхъ „линій Талбота", замѣчательное по своей сторонности. Обычное объясненіе этого явленія на основѣ волновой теоріи, наоборотъ, весьма сложно.

III.

Въ развитіи новыхъ идей о бѣломъ свѣтѣ можно отмѣтить два главные этапа. Изъ нихъ первымъ является мемуаръ Гуи 1886 года. Съ этой эпохи въ реальномъ бѣломъ свѣтѣ уже не было нужды видѣть идеальныхъ колебаній. Но одной изъ главныхъ задачъ Гуи было показать, что всѣ построенія волновой теоріи приложимы и въ случаѣ „иррегулярнаго" бѣлаго свѣта, такъ какъ при разсчетахъ всегда произвольная функція $f(t)$, можетъ быть замѣнена по теоремѣ Фурье функціею $F(t)$, представляющеюся въ видѣ суммы выраженій, соотвѣтствующихъ идеальнымъ колебаніямъ (см. стр. 24). Спектральный аппаратъ самъ производитъ такое разложеніе „по формулѣ Фурье" и, по взглядамъ Гуи, въ разложенномъ бѣломъ свѣтѣ получается совокупность идеальныхъ колебаній, входящихъ въ эту формулу.

На это обстоятельство обратилъ вниманіе Пуанкарэ[1]). Разъ выдѣляемыя спектроскопомъ колебанія суть идеальныя, они являются безграничными. А, слѣдовательно, спектръ, образуемый спектроскопомъ при паденіи на него бѣлаго свѣта, долженъ существовать и быть видимъ не только послѣ прекращенія падающаго колебанія (удаленія источника свѣта), но и до его начала (установки источника свѣта). Указавъ на этотъ абсурдъ, Пуанкарэ со своей стороны высказался противъ импульсивной теоріи бѣлаго свѣта и склонился на сторону гипотезы Френеля.

Указанное Пуанкарэ возраженіе было опровергнуто Гуи и Шустеромъ. Указаніе на возможность такого возраженія было сдѣлано Шустеромъ уже въ его большомъ мемуарѣ 1894 года, гдѣ авторомъ посвященъ отдѣльный параграфъ разбору этого вопроса. Въ немъ Шустеръ прямо говоритъ: „если каждое составляющее колебаніе считать независимымъ отъ другихъ, то глазъ долженъ видѣть въ спектрѣ свѣтъ втеченіе безконечнаго времени послѣ того, какъ удаленъ падающій пучекъ свѣта. Это, конечно, абсурдъ. Анализъ при помощи теоремы Фурье приводитъ къ совершенно правильнымъ результатамъ, если употреблять конечную разрѣшающую силу и обращать вниманіе на соотношенія между фазами составляющихъ колебаній“. Понятно, что въ зависимости отъ наложенія въ каждой точкѣ спектра (согласно теоремѣ Гуи) колебаній съ нѣкоторыми разностями фазъ, въ каждой точкѣ спектра можетъ получиться любая возможная сила свѣта, вплоть до полнаго ея отсутствія. При этомъ указаніе на конечную разрѣшающую силу, содержащееся въ словахъ Шустера, необходимо. Въ случаѣ, напримѣръ, рѣшетки съ безконечно большой разрѣшающей силой, т. е. съ

[1]) Poincaré. Comptes Rendus. 120 p. 757, 1895.

безконечно большимъ числомъ линій, колебаніе въ F_2 (рис. стр. 34) будетъ длиться безконечно долго. Фабри, имѣя въ виду это обстоятельство, утверждалъ, что теорію Гуи слѣдуетъ понимать буквально, относя ее къ случаю идеальнаго разрѣшающаго прибора.

Однако, эволюція представленій о бѣломъ свѣтѣ и его компонентахъ привела къ совершенно инымъ идеямъ. Хотя возраженіе Пуанкарэ не поколебало новыхъ идей, тѣмъ не менѣе становилось несомнѣннымъ, что во всей полнотѣ идеи Гуи едва ли справедливы. И вторымъ этапомъ въ развитіи новыхъ идей о природѣ бѣлаго свѣта является мемуаръ Корбино 1901 года, въ которомъ совершенно опредѣленно устанавливается, что выдѣляемыя спектроскопомъ колебанія отнюдь не являются идеальными, т. е. не могутъ быть отожествляемы со слагающими колебаніями, даваемыми формулой Фурье.

Конкретный вопросъ, который поставилъ и разрѣшилъ Корбино, былъ слѣдующій: выдѣляемыя спектроскопомъ изъ бѣлаго луча колебанія различныхъ періодовъ способны ко взаимной интерференціи или нѣтъ? По взглядамъ Гуи, спектроскопъ выдѣляетъ идеальныя колебанія, а такія колебанія, несомнѣнно, въ силу ихъ регулярности, могутъ интерферировать между собою. Однако, Корбино, на основаніи экспериментальныхъ данныхъ—работъ своихъ и Риги, пришелъ къ заключенію, что выдѣляемыя спектроскопомъ колебанія различныхъ періодовъ не интерферируютъ между собою. Чтобы уяснить, какимъ путемъ пришелъ Корбино къ этому весьма важному результату, слѣдуетъ принять во вниманіе нѣкоторые результаты работъ Риги, произведенныхъ еще въ 1872 и 1883 годахъ. Именно, Риги показалъ, что:

I. a) Естественный лучъ N колебаній въ секунду, проходя чрезъ систему, дающую круговую поляризацію (николь + пластинка „$^1/_4$—волны“ въ азимутѣ 45°), вращающуюся со скоростью n оборотовъ въ секунду, превращается въ поляризованный по кругу лучъ $N \pm n$ колебаній;

b) поляризованный по кругу лучъ N колебаній, проходя чрезъ николь, вращающійся со скоростью n оборотовъ въ секунду, превращается въ два поляризованные по кругу луча, правый и лѣвый N и $N \pm 2n$ колебаній.

II. При интерференціи двухъ лучей съ числами колебаній N и $N \pm n$ на экранѣ получается равномѣрное передвиженіе полосъ въ направленіи, перпендикулярномъ къ ихъ длинѣ, съ такой скоростью, что чрезъ каждую точку экрана въ секунду проходятъ n полосъ (біеніе свѣтовыхъ колебаній).

Кромѣ двухъ пріемовъ, указанныхъ въ пунктѣ I, Риги далъ еще четыре подобные пріема, дающіе возможность механическимъ путемъ измѣнить число колебаній даннаго свѣтового луча N на $N \pm n$ или $N \pm 2n$, гдѣ n — число оборотовъ въ секунду вводимой вращающейся системы. Это необходимо для опытовъ надъ біеніемъ свѣтовыхъ колебаній, такъ какъ нѣтъ возможности получить явленіе для двухъ лучей, выдѣленныхъ изъ одного спектра. Даже весьма близкіе другъ къ другу лучи спектра N_1 и N_2 колебаній уже обладаютъ громадной по величинѣ разностью $N_1 - N_2$ и даютъ (теоретически) такое большое число біеній въ секунду, какое не можетъ быть воспринято глазомъ.

Соотвѣтственно упомянутымъ выше различнымъ способамъ механическаго измѣненія N, Риги былъ произведенъ большой рядъ опытовъ, въ которыхъ изслѣдовалась по способу Физо и Фуко интерференція солнечныхъ лучей, отраженныхъ отъ зеркалъ Френеля. Когда однимъ изъ указанныхъ способовъ измѣнялись числа колебаній всѣхъ составныхъ колебаній одного изъ интерферирующихъ лучей, то всегда на экранѣ наблюдалось перемѣщеніе полосъ. То же наблюдалъ и Корбино при аналогичныхъ опытахъ.

Изъ этихъ экспериментальныхъ данныхъ Корбино извлекъ точное рѣшеніе поставленнаго имъ вопроса: два луча различныхъ періодовъ, выдѣленные изъ бѣлаго свѣта спектроскопомъ, не могутъ интерферировать между собою. Разсужденія, приводящія къ этому выводу, можно представить въ слѣдующемъ видѣ.

Въ разсматриваемыхъ опытахъ на экранѣ получается наложеніе двухъ спектровъ I и II отъ двухъ интерферирующихъ бѣлыхъ лучей. Линіи, соотвѣтствующія одинаковымъ числамъ колебаній N, налагаются на экранѣ другъ на друга. На рис. 5 эти два спектра для отчетливости

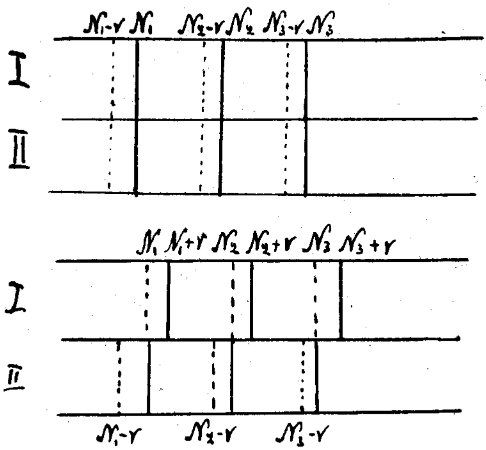


Рис. 5.

изображены одинъ надъ другимъ. Предположимъ, что для $N = N_1, N_2, N_3$ получились въ результатѣ наложенія соотвѣтствующихъ колебаній темныя интерференціонныя полосы. Если теперь бѣлый лучъ I пропускается чрезъ одну изъ вращающихся со скоростью n оборотовъ въ секунду системъ, то всѣ числа N въ спектрѣ I мѣняются на величину ν ($\nu = n, -n, 2n$ или $-2n$), согласно пункту I (стр. 45). Это значитъ, что спектръ I незначительно сдвигается весь, какъ цѣлое, въ одну сторону относительно спектра II. Въ силу этого при введеніи вращающейся системы съ линіями N_1, N_2, N_3 спектра II совпадутъ уже не тѣ линіи спектра I, которыя съ ними совпадали до введенія вращающейся системы. Съ ними совпадутъ тѣ линіи спектра I, которыя теперь будутъ соотвѣтствовать числамъ колебаній N_1, N_2, N_3, а до введенія вращающейся системы соотвѣтствовали числамъ колебаній $N_1 - \nu$, $N_2 - \nu$, $N_3 - \nu$, т. е. не совпадали и не интерферировали съ колебаніями N_1, N_2, N_3 спектра II. Тѣ же линіи спектра I, которыя до введенія вращающейся системы соотвѣтствовали числамъ колебаній N_1, N_2, N_3 и совпадали съ такими же линіями спектра II, теперь будутъ соотвѣтствовать числамъ колебаній $N_1 + \nu$, $N_2 + \nu$, $N_3 + \nu$, т. е. сдвинутся всѣ въ одну сторону и перестанутъ совпадать съ линіями N_1, N_2, N_3 спектра II. Въ результатѣ введенія вращающейся системы по-прежнему въ каждой точкѣ спектра будетъ происходить наложеніе двухъ колебаній, соотвѣтствующихъ одному и тому же N. Если бы колебанія, выдѣляемыя спектроскопомъ, были идеальныя, то картина на экранѣ не должна была бы мѣняться при введеніи на пути одного изъ бѣлыхъ лучей вращающейся системы. По-прежнему должны были бы черныя полосы получаться въ тѣхъ же мѣстахъ интерференціоннаго поля, гдѣ налагаются колебанія съ числами N_1 и N_1 (прежде $N_1 - \nu$), N_2 и N_2 (прежде $N_2 - \nu$), N_3 и N_3 (прежде $N_3 - \nu$). Но если лучи различныхъ длинъ волнъ (т. е. различныхъ N) интерферировать между собою не могутъ, то при введеніи вращающейся системы интерференція будетъ происходить не между этими колебаніями, но между уже интерферировавшими колебаніями одинаковыхъ прежде N, а теперь между колебаніями неодинаковыхъ чиселъ колебаній N_1 и $N_1 + \nu$, N_2 и $N_2 + \nu$, N_3 и $N_3 + \nu$. А это значитъ, что произойдутъ біенія и, согласно пункту I (стр. 45), на экранѣ будетъ происходить перемѣщеніе полосъ. Риги и Корбино во всѣхъ случаяхъ наблюдали это перемѣщеніе. Такимъ образомъ можно считать доказаннымъ, что выдѣляемыя спектроскопомъ монохроматическія колебанія различныхъ длинъ волнъ между собою интерферировать не могутъ, т. е. не являются колебаніями идеальными.

Итакъ, Гуи доказалъ, что можно не предполагать наличности идеальныхъ колебаній въ лучѣ бѣлаго свѣта до его паденія на спектроскопъ, а Корбино доказалъ, что нельзя видѣть въ колебаніяхъ, выдѣляемыхъ изъ бѣлаго луча спектроскопомъ, идеальныхъ колебаній.

Въ результатѣ этихъ данныхъ получилось полное „изгнаніе" идеальныхъ колебаній изъ состава бѣлаго свѣта, но зато стало неяснымъ физическое значеніе разложенія свѣтового вектора по теоремѣ Фурье.

Это недоумѣніе разрѣшается современной теоріей Планка; эта теорія согласна со всѣми опытными данными и, можно сказать, объединяетъ въ себѣ выводы какъ Гуи, такъ и Корбино. Планкъ указалъ, что въ дѣлѣ уясненія природы бѣлаго свѣта нельзя исходить изъ какихъ-либо опредѣленныхъ представленій о возникновеніи самыхъ колебаній или о процессахъ, совершающихся въ центрахъ лучеиспусканія. „Не существуетъ другого колебанія, кромѣ нормальнаго бѣлаго свѣта, которое до такой степени ничего не давало бы знать о своемъ возникновеніи". Здѣсь подъ нормальнымъ бѣлымъ свѣтомъ Планкъ понимаетъ лучеиспусканіе абсолютно-чернаго тѣла. Такое лучеиспусканіе, по закону Кирхгоффа, вполнѣ опредѣляется одною лишь температурою. На него не оказываютъ вліянія форма, объемъ или природа стѣнокъ чернаго тѣла, число и свойства лучеиспускающихъ частицъ. Еще до выхода лучеиспусканія изъ чернаго тѣла наружу всѣ особенности отдѣльныхъ вибраторовъ сглаживаются и упраздняются вслѣдствіе многократныхъ отраженій и поглощеній. Поэтому и не можетъ быть рѣшенъ вопросъ о природѣ бѣлаго свѣта изслѣдованіемъ отдѣльныхъ случаевъ его возбужденія. Остается для этого рѣшенія второй возможный путь — путь анализа бѣлаго свѣта, т. е. изслѣдованія его, независимо отъ особенностей его возникновенія, помощью одного изъ „анализаторовъ“— призмы, рѣшетки, оптическихъ резонаторовъ. Этимъ путемъ Планкъ и приходитъ къ построенію своей теоріи.

Какое же физическое значеніе имѣетъ разложеніе свѣтового вектора по формулѣ Фурье въ совокупность простыхъ періодическихъ колебаній? Это разложеніе является во всѣхъ случаяхъ возможной [1]) математической, логически-правильной операціей. Но это разложеніе ничего не говоритъ о физическомъ составѣ бѣлаго свѣта и не есть выраженіе физическаго явленія спектральнаго разложенія. Отожествленіе какого-либо физическаго разложенія бѣлаго свѣта въ спектръ съ разложеніемъ, даваемымъ формулой Фурье, совершенно невозможно. Можно мыслить существующими тѣ элементарныя колебанія, которыя входятъ въ разложеніе по формулѣ Фурье („парціальныя колебанія“ — Partialschwingungen, какъ ихъ называетъ Планкъ), но реальнаго физическаго значенія отдѣльное такое колебаніе не имѣетъ. Энергія каждаго парціальнаго колебанія является безконечно малой и воспринята и изслѣдована быть не можетъ; по этой же причинѣ, не можетъ быть даже въ случаѣ идеальной разрѣшающей силы спектроскопа, полученъ спектръ съ линіями, соотвѣтствующими отдѣльнымъ парціальнымъ колебаніямъ. Если только энергія излученія является доступной физическому изслѣдованію, то въ соотвѣтственной области

---

[1]) См. примѣчаніе на стр. 23.

спектра мы имѣемъ наложеніе громаднаго числа парціальныхъ колебаній. При произвольно большой разрѣшающей силѣ спектроскопа, если только мы имѣемъ въ нѣкоторой точкѣ спектра замѣтную интенсивность въ ней налагается уже множество парціальныхъ колебаній.

Парціальныя колебанія—колебанія идеальныя; такія колебанія различныхъ періодовъ при взаимномъ наложеніи, конечно, способны интерферировать между собою („парціальная интерференція“ — partiale Interferenz, по Планку) и, предполагая такія колебанія существующими, мы можемъ мыслить и парціальныя интерференціи. Но эти интерференціи, какъ и самыя парціальныя колебанія, лишены реальнаго физическаго значенія. Видимая или наблюдаемая какимъ-либо способомъ интерференція получается только въ томъ случаѣ, если въ данной точкѣ въ данный моментъ изъ массы происходящихъ въ ней парціальныхъ интерференцій преобладающее число идетъ въ одномъ направленіи—усиленія или ослабленія свѣта. При совмѣщеніи двухъ лучей происходитъ громадное число парціальныхъ интерференцій, но это обстоятельство еще не обусловливаетъ физически-наблюдаемой интерференціи. Послѣдняя получается лишь въ томъ случаѣ, если въ данной точкѣ въ данный моментъ преобладающее число парціальныхъ интерференцій идетъ въ одномъ направленіи. Наличность и отсутствіе видимой интерференціи зависятъ не отъ наличности или отсутствія парціальныхъ интерференцій, которыя всегда существуютъ, но отъ ихъ упорядоченности.

Интерференцію парціальныхъ колебаній необходимо имѣть въ виду и при разсмотрѣніи яркости отдѣльнаго луча свѣта. Представляя свѣтовой векторъ въ видѣ $Z = \Sigma\, C_n\, Cos\left(\frac{2\pi nt}{T} - \theta_n\right)$, интенсивность свѣта J можно представить въ видѣ ряда Фурье:

$$J = \frac{B_0}{2} + \Sigma \left(A_m \; Sin \; 2\pi \frac{mt}{T} + B_m \; Cos \; 2\pi \frac{mt}{T} \right) \quad . \; . \; . \; . \quad (4),$$

гдѣ

$$A_m = \Sigma \, C_{n+m} \; C_n \; Sin \, (\theta_{n+m} - \theta_n)$$
$$Bm = \Sigma \, C_{n+m} \; C_n \; Cos \, (\theta_{n+m} - \theta n).$$

Отсюда ясно видно, что J есть функція времени t и что значенія коэффиціентовъ A_m и B_m зависятъ отъ преобладанія величинъ опредѣленнаго знака среди величинъ $Sin\,(\theta_{n+m} - \theta_n)$ и $Cos\,(\theta_{n+m} - \theta_n)$. Если разности фазъ $\theta_{n+m} - \theta_n$ распредѣлены равномѣрно безпорядочно, то въ случаѣ такого же равномѣрно-безпорядочнаго распредѣленія амплитудъ C_n всѣ A_m и B_m взаимно уничтожаются и $J = \frac{B_0}{2}$, т. е. сила свѣта въ этомъ случаѣ является постоянною. Итакъ, случаю свѣта постоянной яркости соотвѣтствуетъ равномѣрно-безпорядочное распредѣленіе фазъ и амплитудъ парціальныхъ колебаній. Если же разности фазъ распредѣляются нѣкоторымъ упорядоченнымъ образомъ, то всѣ A_m и B_m не уничтожаются взаимно и $J = f\,(t)$, т. е. яркость свѣта оказывается перемѣнной во времени. Этимъ объясняются всѣ возможныя измѣненія величины J вплоть до $J = 0$.

Рядомъ (4) выражается интенсивность сложнаго не монохроматическаго колебанія. Но подобнымъ рядомъ можетъ быть представлена также и интенсивность каждаго монохроматическаго колебанія, выдѣляемаго изъ сложнаго колебанія спектроскопомъ. При этомъ оказывается, что интенсивность каждаго монохроматическаго колебанія зависитъ не отъ амплитуды одного опредѣленнаго парціальнаго колебанія, входящаго въ разложеніе Z, но отъ наложенія многихъ парціальныхъ колебаній, имѣющихъ періоды, близкіе къ періоду разсматриваемаго монохроматическаго колебанія.

Такимъ образомъ, по теоріи Планка, распредѣленіе амплитудъ и фазъ парціальныхъ колебаній въ случаѣ сложнаго свѣта постоянной яркости аналогично распредѣленію скоростей среди молекулъ газовой среды. И, подобно тому, какъ скорости двухъ сосѣднихъ молекулъ газа одна отъ другой совершенно не зависятъ, такъ и амплитуды и фазы двухъ сосѣднихъ парціальныхъ колебаній свѣта постоянной яркости совершенно не зависимы другъ отъ друга. И невозможно выдѣлить изъ спектра отдѣльное парціальное колебаніе, какъ невозможно выдѣлить ударъ одной молекулы изъ общаго эффекта этихъ ударовъ—давленія газа.

Это сравненіе, между прочимъ, ясно обрисовываетъ всю „нефизичность“ парціальныхъ колебаній: молекула газа есть опредѣленный существующій индивидуумъ, а парціальное колебаніе есть фикція, опредѣляемая математическимъ разложеніемъ въ рядѣ Фурье, зависящая по своимъ свойствамъ отъ періода, для котораго взято разложеніе.

Принимая во вниманіе все это, можно утверждать, что нормальный бѣлый свѣтъ постоянной яркости вполнѣ опредѣляется:

1) распредѣленіемъ энергіи въ его спектрѣ;

2) тѣмъ свойствомъ, что амплитуды и фазы составляющихъ его парціальныхъ колебаній распредѣлены равномѣрно-безпорядочно.

Но свойство, указанное въ пунктѣ 2, даетъ возможность найти наивѣроятнѣйшее распредѣленіе энергіи въ спектрѣ бѣлаго свѣта, характеризуемаго этимъ свойствомъ. Это распредѣленіе оказывается тожественнымъ съ распредѣленіемъ энергіи въ спектрѣ абсолютно-чернаго тѣла, изученнымъ многими экспериментаторами. Такимъ образомъ, свойство, указанное въ пунктѣ 2, само по себѣ вполнѣ опредѣляетъ нормальный бѣлый свѣтъ постоянной яркости.

Теорія Планка вполнѣ согласуется съ „импульсивной теоріей“ бѣлаго свѣта, хотя она, какъ указано выше (стр. 50) выведена Планкомъ лишь на основѣ „анализа“ бѣлаго свѣта безъ разсмотрѣнія характера его возбужденія. Но и самъ Планкъ въ одномъ мѣстѣ своей „Теоріи калорическаго излученія“ говоритъ, что „правильность, наблюдаемая въ спектрально-разложенномъ монохроматическомъ свѣтѣ зависитъ исключительно отъ свойствъ спектральнаго аппарата“ [1]. Теорія Планка завершаетъ такимъ образомъ цѣпь работъ, посвященныхъ изслѣдованію природы бѣлаго свѣта, объединяя и примиряя взгляды его предшественниковъ.

[1]) Planck. Theorie der Waermestrahlung, p. 166.

Дисперсія и поглощеніе свѣта въ діэлектрикахъ.

Д. С. Рождественскій.

I. Всѣ оптическія явленія можно разбить на двѣ категоріи. Къ первой категоріи относятся явленія распространенія луча свѣта въ пустотѣ. Но какъ дѣйствіе силы на разстояніи, такъ и передача энергіи въ совершенной пустотѣ для насъ одинаково неуяснимыя, нереальныя понятія. Чтобы создать среду для этой передачи, Френель, и его предшественники уже въ началѣ нынѣшняго столѣтія высказали гипотезу о свѣтоносномъ эфирѣ. Такимъ образомъ, къ явленіямъ первой категоріи относятся явленія въ эфирѣ.

Законы распространенія свѣта въ эфирѣ, принципы интерференціи и диффракціи были въ главныхъ чертахъ указаны тѣмъ-же Френелемъ. Въ силу этихъ законовъ свѣтовыя поперечныя колебанія аналогично колебаніямъ въ упругихъ тѣлахъ распространяются со скоростью $c=\sqrt{\frac{u}{d}}$, гдѣ u — упругость, d — плотность эфира. Амплитуда колебаній въ параллельномъ пучкѣ лучей остается постоянной, т. е. свѣтовая энергія передается въ эфирѣ на произвольно далекія разстоянія, не превращаясь въ другія формы энергіи.

Конечно, всѣ опыты, необходимые для установленія основныхъ законовъ, производились не въ пустотѣ, а въ воздухѣ. Но извѣстно, что воздухъ оказываетъ чрезвычайно малое вліяніе на оптическія явленія, такъ что въ большинствѣ случаевъ можно съ достаточной степенью приближенія пренебречь его присутствіемъ.

Ко второй категоріи относятся всѣ оптическія явленія, которыя протекаютъ въ матеріальныхъ тѣлахъ. Наиболѣе важными въ этой категоріи являются измѣненіе скорости свѣта, т. е. преломленіе, и уменьшеніе амплитуды колебаній въ параллельномъ пучкѣ свѣта съ разстояніемъ, т. е. поглощеніе свѣтовой энергіи, превращеніе ея въ другіе виды энергіи. Наряду съ этими основными явленіями возникаетъ длинный рядъ явленій (двойное лучепреломленіе, вращеніе плоскости поляризаціи, вліяніе магнитнаго и электрическаго поля и т. д.), вдаваться въ разборъ которыхъ не ставитъ задачей настоящій очеркъ. Въ немъ мы займемся почти исключительно указанными выше основными явленіями, ограничиваясь тѣлами изотропными и не металлическими, такъ какъ эти явленія наиболѣе просты, и механизмъ ихъ наиболѣе разъясненъ.

Въ матеріальныхъ тѣлахъ такъ же, какъ и въ эфирѣ, могутъ распространяться колебанія (напр., звуковыя), но отношеніе $\frac{u}{d}$, опредѣляющее скорость распространенія, для всѣхъ извѣстныхъ тѣлъ настолько разнится отъ той же величины для эфира, что, казалось, не можетъ быть связи между этими свойствами матеріи и эфира. Отсюда возникаетъ предположеніе, что и въ матеріальныхъ тѣлахъ находится эфиръ, который является носителемъ свѣтовыхъ колебаній. Однако же, во всякомъ случаѣ, если матерія и не принимаетъ непосредственнаго участія въ распространеніи свѣтовыхъ колебаній, то она должна измѣнить свойство эфира такъ, чтобы величина скорости C уменьшилась (преломленіе). Здѣсь можно сдѣлать два предположенія. Френель полагаетъ, что присутствіе матеріи увеличиваетъ плотность эфира d, а упругость u остается неизмѣнной. Нейманъ принимаетъ обратную гипотезу—упругость уменьшается, плотность остается неизмѣнной.

Обѣ теоріи одинаково хорошо объясняютъ большое число экспериментальныхъ фактовъ, даже такихъ сложныхъ, какъ двойное лучепреломленіе въ кристаллическихъ средахъ; но обѣ не могутъ уяснить одного важнаго факта,—разложеніе бѣлаго луча въ спектръ при прохожденіи черезъ призму. Показатель преломленія есть функція отъ длины волны, слѣдовательно и плотность и упругость должны быть функціями длины волны, что не вяжется съ обычными представленіями о плотности и упругости.

Совершенно аналогично электромагнитная теорія свѣта, какъ ее далъ Максвеллъ, устанавливаетъ, что матерія измѣняетъ свойства эфира. Тѣло имѣетъ діэлектрическую постоянную D и магнитную проницаемость μ, которыя для эфира принимаются равными единицѣ.

Зная численно эти постоянныя, можно отрѣшиться отъ матеріи и считать, что существуетъ одинъ эфиръ съ измѣненными постоянными. Теорія требуетъ, чтобы $D\mu = n^2$, гдѣ n—показатель преломленія. Но величины D, опредѣляемыя изъ электростатическихъ опытовъ, или же изъ опытовъ съ чрезвычайно медленными колебаніями,—величины постоянныя и не могутъ зависѣть отъ длины волны. То же относится и къ величинамъ μ.

Существованіе дисперсіи не объясняется этой теоріей.

Первую попытку къ ея объясненію сдѣлалъ Коши (1835). Однако, попытка эта была чисто формальнаго характера. Результатомъ ея является извѣстная формула Коши:

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \ldots,$$

гдѣ λ длина волны въ воздухѣ, A, B, C—постоянныя.

Какъ будетъ видно далѣе, эта формула довольно точно оправдывается экспериментальными данными въ нѣкоторыхъ случаяхъ. Въ теченіе первой половины прошлаго столѣтія предложено было еще нѣсколько теорій, которыя приводили приблизительно къ той же формулѣ. Вмѣстѣ съ тѣмъ накоплялся экспериментальный матеріалъ, изучалась дисперсія многихъ тѣлъ, изучались спектры поглощенія, спектры лучеиспусканія. Открыты были знаменитыя Фраунгоферовы линіи въ солнечномъ спектрѣ. Происхожденіе ихъ оставалось непонятнымъ до 1859 г., когда Кирхгофъ однимъ простымъ на видъ опытомъ положилъ начало современной теоріи поглощенія и, слѣдовательно, дисперсіи. Это всѣмъ извѣстный школьный опытъ: горѣлка съ парами *Na* лучеиспускаетъ и поглощаетъ волны одного и того-же періода. Такимъ образомъ былъ сдѣланъ шагъ, который теперь намъ представляется простымъ и естественнымъ. Идея о томъ, что колебанія частицъ тѣла вызываютъ свѣтовыя волны въ эфирѣ и такимъ образомъ получаются свѣтлыя спектральныя линіи была ясна и ранѣе. Но необходимъ былъ опытъ Кирхгофа, чтобы сдѣлать обратное заключеніе: свѣтовыя волны, періодъ которыхъ близокъ къ періоду колебанія частицъ, раскачивая понемногу послѣднія, заставляютъ ихъ колебаться. Часть энергіи колебаній частицъ или разсѣивается въ пространствѣ, или переходитъ въ другіе виды энергіи. Результатомъ является потеря энергіи свѣтовыхъ волнъ, поглощеніе свѣта. Акустическая аналогія камертона, заставляющаго колебаться другой камертонъ, построенный съ нимъ въ униссонъ, конечно, общеизвѣстна и также уже является теперь обычнымъ школьнымъ опытомъ.

Слѣдующій шагъ, связавшій поглощеніе и дисперсію, былъ сдѣланъ Гельмгольцемъ черезъ 25 лѣтъ послѣ открытія Кирхгофа. Какъ это характерно для всякаго крупнаго открытія почти всегда замѣчается въ исторіи науки, Гельмгольцъ имѣлъ предшественниковъ, которые приготовили ему почву. Кеттелеръ, Мейеръ, Зельмейеръ выставили уже всѣ нужныя гипотезы. Гельмгольцъ схватилъ ихъ въ одну удачную цѣльную теорію, которая сразу связала различныя стороны явленія и освѣтила тѣ данныя, которыя получилъ опытъ къ тому времени. Внутри полосъ поглощенія показатель преломленія не увеличивается при уменьшеніи длины волны, а уменьшается. Это называется аномальной дисперсіей. Связь дисперсіи съ поглощеніемъ здѣсь очевидна. Теорія Гельмгольца не только объясняетъ эту связь, но и показываетъ, что „аномальная“ дисперсія представляетъ изъ себя именно явленіе наиболѣе нормальное. Наоборотъ „нормальная“ дисперсія является слѣдствіемъ „аномальной“. Если нѣтъ послѣдней, т. е. если нѣтъ полосъ поглощенія, то и нормальная дисперсія не будетъ имѣть мѣста.

Второй шагъ, сдѣланный Гельмгольцемъ, уже далеко не такъ простъ, какъ то, что сдѣлано было Кирхгофомъ. Чтобы понять его, нужно разсмотрѣть какимъ образомъ, по предположенію Гельмгольца, совершаются колебанія лучеиспускающихъ или поглощающихъ частицъ.

II. Задачу необходимо поставить какъ можно проще, чтобы легко было разобраться въ выводахъ. Несомнѣнно, что искусственно простая постановка вопроса дастъ искусственно простую теорію, которая въ деталяхъ не совпадетъ съ даннымъ опыта. Но результатъ будетъ цѣненъ уже въ томъ случаѣ, если теорія объяснитъ общій ходъ явленія. Несогласіе съ опытомъ укажетъ на дальнѣйшія возможныя усовершенствованія теоріи.

Предположимъ, что внутри молекулы тѣла находится частица, которая при обычныхъ условіяхъ остается неподвижной въ положеніи равновѣсія, такъ какъ всѣ силы, дѣйствующія на нее какъ со стороны другихъ частей той же молекулы, такъ и со стороны сосѣднихъ молекулъ, взаимно уравновѣшиваются.

Пусть какая-нибудь внѣшняя сила вывела частицу изъ положенія равновѣсія, и разсмотримъ движеніе частицы послѣ того, какъ дѣйствіе внѣшней силы прекратилось, и она предоставлена самой себѣ, т. е. находится только подъ дѣйствіемъ силъ внутреннихъ, исходящихъ отъ другихъ частей той-же молекулы и отъ сосѣднихъ молекулъ. Какъ бы ни былъ сложенъ комплексъ внутреннихъ силъ, ясно, что равнодѣйствующая ихъ зависитъ отъ того, насколько частица отдалилась отъ положенія равновѣсія, отъ ея элонгаціи. Для простоты предположимъ, что равнодѣйствующая зависитъ т о л ь к о отъ элонгаціи и не измѣняется отъ того, удалилась ли частица на сѣверъ или востокъ, или въ другомъ направленіи. Тогда сила $F = \varphi(r)$, гдѣ r элонгація, φ нѣкоторая неизвѣстная функція. Если помѣстимъ начало координатъ въ точкѣ равновѣсія частицъ, то при $r = 0$ получимъ $F = \varphi(0) = 0$.

Естественно думать, что элонгація частицы всегда очень мала сравнительно съ размѣрами молекулы, поэтому разложимъ $\varphi(r)$ по формулѣ Маклорена

$$\varphi(r) = \varphi(0) + \frac{r}{1}\varphi'(0) + \frac{r^2}{1.2}\varphi''(0) + \ldots$$

и ограничимся первымъ приближеніемъ, т. е. отбросимъ члены со степенями r выше первой. Тогда

$$\varphi(r) = f.r \quad ,$$

такъ какъ $\varphi(0) = 0$. Здѣсь положено $\varphi'(0) = f$.

Проэкція на ось $OX = f.r.\frac{x}{r} = fx$ и ее нужно взять съ отрицательнымъ знакомъ, такъ какъ сила возвращаетъ къ положенію равновѣсія, слѣдовательно направлена къ началу координатъ.

Одно изъ уравненій движенія частицы будетъ

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -fx, \tag{1}$$

гдѣ m—масса частицъ.

Какъ легко провѣрить прямой подстановкой, рѣшеніе уравненія дается равенствомъ

$$x = b \cos \left(2\pi \frac{t}{T} - \beta\right), \tag{2}$$

если положить $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{f}}$. (3)

Величины b и β—постоянныя, опредѣляющія амплитуду и фазу гармоническаго колебательнаго движенія частицы. Ихъ можно найти, если извѣстна начальная элонгація и начальная скорость частицы, но эти величины для дальнѣйшаго не представляютъ интереса.

Колеблющаяся частица заставляетъ колебаться съ тѣмъ же періодомъ окружающій ее эфиръ, который заполняетъ все матеріальное тѣло не только между молекулами, но и внутри ихъ. Если представимъ себѣ, что громадное количество молекулъ находится приблизительно въ одинаковыхъ условіяхъ и въ каждой изъ нихъ вибрируетъ по одной частицѣ, хотя и съ разными амплитудами и фазами, но съ одинаковыми періодами, то мы получимъ картину лучеиспускающаго тѣла. Спектръ лучеиспусканія—одна тонкая свѣтлая линія, ей соотвѣтствуетъ длина волны.

$$\lambda = cT. \tag{4}$$

Здѣсь c—скорость свѣта въ эфирѣ.

Нѣсколько менѣе фантастическое тѣло получится, если предположить, что въ каждой молекулѣ находится нѣсколько различныхъ частицъ, которыя отличаются другъ отъ друга положеніемъ въ молекулѣ, массой и можетъ быть другими свойствами. Всѣ молекулы устроены совершенно одинаково. Соотвѣтственно различнымъ величинамъ m и f будутъ и различные періоды T. Спектръ будетъ состоять изъ многихъ свѣтлыхъ линій. Такіе спектры уже наблюдаются — ихъ даютъ свѣтящіеся газы въ плюкеровскихъ трубкахъ, пары, раскаленные въ пламени горѣлокъ и т. д.

Такъ какъ длину волны и періодъ, соотвѣтствующій спектральной линіи можно измѣрить, то можно получить нѣкоторое понятіе о частяхъ искусственно-простого механизма, которымъ мы стараемся воспроизвести одну, кажущуюся простой, сторону явленія. Дѣйствительно періодъ T вообще говоря очень малая величины порядка 10^{-15} сек. Это соотвѣтствуетъ тому, что величины m, массы частицъ молекулы, вообще очень малы. Если имѣются двѣ спектральныя линіи, одна далеко въ ультрафіолетовой части спектра, другая далеко въ инфракрасной, то можно сказать, что первой соотвѣтствуютъ частицы съ значительно меньшимъ отношеніемъ $\frac{m}{f}$, чѣмъ второй, т. е. либо массы первыхъ частицъ гораздо меньше, либо онѣ привязаны къ молекулѣ гораздо сильнѣе.

Если на ряду съ внутренней силой $-fr$ на частицу молекулы непрерывно дѣйствуетъ внѣшняя сила, то уравненія движенія измѣнятся. Пусть на тѣло падаетъ плоская свѣтовая волна, и пусть тѣ эфирныя возмущенія, которыя мы воспринимаемъ какъ свѣтъ, воздѣйствуютъ на частицу. Не входя въ механизмъ этого воздѣйствія, можно утверждать, что оно будетъ періодично, такъ какъ періодичны сами возмущенія. Далѣе ясно, что длина свѣтовой волны очень велика по сравненію съ размѣрами молекулы и тѣмъ болѣе велика по сравненію съ элонгаціей частицъ.

Слѣдовательно сила $F = A\cos 2\pi\frac{t}{\tau}$, дѣйствующая со стороны эфирной свѣтовой волны на частицу, не зависитъ отъ ея элонгаціи и ур. (1) можно дополнить слѣдующимъ образомъ:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -fx + A\cos\frac{2\pi t}{\tau} \qquad (5).$$

Здѣсь A неизвѣстный коэффиціентъ, который пропорціоналенъ амплитудѣ свѣтовыхъ колебаній. Зная законъ дѣйствія свѣтовой волны на частицы, можно было бы точно опредѣлить видъ коэффиціента A. Періодъ τ свѣтовой волны можно выбирать по произволу, заставляя падать на тѣло монохроматическій пучекъ лучей той или иной длины волны.

Ур. (5) удовлетворяетъ рѣшеніе

$$x = a \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - \alpha\right), \qquad (6)$$

если выбрать надлежащимъ образомъ величины a и α. Подставляя x изъ (6) въ (5), мы должны получить тождественное равенство для всякаго момента t.

$$-ma\frac{4\pi^2}{\tau^2}\cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - \alpha\right) = -fa\cos\left(2\pi\frac{t}{\tau} - \alpha\right) + A\cos\frac{2\pi t}{\tau}.$$

Выберемъ сначала t такъ, чтобы $\frac{2\pi t}{\tau} = \alpha$, и подставимъ вмѣсто f величину, найденную изъ ур. (3) $f = \frac{4\pi m}{T^2}$. Тогда

$$4\pi^2 ma\left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{\tau^2}\right) = A \cos\alpha.$$

Далѣе, выбравъ $\frac{2\pi t}{\tau} = \frac{\pi}{2}$, получимъ $\sin\alpha = 0$ т. е $\alpha = 0$ или π. Такимъ образомъ.

$$a = \pm \frac{A}{4\pi^2 m\left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{\tau^2}\right)} \quad \dots\dots\dots \quad (7)$$

При такихъ величинахъ a и α (6) дѣйствительно даетъ рѣшеніе дифференціальнаго ур. (5). Остается рѣшить вопросъ о знакѣ $\pm$ въ (7). Частица колеблется съ періодомъ T (3), когда на нее не дѣйствуетъ свѣтовая волна. Свѣтовая волна насильственно заставляетъ ее колебаться съ періодомъ τ. Но меньшій періодъ получается, если вся сила, вызывающая колебанія, больше. Слѣдовательно, если $\tau < T$, то въ ур. (5) силы $-fx$ и $A\cos\frac{2\pi}{\tau}$ должны быть одного знака, т. е. $\alpha = \pi$. Наоборотъ если $\tau > T$, то $\alpha = 0$. Во второмъ случаѣ колебанія частицъ и волны находятся въ одинаковыхъ фазахъ, въ первомъ—

въ противоположныхъ, а въ (7) нужно взять соотвѣтственно знаки + и —., такъ что амплитуда a всегда одного знака съ величиной A. Рѣшеніе (6) уравненія (5) можно переписать такъ:

$$x = \frac{A \cos\alpha \cos\left(2\pi \frac{t}{\tau} - \alpha\right)}{4\pi^2 m \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{\tau^2}\right)} = \frac{F}{4\pi^2 m \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{\tau^2}\right)} \quad . \; . \; (8).$$

Изъ ур. (7) видно, что амплитуда тѣмъ больше, чѣмъ ближе совпадаютъ періоды T и τ. Частица тѣмъ сильнѣе отвѣчаетъ на свѣтовыя колебанія, чѣмъ ближе періодъ послѣднихъ подходитъ къ ея періоду. Происходитъ явленіе резонанса. Въ данномъ случаѣ при полномъ совпаденіи періодовъ $\tau = T$ амплитуда a становится безконечной. Это конечно невозможно и указываетъ на нѣкоторую неполноту основныхъ посылокъ. Дѣйствительно уже при выводѣ слѣдствій изъ ур. (2) было сказано, что тѣло лучеиспускаетъ, такъ какъ колебанія частицъ передаются окружающему эфиру. Энергія колебаній частицъ при этомъ уменьшается, слѣдовательно уменьшается и амплитуда колебаній. Гельмгольцъ принялъ слѣдующую гипотезу, которая необходима не только для объясненія уменьшенія амплитуды, но, какъ будетъ видно дальше, и для воспроизведенія механизма явленія поглощенія свѣта матеріальными тѣлами. Частица при движеніи испытываетъ родъ тренія, причемъ сила препятствующая движенію пропорціональна скорости движенія. Вполнѣ очевидно, что эта гипотеза ни въ какой мѣрѣ не соотвѣтствуетъ дѣйствительности, но дальше будетъ ясно, что какая-нибудь аналогичная гипотеза необходима, иначе нельзя даже сдѣлать попытку математически выразить законы распространенія свѣта въ поглощающихъ свѣтъ средахъ. Данная гипотеза математически проста, представляетъ нѣкоторыя аналогіи съ движеніями твердыхъ тѣлъ, и въ этомъ можно видѣть причины, почему Гельмгольцъ ввелъ ее. Далѣе будутъ указаны нѣкоторыя соображенія, которыя нѣсколько уясняютъ вопросъ о причинѣ затуханій колебаній частицъ. Сколько нибудь удовлетворительнаго рѣшенія вопроса пока еще нѣтъ, поэтому и теперь наиболѣе удобнымъ является пользоваться гипотезой Гельмгольца, какъ математически самой простой.

Въ правыхъ частяхъ ур. (1) и (5), нужно теперь прибавить силы тренія $-h\frac{dx}{dt}$, гдѣ h коэффиціентъ пропорціональности. Рѣшеніе ур. (1) измѣняется. Амплитуда b будетъ уменьшаться съ теченіемъ времени, какъ функція $e^{-\frac{h}{2m}t}$. Періодъ колебаній измѣнится очень мало, можно съ достаточной точностью считать, что онъ по прежнему выражается формулой (3). Нѣкоторое представленіе о величинѣ $\frac{h}{2m}$ могутъ дать опыты по интерференціи свѣта при большой разности хода.

Бросимъ монохроматическій лучъ свѣта (пусть это будетъ одна, спектрально выдѣленная линія паровъ кадмія, свѣтящихся въ гейсслеровой трубкѣ), отъ лучеиспускающаго тѣла на какой-нибудь интерферометръ, который сначала раздѣлитъ лучъ на два пучка, потомъ снова ихъ соединитъ для того, чтобы они могли дать интерференціонныя полосы. На пути перваго пучка помѣстимъ стеклянную пластинку или вообще какимъ-нибудь образомъ введемъ разность хода. Волны, испускаемыя частицами тѣла, замедляются на своемъ пути въ первомъ пучкѣ и потому будутъ интерферировать съ тѣми волнами втораго пучка, которыя частицы послали нѣсколько позже, напримѣръ черезъ малый промежутокъ времени δt. Поэтому и амплитуда ихъ будетъ въ $e^{-\frac{h}{2m}\delta t}$ разъ меньше. Если амплитуда въ первомъ пучкѣ равна b, то во второмъ она равна $b.\ e^{-\frac{h}{2m}\delta t}$

Какъ извѣстно, въ максимумахъ интерференціонныхъ полосъ интенсивность свѣта пропорціональна квадрату суммъ амплитудъ, въ минимумахъ—квадрату разности. Слѣдовательно въ максимумахъ интенсивность пропорціональна

$$\left(b+be^{-\frac{2h}{m}\delta t}\right)^2=b^2\left(1+e^{-\frac{h}{2m}\delta t}\right)^2,$$

въ минимумахъ она пропорціональна

$$b^2\left(1-e^{-\frac{h}{2m}\delta t}\right)^2.$$

Чѣмъ больше разность хода, введенная въ первомъ пучкѣ, тѣмъ больше δt.

Показательная функція $e^{-\frac{h}{2m}\delta t}$ быстро убываетъ, и при достаточно большомъ δt, какъ въ максимумахъ, такъ и въ минимумахъ интенсивность будетъ одинаковая, пропорціональная b^2. Интерференціонныя полосы по мѣрѣ увеличенія разности хода будутъ размываться, становиться болѣе блѣдными и наконецъ совсѣмъ перестанутъ быть видимыми, во всемъ полѣ зрѣнія сила свѣта будетъ одинакова. Этотъ моментъ наступитъ тѣмъ скорѣе, чѣмъ больше $\frac{h}{2m}$. Изучая „видимость" полосъ при увеличеніи разности хода можно составить понятіе о величинѣ $\frac{h}{2m}$.

На самомъ дѣлѣ явленіе гораздо сложнѣе. По тому, что было изложено, можетъ показаться будто при большомъ δt второй пучекъ сталъ настолько слабымъ, что онъ практически ничего не прибавляетъ къ первому, т. е. не существуетъ. На самомъ дѣлѣ въ каждый моментъ промежутка времени δt возникаетъ, вслѣдствіе дѣйствія внѣшнихъ силъ громадное количество новыхъ колебаній. Но именно вслѣдствіе случайности этихъ силъ будутъ случайны и фазы β (см. ур. 2) колебаній различныхъ частицъ. Такъ какъ фазы β въ громадномъ числѣ сосѣднихъ частицъ могутъ имѣть всевозможныя значенія, то правильной интерференціи не произойдетъ, полосы не будутъ видны, несмотря на то, что интенсивность второго пучка всегда будетъ оставаться равной интенсивности перваго. Правильно интерферировать могутъ только правильныя колебанія одной и той же частицы, и онѣ будутъ давать полосы до тѣхъ поръ, пока введенная разность хода и слѣдовательно δt не станутъ слишкомъ большими.

Полную теорію явленія нужно искать въ классическихъ работахъ Майкельсона о „видимости" полосъ интерференціи, здѣсь важно только убѣдиться, что есть возможность опредѣлить хотя бы порядокъ величины $\frac{h}{2m}$.

Можно съ увѣренностью сказать, что амплитуда колебаній во всѣхъ извѣстныхъ источникахъ свѣта становится ничтожно малой, если ввести разность хода въ 100 см., слѣдовательно черезъ $\frac{100}{3.10^{10}} = 3.10^{-9}$ секундъ. Въ это короткое время частица совершаетъ еще около полутора милліона колебаній.

Этимъ результатомъ можно сейчасъ же воспользоваться.

Ур. (6) не представляетъ полнаго рѣшенія ур. (5). Легко провѣрить подстановкой, что полное рѣшеніе (5) получится, если взять сумму правыхъ частей (2) и (6). Это значитъ, что наряду съ насильственными колебаніями (періодъ τ), которыя свѣтовая волна налагаетъ на частицу, послѣдняя совершаетъ также собственныя колебанія (періодъ T). Если ввести въ ур. (5) силу тренія $-h\frac{dx}{dt}$, то собственныя колебанія получатся съ убывающей амплитудой и быстро затухнутъ, а насильственныя колебанія будутъ продолжаться до тѣхъ поръ, пока свѣтовая волна будетъ дѣйствовать на частицу. Поэтому далѣе будутъ разсматриваться только насильственныя колебанія частицъ.

5*

Формула (7), которая даетъ амплитуду колебаній, измѣнится главнымъ образомъ въ томъ смыслѣ, что при $\tau = T$ будетъ уже нѣкоторая конечная амплитуда, вообще вліяніе члена $-h\frac{dx}{dt}$ скажется только въ томъ случаѣ, когда τ будетъ очень близко къ T. Для того, чтобы не усложнять вычисленій, нужно отказаться пока отъ разсмотрѣнія случая близкаго совпаденія періодовъ и тогда можно принять по прежнему правильной формулу (7). Теперь мы кромѣ того увѣрены, что при дальнѣйшемъ развитіи теоріи можно пренебречь собственными колебаніями частицъ.

III. Нѣкоторыя новыя свѣдѣнія относительно колеблющихся частицъ приноситъ теорія явленія Зеемана, данная Лоренцомъ немедленно послѣ открытія Зеемана. Она является логическимъ слѣдствіемъ электронной теоріи.

Если помѣстить, напримѣръ, горѣлку съ парами литія въ магнитное поле и наблюдать спектръ литія по направленію линій силъ поля, то каждая линія спектра расщепляется на двѣ линіи, причемъ онѣ даютъ лучи, поляризованные по кругу. Вращеніе по кругу происходитъ въ обратныхъ направленіяхъ для обѣихъ линій.

По направленію перпендикулярному къ магнитнымъ линіямъ силъ, спектральныя линіи раздѣляются на три линіи. Всѣ даютъ прямолинейно-поляризованные лучи, но средней соотвѣтствуютъ колебанія параллельныя линіямъ силъ, двумъ крайнимъ—перпендикулярныя.

Это сложное на видъ явленіе прекрасно объясняется, если принять только одну гипотезу, что колеблющаяся частица обладаетъ электрическимъ зарядомъ. Когда частица движется, она несетъ съ собой свой зарядъ и такимъ образомъ представляетъ изъ себя токъ, на который дѣйствуетъ магнитное поле. Измѣряя разность періодовъ двухъ крайнихъ линій можно опредѣлить отношеніе $\frac{e}{m}$ заряда частицы къ массѣ. Оно оказалось чрезвычайно близкимъ къ величинѣ отношенія $\frac{e}{m}$, найденнаго путемъ опытовъ надъ отклоненіемъ катодныхъ лучей въ магнитномъ и электрическомъ поляхъ. Направленіе вращенія въ поляризованномъ по кругу лучѣ, соотвѣтствующемъ одной изъ крайнихъ линій, позволяетъ опредѣлить знакъ заряда, который, какъ и для катодныхъ лучей, оказался отрицательнымъ.

Въ томъ и другомъ случаѣ мы слѣдовательно имѣемъ дѣло съ одинаковыми заряженными частицами-электронами. Въ катодныхъ лучахъ электроны подъ дѣйствіемъ электрическаго поля несутся поступательно съ громадной скоростью, въ лучеиспускающемъ тѣлѣ электронъ внутри молекулы колеблется около положенія равновѣсія.

Конечно нѣтъ основанія думать, что всѣ колеблющіяся частицы непремѣнно электроны, напротивъ, дальше будетъ видно, что въ нѣкоторыхъ случахъ слѣдуетъ предположить колебанія болѣе тяжелыхъ, положительно зараженныхъ частицъ.

То обстоятельство, что колеблющіяся частицы заряжены, позволяетъ яснѣе понять дѣйствіе свѣтовой волны на частицы—вопросъ этотъ остался открытымъ въ ур. (5)—и встать на почву электро-магнитной теоріи свѣта, данной Максвеллемъ.

Возьмемъ плоскую и прямолинейно-поляризованную свѣтовую волну, которая распространяется по направленію оси OZ. Всякая плоскость параллельная OXY есть поверхность волны и слѣдовательно возмущенія эфира въ каждой точкѣ одной плоскости одинаковы. Не входя въ сущность этихъ возмущеній, электро-магнитная теорія утверждаетъ, что въ поверхности волны дѣйствуютъ электрическія и магнитныя силы, которыя слѣдовательно перпендикулярны направленію распространенія OZ. Эти силы періодически измѣняются по величинѣ и дѣйствуютъ на заряженныя частицы. Пусть электрическая сила имѣетъ величину X. Дѣйствіе ея на частицу, несущую зарядъ e, равно $F = Xe$.

Ур. (8) даетъ законъ движенія частицы подъ дѣйствіемъ періодической силы. Въ свѣтовой волнѣ параллельно оси OX мы имѣемъ періодически измѣняющуюся электрическую силу и можно воспользоваться рѣшеніемъ (8), если подставить $F = Xe$. Магнитная сила въ свѣтовой волнѣ всегда слишкомъ слаба, чтобы замѣтно вліять на движеніе частицъ.

Основное положеніе теоріи Максвелля заключается въ томъ, что всѣ токи замкнуты. Это ясно, когда мы имѣемъ гальваническій элементъ замкнутый проводникомъ, но и въ болѣе сложномъ случаѣ это положеніе сохраняется. Соединяя пластины заряженнаго конденсатора проводникомъ, мы получаемъ разрядный токъ проводимости въ проводникахъ, и нужно принять, что въ это время между обкладками, въ эфирѣ, течетъ токъ, который названъ Максвеллемъ токомъ смѣщенія. Плотность тока смѣщенія пропорціональна первой производной отъ электрической силы по времени:

$$j = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial X}{\partial t}. \tag{9}$$

Пока пластины не соединены проводникомъ, разряда нѣтъ, нѣтъ и тока смѣщенія. Если между обкладками конденсатора находится діэлектрикъ съ діэлектрической постоянной D, то по Максвеллю плотность тока смѣщенія выражается такъ:

$$j = \frac{D}{4\pi} \frac{\partial X}{\partial t} \tag{10}$$

Въ этой формулѣ не учитывается болѣе подробно механизмъ явленія. Установивъ формулу (10) можно считать, что матеріальное тѣло удалено, остался измѣненный эфиръ. Для чистаго эфира $D=1$. Электронная теорія Лоренца входитъ въ детали явленія. Она принимаетъ, что эфиръ заполняющій матеріальное тѣло имѣетъ тѣ же свойства, какъ и чистый эфиръ, и потому токъ смѣщенія выражается по прежнему равенствомъ (9). Но молекулы діэлектрика состоятъ изъ заряженныхъ частицъ. Подъ дѣйствіемъ электрической силы эти частицы перемѣняютъ свое положеніе, и если сила измѣняется во времени, то частицы движутся. Пусть сила направлена по оси OX, тогда движеніе частицъ совершается параллельно OX и скорость его равна $\frac{\partial x}{\partial t}\cdot$ Предположимъ сначала для простоты, что въ каждой молекулѣ существуютъ только одного рода частицы, несущія зарядъ e, причемъ число частицъ въ 1 куб. см. равно N. Въ единицу времени черезъ маленькую площадь $dydz$ перпендикулярную къ направленію движенія пройдетъ количество электричества $Ne\frac{\partial x}{\partial t}dydz$. Это по опредѣленію будетъ сила тока. Плотность, т. е. сила тока, разсчитанная на единицу, площади равна $Ne\frac{\partial x}{\partial t}\cdot$ Теперь кромѣ тока смѣщенія мы имѣемъ токъ переноса (конвекціонный токъ). Общая плотность тока равна

$$j=Ne\frac{\partial x}{\partial t}+\frac{1}{4\pi}\frac{\partial X}{\partial t} \qquad (11).$$

Но перемѣщеніе x зависитъ отъ электрической силы и эту зависимость мы получаемъ изъ (8), подставивъ $F=Xe$. Дифференцируя (8) и подставляя $\frac{\partial x}{\partial t}$ въ предъидущую формулу легко получить.

$$j=\frac{1}{4\pi}\left[\frac{Ne^2}{m\pi\left(\frac{1}{T^2}-\frac{1}{\tau^2}\right)}+1\right]\frac{\partial X}{\partial t} \quad \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot \ (12).$$

Сравнивая это выраженіе съ формулой (10) видно, что

$$D=1+\frac{Ne^2}{m\pi\left(\frac{1}{T^2}-\frac{1}{\tau^2}\right)}\cdot$$

Какъ уже было сказано въ I части, электромагнитная теорія Максвелля приводитъ къ результату

$$n^2 = \mu D.$$

Здѣсь n показатель преломленія, и магнитная проницаемость тѣла. Но μ для всѣхъ діэлектриковъ чрезвычайно мало отличается отъ единицы. Поэтому можно написать $D = n^2$ и

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\pi\left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{\tau^2}\right)}.$$

Наконецъ, подставляя $T = \frac{\lambda_0}{c}$; $\tau = \frac{\lambda}{c}$ и, выражая e не въ электростатическихъ, а въ электромагнитныхъ единицахъ, легко найти

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2\lambda_0^2}{m\pi} \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda^2} \tag{13}$$

Это выраженіе устраняетъ главный недостатокъ формулы Максвелля $n^2 = D$, гдѣ за D принималась діэлектрическая постоянная, измѣренная электростатическими методами. При этомъ n не могло зависѣть отъ λ, т. е. среда не обладала дисперсіей. Это справедливо, какъ видно изъ выраженія (11), только въ томъ случаѣ, когда λ настолько велика, что въ знаменателѣ можно пренебречь величиной λ_0^2 въ сравненіи съ λ^2. Поэтому далѣе подъ терминомъ „діэлектрическая постоянная" будетъ всегда подразумѣваться квадратъ показателя преломленія для безконечно длинныхъ волнъ ($\lambda = \infty$).

До сихъ поръ было предположено, что существуетъ только одинъ родъ частицъ и въ каждой молекулѣ находится по одной подобной частицѣ. Отъ этого предположенія легко избавиться, не внося новыхъ затрудненій. Пусть будетъ въ тѣлѣ нѣсколько родовъ частицъ, для каждаго рода величины e, m и f различны. Построивъ уравненія для каждаго рода, аналогичныя ур. (5), найдемъ рѣшенія ихъ, аналогичныя (8), причемъ періоды T для каждаго рода будутъ различны. Предположимъ различнымъ и число частицъ каждаго рода въ 1 куб. см. Весь токъ конвекцій будетъ равенъ суммѣ токовъ конвекціи для частицъ каждаго рода, поэтому ур. 11 перепишется со знакомъ Σ

$$j = \sum Ne\frac{\partial x}{\partial t} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial X}{\partial t} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (11').$$

Легко видѣть, что и ур. (13) можно написать просто со знакомъ Σ

$$n^2 = 1 + \sum\frac{Ne^2\lambda_0^2}{m\pi}\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (13').$$

Эта окончательная формула даетъ только показатель преломленія, какъ функцію длины волны, и притомъ нужно помнить (стр. 68), что мы напередъ отказались отъ разсмотрѣнія тѣхъ участковъ спектра, гдѣ собственный періодъ частицъ и періодъ свѣтовыхъ волнъ (или соотвѣтствующія длины волнъ) близко совпадаютъ. Это произошло потому, что въ ур. (5) не былъ введенъ въ правой части членъ $-h\frac{dx}{dt}$, обусловливающій затуханіе собственныхъ колебаній частицъ, и поглощеніе свѣта. Чтобы избѣжать длинныхъ математическихъ выкладокъ, здѣсь будетъ приведенъ только результатъ точной теоріи.

Обозначимъ черезъ k коэффиціентъ поглощенія свѣта въ средѣ. Значеніе его ясно изъ формулы

$$J = J_0 e^{-\frac{4\pi k}{\lambda} z} \qquad (14).$$

Здѣсь J_0 интенсивность параллельнаго пучка свѣта въ какой-нибудь точкѣ тѣла $z = 0$.; J — интенсивность его, когда пучекъ пробѣжалъ разстояніе z; λ здѣсь, какъ и вездѣ, обозначаетъ длину волны въ эфирѣ. Такимъ образомъ интенсивность свѣта убываетъ съ разстояніемъ по показательной функціи. Теорія даетъ связь между n, k, λ и извѣстными намъ уже постоянными величинами N, e, m, λ_0, h въ видѣ слѣдующихъ двухъ сложныхъ формулъ:

$$n^2-k^2=1+\sum\frac{a(\lambda^2-\lambda_0{}^2)\lambda^2}{(\lambda^2-\lambda_0{}^2)^2+b^2\lambda^2} \quad \ldots \quad (15)$$

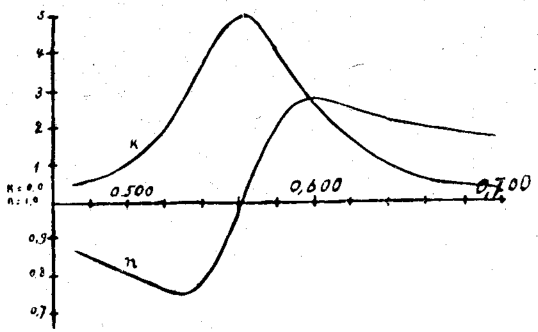
$$2nk=\sum\frac{ab\lambda^3}{(\lambda^2-\lambda_0{}^2)^2+b^2\lambda^2} \quad \ldots \quad (16)$$

Здѣсь $\lambda_0=2\pi c\sqrt{\frac{m}{f}}$ (см. ур. 3); $a=\frac{Ne^2\lambda_0{}^2}{m\pi}$; $b=\frac{h}{m}\frac{\lambda_0{}^2}{2\pi c}$ (17)

Знакъ суммы Σ указываетъ на нѣсколько родовъ частицъ, для которыхъ всѣ постоянныя имѣютъ иное значеніе.

Замѣтимъ прежде всего, что при $h=0$, и b также равно нулю, слѣдовательно въ (16) и (15) $k=0$, и тогда для n^2 опять получается ур. (13').

Первоначально данная Гельмгольцемъ теорія дисперсіи основывалась на механической теоріи. Согласно этой теоріи слои эфира перемѣщаются по направленію перпендикулярному лучу свѣта, упругія силы заставляютъ ихъ возвращаться назадъ въ положеніе равновѣсія и потому въ лучѣ свѣта распространяются поперечныя колебанія, какъ въ твердыхъ тѣлахъ. Въ отличіе отъ обыкновенныхъ твердыхъ тѣлъ, упругость эфира громадна. Важно отмѣтить, что упругость чистаго эфира и слѣдовательно скорость распространенія свѣта не зависитъ отъ періода колебаній. Въ матеріальномъ тѣлѣ сдвинувшіяся слои эфира притягиваютъ къ себѣ и выводятъ изъ равновѣсія тѣ заключенныя въ молекулахъ частицы, которыя способны колебаться съ опредѣленнымъ періодомъ согласно уравненіямъ (1, 2, 3). Обратно частицы притягиваютъ къ себѣ слои эфира, измѣняя тѣмъ самымъ упругія силы, подъ дѣйствіемъ которыхъ эфиръ колеблется. Математическій анализъ этого процесса очень близокъ къ тому анализу, который привелъ къ уравненіямъ (5, 6, 7, 8). Частицы совершаютъ насильственныя колебанія, которыя могутъ быть или той же или противоположной фазы по отношенію къ колебаніямъ эфира. Соотвѣтственно упругость и, слѣдовательно, скорость свѣта можетъ быть больше или меньше, чѣмъ въ чистомъ эфирѣ. Такъ какъ амплитуда колебанія частицъ зависитъ отъ періода свѣтовой волны, то легко себѣ представить, что упругость и скорость свѣта также зависятъ отъ періода. Анализъ приводитъ къ формулѣ, дающей показатель преломленія, какъ функцію періода или длины волны,



Черт. 1.

очень близкой къ (13). Если частицы испытываютъ при колебаніяхъ треніе, то получаются уравненія близкія къ (15) и (16).

IV. Въ сложныхъ формулахъ (17), (15), (16), очень не легко разобраться и потому часто придется прибѣгать къ формулѣ (13').

Обратимъ прежде все вниманіе на то, какъ тѣсно связаны между собой величины n и k въ (15) и (16). Еще лучше это видно на черт. 1, гдѣ n и k нанесены, какъ функціи длины волны. Для простоты возьмемъ сначала тѣло съ одной полосой поглощенія, т. е. съ однимъ только членомъ суммы Σ въ (15) и (16). Наиболѣе характерный ходъ показатель преломленія имѣетъ въ той области, гдѣ находится полоса поглощенія. Вдали отъ полосы поглощенія, гдѣ можно положить $k = 0$ и потому пользоваться формулою (13'), для очень малыхъ длинъ волнъ $n^2 = 1$, и показатель преломленія уменьшается по мѣрѣ перехода къ бо̀льшимъ λ все быстрѣе и быстрѣе. Приблизительно тамъ, гдѣ k равно половинѣ своей наибольшей величины, показатель имѣетъ минимумъ. Послѣ минимума онъ быстро растетъ, достигая величины $= 1$ приблизительно тамъ, гдѣ k имѣетъ максимумъ; n въ свою очередь достигаетъ максимума, когда k уменьшается вдвое сравнительно съ наибольшей величиной, и опять уменьшается, ассимптотически стремясь къ предѣльной величинѣ, которая для $\lambda = \infty$ получается изъ

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2\lambda_0^2}{m\pi} \cdot \tag{18}$$

Здѣсь величина n^2 равна діэликтрической постоянной этого идеальнаго вещества съ одной полосой поглощенія.

Отмѣтимъ еще разъ, что только внутри полосы поглощенія показатель преломленія растетъ, съ той и другой стороны полосъ онъ непрерывно падаетъ по мѣрѣ возрастанія λ.

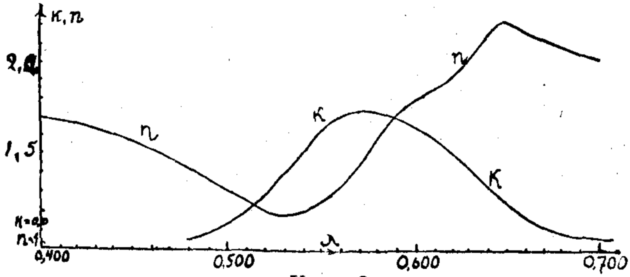
Характерные изгибы кривой дисперсіи получаются только въ томъ случаѣ, если коэффиціентъ поглощенія k имѣетъ не слишкомъ малую величину. Чѣмъ больше k, тѣмъ круче изгибы. Между тѣмъ въ равенствѣ (14) интенсивность свѣта, прошедшаго даже черезъ тонкій слой тѣла, становится ничтожной при очень малыхъ величинахъ k. Напримѣръ, для $k = 0{,}0025$ интенсивность уменьшается въ сто разъ при прохожденіи свѣта черезъ слой въ одну десятую миллиметра толщины. Наблюдать аномальную дисперсію можно только въ тѣлахъ чрезвычайно сильно поглощающихъ и въ очень тонкихъ слояхъ. Это обстоятельство объясняетъ, почему до семидесятыхъ годовъ прошлаго столѣтія извѣстна была только нормальная дисперсія, внѣ полосы поглощенія.

Возьмемъ новое гипотетическое тѣло съ двумя полосами поглощенія, и пусть полосы поглощенія въ спектрѣ находятся очень далеко другъ отъ друга. Напр., пусть въ черт. 1 вторая полоса помѣщена далеко вправо, въ инфра-красныхъ лучахъ, гдѣ n^2, насколько зависитъ отъ первой полосы, уже практически достигло своей предѣльной величины по форм. (18). Тогда для второй полосы ходъ дисперсіи и поглощенія будетъ совершенно аналогиченъ черт. 1, съ той только разницей, что вся кривая дисперсіи будетъ сдвинута вверхъ относительно оси λ. Если полосы будутъ близки другъ къ другу, то, конечно, и ходъ дисперсіи будетъ значительно сложнѣе, такъ какъ придется учитывать одновременно двѣ полосы.

Какъ видно изъ черт. 1 при малыхъ λ показатель преломленія меньше единицы. Извѣстно, что на самомъ дѣлѣ всѣ тѣла въ тѣхъ областяхъ спектра, гдѣ они прозрачны, имѣютъ $n > 1$. Нужно предположить, что всѣ тѣла имѣютъ интенсивныя полосы поглощенія въ ультра-фіолетовой части спектра. Кривая дисперсіи при переходѣ черезъ эту полосу, какъ на черт. 1, поднимается надъ осью абсциссъ, n становится больше единицы. Это предположеніе дѣйствительно вѣрно: изслѣдованіе ультра-фіолетовой части затруднено именно потому, что въ этой области почти нѣтъ прозрачныхъ тѣлъ. Поглощаютъ не только твердыя тѣла, но даже газы, такъ что изъ спектрографовъ нужно выкачивать воздухъ, заставляя лучи проходить только черезъ пустоту.

Это соображеніе уже показываетъ, что теорія дисперсіи и поглощенія помогаетъ нѣсколько оріентироваться въ зависимости между измѣненіемъ показателя преломленія съ длиной волны и поглощеніемъ. Наиболѣе существенно было, конечно, изслѣдовать ту область, гдѣ дисперсія имѣетъ характерный ходъ, т. е. в н у т р и полосы поглощенія.

Первыя работы Христіансена и Кундта уже выставили требованіе, чтобы показатель преломленія возросталъ внутри полосъ поглощенія и, какъ видно было, теорія Гельмгольца ему удовлетворила. Вскорѣ затѣмъ Кеттелеръ и Пульфрихъ приступили къ точнымъ количественнымъ измѣреніямъ надъ сильно поглощающими растворами фуксина и ціанина. Пфлюгеръ продолжалъ работу съ твердымъ ціаниномъ и другими красками, причемъ вещество изслѣдовалось въ тончайшихъ, очень острыхъ призмахъ, которыя особымъ спо-



Черт. 2.

собомъ наносились на стекло. Самая тупая призма имѣла уголъ около двухъ минутъ. Результаты измѣреній Пфлюгера даны на черт. 2.

Кривыя Пфлюгера очень похожи на теоретическую кривую рис. 1. Вся кривая дисперсіи поднята надъ осью λ именно потому, что здѣсь разсматривается не гипотетическое тѣло съ одной полосой поглощенія, а дѣйствительно существующее тѣло, которое навѣрное имѣетъ интенсивныя полосы поглощенія гдѣ-то далеко въ ультра-фіолетовой части спектра.

Несмотря на хорошіе экспериментальные результаты, количественная провѣрка теоріи оказалась далеко не легкой. При первой попыткѣ, которую сдѣлалъ Кеттелеръ, обнаружилось, что теорія не удовлетворяется, если взять въ формулахъ (15) и (16) одинъ членъ суммы, т. е. принять, что это одна полоса поглощенія. Нужно было предположить, что полоса поглощенія состоитъ на самомъ дѣлѣ изъ нѣсколькихъ полосъ, расположенныхъ настолько близко одна къ другой, что части ихъ накладываются другъ на друга. Часто въ спектрѣ поглощенія видно непосредственно нѣсколько сосѣднихъ полосъ, напр., въ растворахъ марганцево-кислаго кали. Иногда полосы такъ близки другъ къ другу, что только спектрофотометрическія изслѣдованія указываютъ на нѣсколько максимумовъ поглощенія. Наконецъ, очевидно, бываютъ случаи, что обычными методами нельзя обнаружить сложность полосы и только общій ходъ кривыхъ n и k указываетъ на это.

Кеттелеръ предположилъ, что въ растворѣ ціанина находится 8 слившихся полосъ поглощенія и, вычисливъ постоянныя изъ экспериментальной кривой k, построилъ кривую n. Совпаденіе съ экспериментальной кривой n оказалось удовлетворительнымъ. Такой же анализъ кривыхъ для твердаго ціанина сдѣлалъ Пфлюгеръ. Но подобное примѣненіе формулъ съ большимъ числомъ постоянныхъ далеко не такъ важно и интересно, какъ если бы мы имѣли дѣло съ теоретически простымъ случаемъ одной полосы или, по крайней мѣрѣ, если бы болѣе прямымъ способомъ, а не вычисленіемъ изъ интегральной кривой, могли получить хотя бы нѣкоторыя постоянныя, напр., длины волнъ λ_0 собственныхъ колебаній частицъ, хотя бы даже только число ихъ.

Послѣ работъ Пфлюгера было произведено много изслѣдованій надъ различными поглощающими веществами, твердыми и жидкими; но провѣрка теоретическихъ формулъ (15) и (16) не повторялась, такъ какъ она требуетъ длинныхъ и сложныхъ вычисленій. Но во всѣхъ этихъ опытахъ не обнаружено было качественныхъ противорѣчій съ теоріей, хотя въ отдѣльныхъ случаяхъ ходъ кривыхъ n и k бываетъ чрезвычайно своеобразный. Напр., М. Глаголевъ наблюдалъ въ одномъ окрашенномъ стеклѣ полосу поглощенія, у которой одинъ край чрезвычайно рѣзкій, другой очень расплывчатый. Соотвѣтственно этому и кривая дисперсіи имѣетъ очень рѣзкій изгибъ у рѣзкаго края и плавное теченіе черезъ всю полосу поглощенія.

V. Въ черт. 1 даны кривыя соотвѣтствующія довольно большой величины b въ форм. (15) и (16), какъ это обыкновенно бываетъ въ твердыхъ и жидкихъ тѣлахъ. Если же b очень мало, то кривыя, оставаясь такими же по существу, нѣсколько измѣняютъ свой характеръ.

Чѣмъ b меньше, тѣмъ полоса поглощенія уже, но тѣмъ круче и выше поднимается кривая поглощенія вблизи той длины волны λ_0, которая соотвѣтствуетъ собственнымъ колебаніямъ частицъ. Крутой подъемъ кривой обусловливаетъ рѣзкость краевъ полосы поглощенія. Въ предѣльномъ случаѣ получается тонкая, рѣзкая линія поглощенія. Кривая n тоже получаетъ еще болѣе выраженный аномальный характеръ, т. е. максимумъ и минимумъ ея острѣе, подъемъ отъ минимума къ максимуму происходитъ быстрѣе.

Этотъ типъ дисперсіи и поглощенія реализуется въ парахъ и газахъ. Во всѣхъ изслѣдованныхъ до сихъ поръ случаяхъ спектръ поглощенія паровъ состоитъ изъ тонкихъ линій. Наглядный примѣръ даетъ солнечный спектръ, испещренный безчисленными темными „фраунгоферовыми линіями". Извѣстно, что эти линіи являются результатомъ поглощенія свѣта отъ солнечнаго ядра тѣми парами, которые находятся въ солнечной хромосферѣ. Насколько тонки могутъ быть линіи поглощенія, показываютъ слѣдующія числа.

Въ твердыхъ и жидкихъ тѣлахъ ширина полосы измѣряется обыкновенно десятками $\mu\mu$ ($\mu\mu$ = одна милліонная миллиметра), иногда сотнями. Въ парахъ Na можно получить полосы или вѣрнѣе линіи въ нѣсколько сотыхъ $\mu\mu$. Наконецъ, наблюдая спектръ поглощенія паровъ іода при комнатной температурѣ въ самыхъ сильныхъ спектроскопахъ можно видѣть линіи не шире, чѣмъ нѣсколько тысячныхъ $\mu\mu$.

Пока еще не удалось наблюдать типичный ходъ дисперсіи внутри линій поглощенія. Этому препятствуетъ какъ узость линій, такъ и интенсивность поглощенія свѣта внутри линій. Стало быть изслѣдованію подлежитъ простая формула (13′). Такъ какъ мы всегда остаемся внѣ линіи, въ прозрачной области спектра, то величиной k^2, можно пренебречь сравнительно съ n^2-1. Простой приблизительный подсчетъ показываетъ, что такъ же можно поступить съ членомъ $b^2\lambda^2$ сравнительно съ $(\lambda^2-\lambda_0^2)^2$ въ знаменателѣ форм. (15), а тогда и получается теоретически выведенное здѣсь соотношеніе (13′).

Напомнимъ, что выводъ этого соотношенія основывается главнымъ образомъ на ур. (5) движенія частицъ подъ дѣйствіемъ свѣтовыхъ волнъ, и здѣсь главную роль играетъ предположеніе, что частица притягивается къ положенію равновѣсія пропорціонально первой степени элонгаціи. Только при этомъ предположеніи амплитуда колебаній частицъ пропорціональна амплитудѣ свѣтовой волны. Пересматривая всю цѣпь вывода, можно замѣтить, что только при этомъ предположеніи показатель преломленія (также и коэфф. поглощенія въ (15) и (16)) оказывается независящимъ отъ амплитуды свѣтовой волны, т. е. отъ интенсивности свѣта, тогда какъ всякое другое предположеніе привело бы непремѣнно къ такой зависимости. Извѣстно, что въ прозрачныхъ средахъ n не зависитъ отъ интенсивности свѣта, но пока еще не было произведено соотвѣтствующихъ опытовъ въ крайнемъ скучаѣ, который мы теперь разбираемъ, т. е. въ средахъ, обладающихъ очень узкими интенсивными линіями поглощенія. Фактъ зависимости n и k отъ интенсивности свѣта имѣлъ бы громадное значеніе для теоріи дисперсіи, поэтому нужно остерегаться преждевременныхъ выводовъ изъ полученныхъ экспериментальныхъ данныхъ.

Другое предположеніе, которое было молчаливо сдѣлано при установкѣ ур. (5), заключается въ томъ, что всѣ частицы въ молекулѣ колеблются независимо другъ отъ друга. Но частицы эти могутъ находиться такъ близко одна отъ другой, что колебанія ихъ окажутся въ тѣсномъ взаимодѣйствіи. Это обстоятельство также повело бы къ значительному усложненію ур. (13′). Опытъ долженъ показать, можно ли удовольствоваться простой форм. (13′), или же нужно усложнить теоріи, исправляя тѣ допущенія, которыя были сдѣланы.

Въ парахъ и газахъ слѣдуетъ различать два типа спектровъ поглощенія. Выберемъ представителемъ одного типа пары іода. Если взглянуть на спектръ поглощенія паровъ іода въ спектроскопъ съ большой дисперсіей, то прежде всего поражаетъ чрезвычайная сложность его. Въ узкомъ сравнительно промежуткѣ видны тысячи линій, сильныя и слабыя, рѣзкія и расплывчатыя. Повидимому нѣтъ возможности разобраться въ этой сложности; трудно себѣ представить, какіе запутанные процессы происходятъ въ молекулахъ, гдѣ заключены вибрирующія частицы. Черезъ нѣсколько мгновеній можно однако замѣтить, что линіи расположены не случайно и что существуетъ нѣкоторая закономѣрность въ ихъ положеніи. Изслѣдованіямъ Деланбра мы обязаны выясненіемъ этой закономѣрности. Этимъ типомъ спектра поглощенія, который можно назвать линейчато-полосатымъ, обладаютъ галоиды, пары сѣры и селена, такіе газы, какъ кислородъ. Въ послѣднихъ поглощеніе очень мало, и потому нужно имѣть слой газа въ нѣсколько километровъ, чтобы изслѣдовать спектры поглощенія. Напримѣръ въ солнечномъ спектрѣ наблюдается линейчато-полосатый спектръ поглощенія кислорода, который, какъ доказалъ Н. Егоровъ, получается вслѣдствіе поглощенія въ земной атмосферѣ.

Представителемъ другого типа являются пары натрія, къ нему вообще можно отнести пока только пары щелочныхъ металловъ. Здѣсь прежде всего бросаются въ глаза отдѣльныя интенсивныя линіи, сравнительно рѣдко разставленныя. Какъ извѣстно, для спектровъ лучеиспусканія паровъ металловъ существуетъ также характерная закономѣрность въ расположеніи линій. Особенно хорошо въ этомъ отношеніи изучены Кейзеромъ и Рунге щелочные металлы. Всѣ линіи можно раздѣлить на закономѣрныя серіи. Въ спектрѣ поглощенія появляется только главная серія. Первые члены серіи разставлены широко, въ видимомъ спектрѣ видна только извѣстная натровая линія $\lambda = 589$ $\mu\mu$, слѣдующая линія уже находится въ ультра-фіолетовой части $\lambda = 330$ $\mu\mu$. Дальнѣйшіе члены серіи слѣдуютъ все быстрѣе одна за другой, и наконецъ при $\lambda = 241$ $\mu\mu$ сгущается очень большое число линій—здѣсь долженъ быть конецъ серіи. Наиболѣе интенсивно поглощеніе въ первомъ членѣ серіи, во второмъ оно уже приблизительно въ 300 разъ слабѣе, въ остальныхъ еще слабѣе.

Если плотность паровъ натрія повысить, то въ сине-зеленой части спектра и въ красной, слѣдовательно, съ той и другой стороны отъ перваго члена главной серіи (желтая линія D) появляются линейчатыя полосы. Повидимому и другіе члены серіи сопровождаются подобными полосами. Какъ видно, спектръ поглощенія очень сложный. Детальнымъ изслѣдованіемъ его въ особенности много занимался Вудъ. Онъ показалъ также, что повидимому очень сложенъ молекулярный механизмъ, который обусловливаетъ этотъ спектръ. Дѣйствительно, если освѣтить пары натрія интенсивнымъ свѣтомъ, то они ярко флюоресцируютъ, причемъ спектръ флюоресценціи очень сложный. Вудъ въ особенности обращаетъ вниманіе на то, что желтая линія *D* появляется въ спектрѣ флюоресценціи, если освѣтить пары сине-зеленымъ свѣтомъ. Надо думать, что есть связь между тѣми частями механизма, которыя даютъ сине-зеленую полосу и интенсивную желтую линію *D*.

Съ другой стороны, если освѣтить пары натрія исключительно свѣтомъ яркаго желтаго пламени горѣлки съ раскаленными парами натрія, то линія *D* тоже появляется въ спектрѣ флюоресценціи. Слѣдовательно, если періодъ падающей свѣтовой волны близко совпадаетъ съ періодомъ колебанія частицъ, то появляется флюоресценція, частицы начинаютъ интенсивно колебаться, испускать свѣтъ того-же періода. Въ чемъ заключается сложный механизмъ флюоресценціи—пока неизвѣстно. Во всякомъ случаѣ полученныя пока теоретическія уравненія не учитываютъ этого явленія, равно какъ не учитываютъ и сложной связи вибрирующихъ частицъ.

Несмотря на всю эту сложность, пары натрія являются наиболѣе удобнымъ въ экспериментальномъ отношеніи объектомъ для изслѣдованія дисперсіи около тонкихъ линій поглощенія, въ особенности около желтой линіи *D*. Какъ мы видѣли другіе члены серіи слабы и отстоятъ далеко, линейчато-полосатыя части спектра также очень слабы. Такимъ образомъ въ первомъ и достаточномъ приближеніи можно принять, что ходъ дисперсіи въ видимой части спектра отъ краснаго до зеленаго опредѣляетъ одна желтая линія *D*. На самомъ дѣлѣ всѣ линіи главной серіи состоятъ изъ двойниковъ и мы имѣемъ не простую линію *D*, а двѣ близко лежащія линіи D_1 и D_2.

Изслѣдованіе дисперсіи около этихъ линій давно уже привлекало экспериментаторовъ. Уже Кундту удалось наблюсти предположенные теоріей рѣзкіе изгибы кривой дисперсіи въ пламени бунзеновской горѣлки съ парами *Na*, которому была придана призматическая форма. Но какъ Кундтъ, такъ и другіе позднѣйшіе наблюдатели ограничились качественной стороной явленія. Пламя измѣнчиво, употреблять его какъ призму неудобно, между тѣмъ пары *Na* нельзя заключить въ сосудъ съ прозрачными стѣнками, такъ какъ они разъѣдаютъ всѣ извѣстныя прозрачныя вещества. Это затрудненіе было побѣждено Вудомъ, однимъ изъ талантливѣйшихъ современныхъ оптиковъ-экспериментаторовъ. Въ трубку, закрытую съ двухъ сторонъ стеклянными пластинками, кладутъ посерединѣ кусочекъ *Na*, выкачиваютъ воздухъ и нагрѣваютъ снизу острымъ пламенемъ горѣлки *Na* испаряется. Образуется нѣчто вродѣ призмы, или скорѣе неоднороднаго цилиндра паровъ съ уменьшающейся плотностью снизу вверхъ. Подобный цилиндръ дѣйствуетъ приблизительно, какъ призма. Свѣтъ отъ горизонтальной щели проходитъ черезъ эту призму, изображенія щели проектируется на вертикальную щель спектроскопа. Въ окулярѣ спектроскопа, пока нѣтъ паровъ *Na*, видна тонкая горизонтальная линія, когда же *Na* нагрѣть, и призма изъ паровъ находится на пути лучей, то горизонтальная линія смѣщается внизъ въ тѣхъ областяхъ спектра, гдѣ показатель преломленія меньше единицы и вверхъ тамъ, гдѣ онъ >1. Вблизи линій D_1 и D_2 измѣненіе показателя преломленія съ длиной волны происходитъ очень быстро, и линія круто изгибается вверхъ и внизъ. Это такъ называемый методъ скрещенныхъ призмъ Кундта. Такъ какъ уголъ призмы изъ паровъ неизвѣстенъ, что измѣрить n нельзя, но зная n для одной длины волны, можно вычислить его и для другихъ, такъ какъ смѣщенія горизонтальной линіи въ различныхъ точкахъ спектра пропорціональны $n-1$.

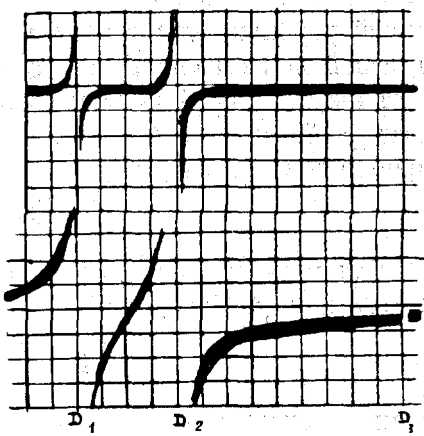
Чтобы измѣрить n для одной длины волны, Вудъ видоизмѣнилъ опытъ. Трубка съ Na нагрѣвалась не горѣлкой, а спиралью изъ проволоки, по которой проходилъ токъ. При этомъ получается однородный цилиндръ паровъ, который довольно рѣзко обрывается тамъ, гдѣ находится начало и конецъ спирали. Подобную трубку Вудъ помѣщалъ на пути одного изъ лучей интерферометра Майкельсона. При нагрѣваніи спирали токомъ появляющіеся пары вводили нѣкоторую разность хода, которую и можно было измѣрить, считая проходившія черезъ поле зрѣнія интерференціонныя полосы. Зная длину столба паровъ (длину спирали) можно было вычислить показатель преломленія для данной длины волны. Это было сдѣлано для линіи гелія D_3, длина волны которой (5875) очень близка къ длинѣ волны линіи D_2 (5890). Пары имѣли опредѣленную температуру (644°) слѣдовательно и опредѣленную плотность, а такъ какъ $n-1$ пропорціонально плотности паровъ, то результаты, полученные по методу скрещенныхъ призмъ можно было привести въ соотвѣтствіе съ измѣреннымъ показателемъ преломленія для линіи гелія.

Опытъ показалъ, что дѣйствительно для всѣхъ длинъ волнъ < 5890, показатель преломленія < 1, а для всѣхъ длинъ волнъ > 5896, онъ > 1. Въ особенности интересна дисперсія около линій и между линіями D_1 и D_2. Помѣстивъ передъ окуляромъ спектроскопа стеклянную пластинку, раздѣленную на квадратики, Вудъ зарисовалъ слѣдующую картину (черт. 3). D_3 указываетъ положеніе линіи гелія, D_1 и D_2—линіи Na. Верхній чертежъ соотвѣтствуетъ малому нагрѣву трубки, слѣдовательно, слабо преломляющей призмы паровъ, нижній—бо́льшему нагрѣву.

При измѣреніи съ интерферометромъ для линіи гелія былъ вычисленъ при температурѣ 644° паровъ натрія $n = 0{,}9954$. Пользуясь черт. 3, можно измѣрить для той-же температуры n для болѣе близкихъ лучей. При этомъ получилось:

$$\lambda = 5875;\quad 5885;\ 5886{,}6;\ 5888{,}4;\ 5889{,}6$$
$$n = 0{,}9908;\ 0{,}9870;\ 0{,}9740;\ 0{,}9443;\quad 0{,}614.$$

Опыты Вуда опять даютъ доказательство тому, что теорія въ главныхъ чертахъ правильно объясняетъ явленіе дисперсіи.



Черт. 3.

Вдали отъ линій поглощенія его измѣренія довольно точны и хорошо удовлетворили формулѣ (13′) съ однимъ членомъ. Конечно, провѣркѣ подлежитъ формула съ двумя членами

$$n^2 = 1 + \frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}, \qquad (13'').$$

(здѣсь a_1 и a_2 поставлены вмѣсто соотвѣтствующихъ для каждой линіи величинъ $\frac{Ne^2\lambda_0^2}{m\pi}$), но λ_1 и λ_2 такъ мало отличаются другъ отъ друга, что для далекихъ λ можно приближенно производить вычисленія такъ, какъ будто-бы у насъ была только одна линія поглощенія. Тѣ близкія къ D_1 и D_2 части спектра, которыя даны на рис. 5, требуютъ формулы (13″), но здѣсь измѣренія были очень неточны.

Авторъ даннаго очерка предпринялъ болѣе точныя измѣренія по методу Пуччіанти, который можетъ дать гораздо болѣе надежные результаты. Этотъ методъ настолько простъ и изященъ и вмѣстѣ съ тѣмъ такъ часто употребляется теперь при изслѣдованіи аномальной дисперсіи, что на немъ стоитъ остановиться нѣсколько дольше.

Пусть два пучка бѣлаго свѣта, интерферируя въ какомъ-нибудь интерферометрѣ, даютъ горизонтальныя полосы на вертикальной щели спектроскопа. Возьмемъ ось y въ вертикальномъ направленіи снизу вверхъ, параллельно щели. Разность хода Δ обоихъ лучей различна для различныхъ точекъ щели. Для нулевой полосы она равна нулю. Возьмемъ точку пересѣченія нулевой полосы со щелью за начало ординатъ y. Тогда въ большинствѣ интерферометровъ Δ пропорціональны y:

$$\Delta = ly.$$

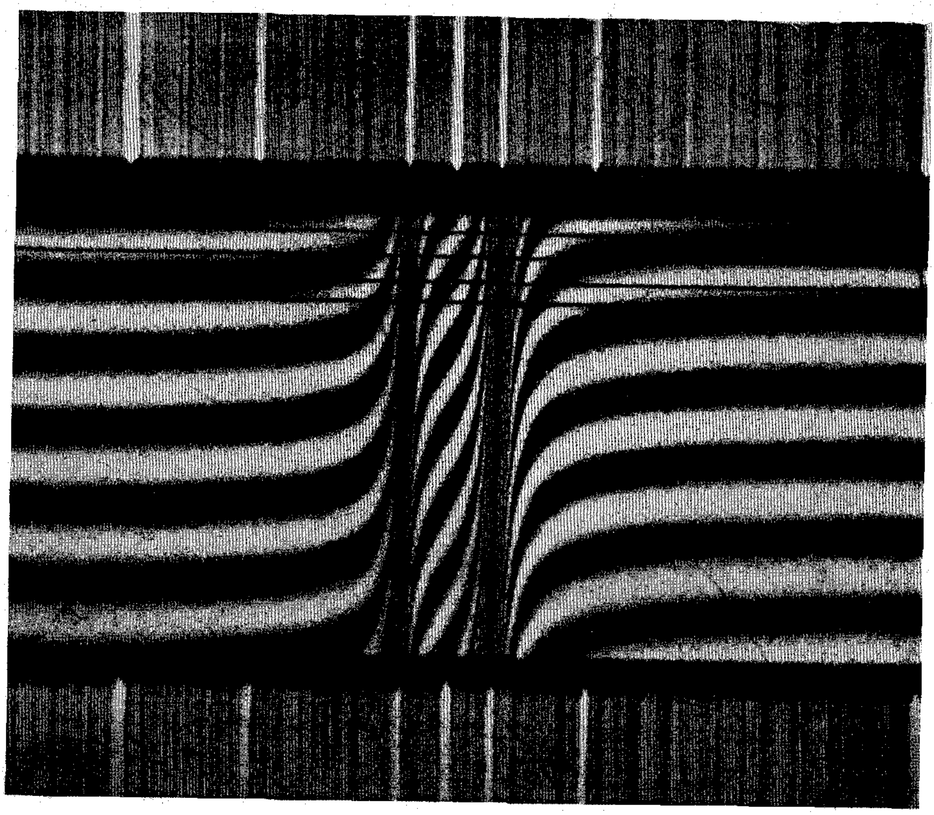
Для максимума первой полосы $\Delta = \lambda$, для второй $\Delta = 2\lambda$ и т. д. Ясно, что

$$ly_k = k\lambda,$$

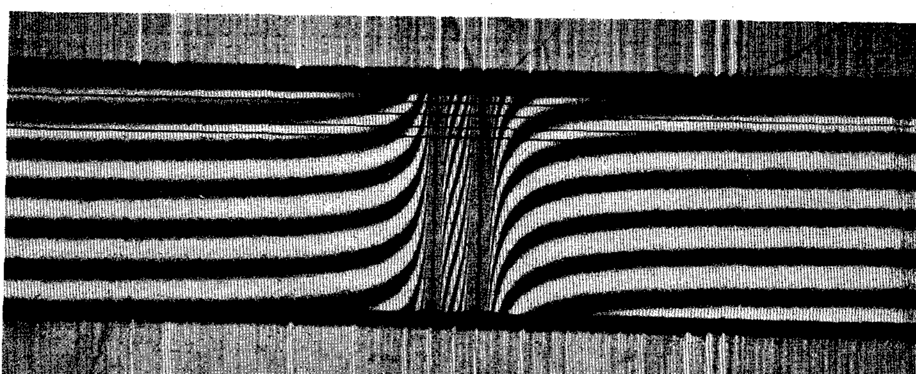
если обозначить черезъ y_k ординату k—той полосы.

Въ спектроскопѣ мы можемъ разсматривать λ, какъ абсциссу, и послѣднее уравненіе, какъ уравненіе максимовъ полосъ интерференціи. Всѣ онѣ прямыя, очень мало наклоненныя къ оси абсциссъ, центральная полоса ($k=0$) лежитъ по оси абсциссъ. Если на пути одного изъ лучей помѣстить пластинку преломляющаго вещества толщины d съ показателемъ преломленія n, то будетъ введена разность хода—$(n-1)\,d$, и опять для нулевой полосы $\Delta-(n-1)\,d = 0$, для первой $= \lambda$, для второй$=2\lambda$, и т. д.

$$\Delta-(n-1)\,d = k\lambda.$$
$$ly'_k-(n-1)\,d = k\lambda\,.,$$



Черт. 4.

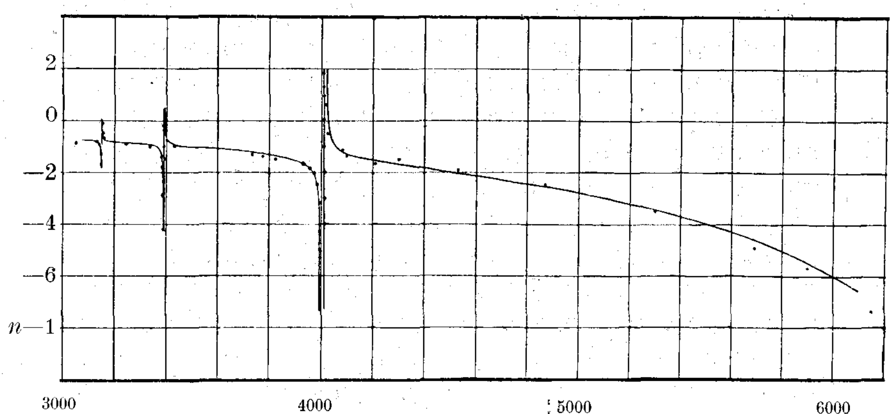


Черт. 5.

если обозначить черезъ y'_k ординату k—той полосы послѣ введенія пластинки. Для нулевой полосы $y'_0 = \frac{(n-1)d}{l}$. До введенія пластинки $y_0 = 0$, значитъ по-полоса нулевого порядка перемѣстилась. Если положимъ $n - 1 = f(\lambda)$, то ясно, что въ спектроскопѣ нулевая полоса прямо начертитъ кривую $y'_0 = \frac{f(\lambda)d}{l}$, которая дастъ показатель преломленія, какъ функцію длины волны. Масштабъ кривой зависитъ отъ величинъ d и l. Сосѣднія съ нулевой по порядку полосы въ узкой области спектра начертятъ почти точно параллельныя съ ней кривыя.

На черт. 4 мы видимъ картину, которая наблюдается въ спектроскопѣ, когда на пути одного луча находится столбъ паровъ натрія. Средняя часть чертежа соотвѣтствуетъ вполнѣ рисунку, сдѣланному Вудомъ. Ясно видно какъ рядомъ съ линіями поглощенія широкія черныя интерференціонныя полосы быстро изгибаются и вытягиваются въ тонкія линіи. Четыре черныя горизонтальныя линіи—изображенія проволочекъ натянутыхъ на щели—служатъ для опредѣленія оси абсциссъ. Внизу и наверху видны линіи спектра желѣза, которыя даютъ возможность опредѣлить длину волны, соотвѣтствующую какой-нибудь точкѣ чертежа. Измѣряя положеніе середины интерференціонной полосы можно прослѣдить измѣненіе показателя преломленія до непосредственной близости съ линіями поглощенія, въ отдѣльныхъ случаяхъ до $^1/_{15}$ разстоянія между линіями D_1 и D_2. Черт. 4 представляетъ увеличенный въ 10 разъ оригинальный снимокъ явленія. Черт. (5) даетъ въ пятикратномъ увеличеніи слѣдующую стадію явленія, т. е. при вдвое большей плотности паровъ *Na*. Дисперсія становится вдвое больше, видно напримѣръ какъ интерференціонныя полосы между линіями D_1 и D_2 становятся гораздо болѣе наклонными къ оси длинъ волнъ. Оба эти снимка подвергались измѣреніямъ.

Результаты измѣреній показываютъ, что формула (13") очень хорошо оправдывается. Только очень близко къ линіямъ поглощенія замѣчаются небольшія систематическія отклоненія, которыя еще не имѣютъ рѣшающаго значенія и только указываютъ путь, по которому слѣдуетъ направить дальнѣйшія изслѣдованія. Повидимому указаніе на сложность механизма колеблющихся частицъ слѣдуетъ искать еще ближе къ линіямъ



Черт. 6.

поглощенія, чѣмъ это удалось сдѣлать до сихъ поръ, или даже внутри линій поглощенія.

Биванъ продолжалъ работы по способу Вуда, увеличивая по возможности матеріалъ для наблюденій, т. е. обращаясь къ другимъ щелочнымъ металламъ, изслѣдуя другіе члены серій. Такъ онъ изслѣдовалъ пары литія, калія, рубидія. Въ особенности полно изслѣдованы пары рубидія, гдѣ наблюдалась аномальная дисперсія при 6 членахъ серій, причемъ каждый изъ нихъ является двойникомъ. На черт. 6 изображена кривая дисперсія для 3 двойниковъ. По оси абсциссъ отложены длины волнъ, по оси ординатъ относительныя величины n—1. Точки на чертежѣ соотвѣтствуютъ измѣреннымъ величинамъ. Показатель преломленія здѣсь почти вездѣ меньше единицы. Направо кривая приближаясь къ первому члену серіи, двойнику 7950;7806 (въ единицахъ Ангстрема = 0,1 $\mu\mu$) все быстрѣе и быстрѣе падаетъ внизъ. Вліяніе этого двойника громадно, сравнительно съ вліяніемъ высшихъ членовъ серіи, которыя на чертежѣ производятъ на видъ только мѣстныя возмущенія кривой. Соотвѣтственно тремъ двойникамъ чертежа и главному двойнику Биванъ пишетъ формулу (13") съ восемью членами. Въ линейчато-полосатыхъ спектрахъ перваго типа нужно было бы взять уже тысячи членовъ, такъ какъ тамъ можно видѣть по методу Пуччіанти аномальные изгибы кривой дисперсіи около каждой линіи поглощенія.

Биванъ вычислилъ изъ своихъ опытовъ относительныя величины a_1, a_2, и т. д. (форм. 13"). Эти величины равны $\frac{Ne^2\lambda_0{}^2}{m\pi}$, гдѣ для каждой линіи поглощенія всѣ буквы могутъ имѣть разныя значенія. Расщепленіе линій въ магнитномъ полѣ (явленіе Зеемана) указываетъ на то, что колеблющимися частицами, которымъ соотвѣтствуютъ линіи поглощенія главной серіи щелочныхъ металловъ, являются электроны. Для нихъ извѣстны величины $\frac{e}{m}$ и e. Зная λ_0 можно вычислить и величины N, т. е. число соотвѣтствующихъ каждой линіи электроновъ въ 1 куб. см. Опыты Бивана показали, что a_1 приблизительно въ 250—500 разъ больше, чѣмъ a_2. Въ свою очередь a_2 въ 7—10 разъ больше a_3 и т. д. Это значитъ, что числа N убываютъ по мѣрѣ перехода къ высшимъ членамъ серіи.

Съ другой стороны Лоріа для паровъ Na опредѣлилъ абсолютную величину a, причемъ онъ зналъ и плотность паровъ Na, т. е. число молекулъ въ 1 куб. см. Оказалось, что число N для линіи D_2 натрія по крайней мѣрѣ въ 200 разъ меньше, чѣмъ число молекулъ. Слѣдуетъ заключить, что изъ двухсотъ молекулъ только одна обладаетъ вибрирующимъ электрономъ, если оставаться на точкѣ зрѣнія существующей до сихъ поръ теоріи. Въ высшихъ членахъ серіи по опытамъ Бивана число соотвѣтствующихъ электроновъ еще гораздо меньше числа молекулъ. Вопросъ, почему это такъ—остается пока совершенно открытымъ. Можетъ быть молекулы паровъ различны, въ однихъ находятся соотвѣтствующія данной линіи электроны, въ другихъ нѣтъ, можетъ быть закономѣрности въ длинахъ волнъ членовъ серіи указываютъ на неизвѣстныя связи между различнымъ образомъ расположенными въ молекулахъ электронами и требуютъ соотвѣтствующаго исправленія теоріи. Къ совершенно аналогичнымъ результатамъ пришелъ Ж. Беккерель, работая съ другимъ матеріаломъ. Извѣстно, что растворы солей рѣдкихъ земель, напр., неодима, празеодима, эрбія и т. д., обладаютъ очень тонкими полосами поглощенія. Тоже наблюдается и въ минералахъ, содержащихъ рѣдкія земли. Помѣстивъ подобные минералы въ жидкій воздухъ Ж. Беккерель замѣтилъ, что полосы становится гораздо чернѣе и тоньше, часто онѣ почти также тонки, какъ и линіи поглощенія паровъ. Вмѣстѣ съ тѣмъ въ магнитномъ полѣ онѣ расщепляются, отсюда можно вычислить $\frac{e}{m}$, которое получается очень близкимъ къ той же величинѣ для катодныхъ лучей. Слѣдовательно необходимо предположить, что и въ рѣдкихъ земляхъ вибрирующей частицей является электронъ. Такимъ образомъ опять изъ дисперсіи можно было вычислить число N колеблющихся электроновъ, и опять оно оказалось значительно меньше числа молекулъ.

VI. Въ опытахъ Ж. Беккереля интересенъ въ особенности тотъ фактъ, что ширина полосъ поглощенія становится меньше при низкихъ температурахъ. Онъ изслѣдовалъ это явленіе ближе и нашелъ, что ширина приблизительно пропорціональна корню квадратному изъ абсолютной температуры. Мы уже видѣли, что ширина полосъ тѣмъ меньше, чѣмъ меньше величина b въ форм. (15) и (16). По форм. (17) величина b пропорціональна коэффиціенту тренія h. Въ узкихъ полосахъ можно принять приближенно, что ширина полосъ пропорціональна b. Слѣдовательно опытъ Беккереля показываетъ, что b пропорціально корню квадратному изъ абсолютной температуры. Еще до опытовъ Беккереля Лоренцъ старался ближе выяснить причины затуханія колебанія частицъ и далъ теорію построенную на слѣдующихъ основаніяхъ.

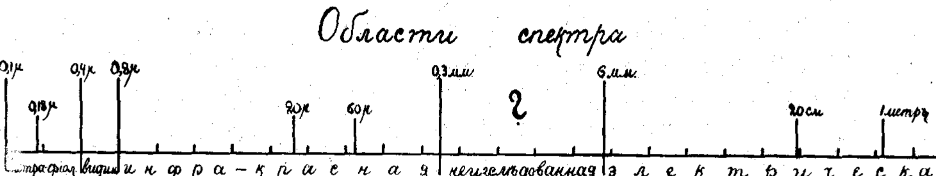
Представимъ себѣ, что молекулы, несущія вибрирующія частицы съ громадной быстротой движутся взадъ и впередъ и непрерывно сталкиваются одна съ другой, какъ это слѣдуетъ изъ кинетической теоріи газовъ. Столкновеніе, вообще говоря, должно совершенно измѣнить режимъ колебаній частицы, т. е. измѣнить ихъ фазу и амплитуду, иначе говоря при столкновеніи старое колебаніе прекращается, начинается новое. Слѣдовательно, мы можемъ себѣ представить дѣло такъ, какъ будто существующія колебанія то въ той, то въ другой молекулѣ внезапно обрываются. Это только напоминаетъ намъ процессъ постепеннаго паденія амплитуды вслѣдствіе фиктивнаго тренія. Лоренцъ показалъ, что при переходѣ къ среднимъ величинамъ,—а это можно сдѣлать, такъ какъ число столкновеній въ секунду громадно,—вопросъ поддается аналитическому изслѣдованію и сводится почти къ полученной уже схемѣ. Поглощеніе происходитъ такъ, какъ будто бы существовала сила тренія, пропорціонально скорости задерживающая движеніе колеблющихся частицъ. Коэффиціентъ тренія пропорціоналенъ числу столкновеній въ секунду. Какъ извѣстно изъ кинетической теоріи газовъ, число столкновеній пропорціонально средней скорости движенія молекулъ, т. е. квадратному корню изъ абсолютной температуры. Такимъ образомъ объясняются результаты, полученные Беккерелемъ. Вмѣстѣ съ тѣмъ въ моментъ столкновеній, избытокъ колебательной энергіи частицъ внутри молекулъ превращается въ энергію безпорядочнаго движенія молекулъ, т. е. въ тепловую энергію.

Теорія объясняетъ и поглощеніе свѣта и нагрѣваніе тѣла, какъ результатъ поглощенія. Далѣе, теорія Лоренца не различаетъ столкновенія двухъ одинаковыхъ молекулъ съ вибрирующими частицами отъ столкновенія двухъ разнородныхъ молекулъ. Иначе говоря можно увеличить поглощеніе газа, повышая его плотность простымъ сжатіемъ, но можно увеличить поглощенія и накачивая въ сосудъ посторонній, не поглощающій газъ, т. е. повышая общую плотность смѣси. Въ обоихъ случаяхъ число столкновеній въ единицу времени возрастаетъ. Дѣйствительно, подобное явленіе замѣчалось въ опытахъ К. Ангстрема надъ поглощеніемъ инфракрасныхъ лучей въ углекислотѣ. Несомнѣнно, что поглощеніе возрастаетъ при увеличеніи общей плотности, но теперь многіе опыты Вуда и другихъ изслѣдователей показываютъ, что все таки вопросъ гораздо сложнѣе, чѣмъ можно было думать. Приведемъ одинъ очень характерный опытъ Вуда съ поглощеніемъ паровъ ртути въ ультра-фіолетовой части спектра. Если нагрѣвать ртуть въ пустотѣ, то узкая сначала полоса поглощенія паровъ при повышеніи температуры быстро расширяется въ сторону малыхъ длинъ волнъ, противоположный же край остается на прежнемъ мѣстѣ. Въ присутствіи же напр., водорода (или другого газа) полоса расширяется сначала симметрично въ обѣ стороны, затѣмъ, получивъ опредѣленную ширину, продолжаетъ расширяться только въ сторону большихъ длинъ волнъ. Такихъ примѣровъ и даже еще болѣе сложныхъ можно было бы привести много. Теорія Лоренца ихъ не объясняетъ

Въ предыдущемъ мы касались явленій дисперсіи и поглощенія въ тѣхъ областяхъ спектра, гдѣ можно было ожидать наиболѣе характернаго хода явленій, т. е. вблизи и внутри линій поглощенія. Опыты показываютъ, насколько сложенъ механизмъ, заключенный въ молекулахъ и атомахъ. Часто теорія совершенно не можетъ дать отчета въ происходящихъ явленіяхъ, иногда виденъ проблескъ, какъ будто рядъ фактовъ закономѣрно координируется. Во всякомъ случаѣ можно считать установленнымъ, что колебанія частицъ въ молекулахъ являются причиной многихъ оптическихъ явленій. Объясненіе того, что происходитъ въ прозрачныхъ областяхъ спектровъ, нужно искать в н у т р и линій поглощенія. Правильность общей точки зрѣнія на явленія есть уже цѣнное пріобрѣтеніе. Не забудемъ, что мы не касались многихъ оптическихъ явленій, теорія которыхъ часто базируется на изложенныхъ здѣсь основаніяхъ. И тамъ тоже иногда опытъ и теорія идутъ совершенно параллельно, общія черты явленія схвачены, повидимому, правильно, хотя часто необъяснимые пока факты указываютъ на необходимость переработки теоріи.

VII. До сихъ поръ были изложены наблюденія почти исключительно въ видимой части спектра. Здѣсь средства экспериментатора гораздо больше, лучше можно разобраться въ деталяхъ явленій. Но, какъ извѣстно, видимый спектръ представляетъ только малую часть в с е г о спектра. Съ точки зрѣнія теоріи какая-нибудь среда будетъ вполнѣ охарактеризована, если будутъ извѣстны в с ѣ линіи или полосы поглощенія и ихъ взаимная связь. Поэтому теперь мы обратимся къ тѣмъ наблюденіямъ, которыя иными методами и приборами направлены къ тому, чтобы увеличить область изслѣдованія.

На черт. 7 представленъ весь спектръ въ шкалѣ октавъ или, что то же самое, вмѣсто длинъ волнъ нанесены для удобства обозрѣнія ихъ логарифмы. Отдѣльныя области отличаются другъ отъ друга по методамъ изслѣдованія. Область $\lambda < 0{,}1\mu$ еще совсѣмъ не изслѣдована. Экспериментальныя затрудненія здѣсь заключаются въ фактѣ, указанномъ на стр. 77. Всѣ тѣла сильно поглощаютъ свѣтъ, даже газы, напр., кислородъ.



Черт. 7.

Въ ультра-фіолетовой области, начиная съ $0{,}18\mu$ до $0{,}1\mu$, эти затрудненія уже сильно даютъ себя чувствовать. Путь лучей въ спектрографахъ долженъ лежать въ пустотѣ, и потому Шуманъ построилъ такъ наз. вакуумъ-спектрографъ. Желатина фотографическихъ пластинокъ также сильно поглощаетъ свѣтъ; послѣ долгихъ работъ Шуманъ изобрѣлъ особыя пластинки, въ которыхъ бромистое серебро лежитъ прямо на стеклѣ, безъ связующаго вещества. Въ этой области работали пока только Шуманъ и Лиманъ.

Начиная отъ $0{,}18\mu$ до $0{,}4\mu$ можно пользоваться обыкновенными спектрографами съ кварцевыми призмами и вогнутыми диффракціонными рѣшетками. Изслѣдованіе спектровъ поглощенія различныхъ веществъ, особенно органическихъ, представляетъ обычный типъ работъ въ настоящее время.

Въ видимой части отъ 0,4μ вплоть до 0,8μ, кромѣ, конечно, окулярныхъ наблюденій, можно пользоваться и фотографическимъ методомъ, благодаря сдѣланнымъ за послѣдніе годы успѣхамъ въ сенсибилизаціи пластинокъ къ крайнимъ краснымъ лучамъ.

Фотографическій методъ примѣнимъ даже до 1,4μ, но полученіе чувствительныхъ къ этимъ лучамъ эмульсій уже затруднительно и составляетъ предметъ отдѣльныхъ изслѣдованій. Обычнымъ методомъ для изслѣдованія инфракрасной части спектра отъ 0,8μ до крайняго предѣла 0,3 мм. является тепловое дѣйствіе лучистой энергіи. Этимъ дѣйствіемъ пользуются также въ отдѣльныхъ случаяхъ и въ видимой, даже въ ультрафіолетовой областяхъ. Пріемниками энергіи служатъ: 1) термостолбикъ, 2) болометръ, 3) радіометръ, 4) радіомикрометръ. Всѣ эти приборы обладаютъ теперь высокой степенью чувствительности къ нагрѣвающему дѣйствію падающихъ лучей. Смотря по выработкѣ соотвѣтствующаго прибора въ рукахъ отдѣльнаго экспериментатора, то тотъ, то другой изъ нихъ является наиболѣе точнымъ, чувствительнымъ или удобнымъ. Послѣднее время въ особенности разрабатывался радіомикрометръ (короткая замкнутая петля изъ двухъ спаянныхъ проволокъ, подвѣшенныхъ на тонкой нити въ магнитномъ полѣ; падающіе лучи нагрѣваютъ одинъ изъ спаевъ, возникающій въ петлѣ токъ заставляетъ ее поворачиваться въ магнитномъ полѣ) П. Лебедевымъ. При помощи радіомикрометра были произведены и послѣднія замѣчательныя работы Рубенса.

Длина волны въ инфракрасномъ спектрѣ измѣрялась до послѣдняго времени исключительно при помощи диффракціи въ рѣшеткахъ. Послѣ того какъ этимъ путемъ Рубенсъ и Пашенъ детально изучили дисперсію каменной соли (*NaCl*), явилась возможность пользоваться спектрометрами съ призмами изъ каменной соли для точныхъ изслѣдованій до длинъ волнъ въ 20μ. Въ лабораторіи покойнаго П. Лебедева предпринята постройка спектрографа для этой области спектора, автоматически записывающаго кривую поглощенія. Далѣе 20μ призматическій методъ непримѣнимъ, такъ какъ сами призмы сильно поглощаютъ лучи. Для областей болѣе далекихъ новые результаты получилъ Рубенсъ по методу „остаточныхъ лучей".

Этотъ методъ заключается въ слѣдующемъ. Какъ извѣстно, для прозрачныхъ тѣлъ отражательная способность R, т. е. отношеніе интенсивности отраженнаго луча къ интенсивности падающаго нормально къ поверхности дается выраженіемъ

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \qquad (19).$$

Для сильно поглощающихъ тѣлъ это выраженіе невѣрно; вмѣсто него теорія приходитъ къ болѣе полной формулѣ

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \qquad (20).$$

Если k мало, то обратно получается формула (19) Френеля. Только внутри интенсивныхъ полосъ k имѣетъ значительную величину и, слѣдовательно, R близко къ единицѣ. Съ обѣихъ сторонъ внѣ полосы поглощенія интенсивность отраженнаго свѣта обусловливается по (19) только величиной показателя преломленія. Слѣдовательно, если на тѣло, обладающее интенсивной полосой поглощенія, падаютъ лучи различныхъ длинъ волнъ, то значительно сильнѣе отразятся тѣ, которые соотвѣтствуютъ именно полосѣ поглощенія, другими словами, тѣло обладаетъ избирательнымъ отраженіемъ, которое тѣмъ больше, чѣмъ больше k. Иногда получается очень интенсивное отраженіе; тогда говорятъ, что окрашенное тѣло имѣетъ металлическій блескъ. Такъ, кристаллическая краска ціанинъ имѣетъ зеленый металлическій блескъ. Такимъ же образомъ объясняется и блескъ крыльевъ нѣкоторыхъ насѣкомыхъ, напримѣръ, жуковъ. Формула (20) примѣнима не только къ діэлектрикамъ, но и къ металламъ. И тамъ тоже сильная отражательная способность обусловливается большой величиной коэффиціента поглощенія k.

Пусть лучи, соотвѣтствующіе серединѣ полосы поглощенія, отражаются въ 5 разъ сильнѣе, чѣмъ лучи внѣ полосы. Если заставить ихъ еще разъ отразиться отъ такой же поверхности, то отношеніе будетъ уже не 5, а 25, при троекратномъ отраженіи — 125 и т. д. Такимъ образомъ можно выдѣлить нѣкоторый болѣе или менѣе узкій комплексъ лучей. За неимѣніемъ возможности пользоваться отдѣльными спектральными линіями, какъ въ видимомъ или ультра-фіолетовомъ спектрѣ, или выдѣлять щелью монохроматическій пучекъ лучей изъ сплошного спектра, этотъ методъ остаточныхъ лучей является единственнымъ для области отъ 20μ до 120μ. Два года тому назадъ извѣстная область инфракрасной части ограничивалась длиной волнъ въ $61{,}1\mu$ — остаточными лучами сильвина (KCl). Каменная соль имѣетъ остаточные лучи $\lambda = 51{,}2\mu$. Длина волны этихъ лучей была измѣрена диффракціонной рѣшеткой изъ ряда тонкихъ, параллельно другъ другу натянутыхъ проволокъ. Такая рѣшетка разбрасываетъ лучи во множество тѣсно расположенныхъ спектровъ, интенсивность лучей чрезвычайно уменьшается и такимъ образомъ измѣреніе становится едва возможнымъ. Замѣтимъ къ тому же, что въ сплошномъ спектрѣ (абсолютно чернаго тѣла) интенсивность лучей убываетъ обратно пропорціонально четвертой степени длины волны. При 60μ она уже очень мала. Правда, интенсивность ростетъ пропорціонально температурѣ тѣла, но пропорціонально ея четвертой степени (законъ Стефана) ростетъ интенсивность всего спектра. Поэтому очистка методомъ остаточныхъ лучей становится все болѣе затруднительной, требуетъ бо́льшаго числа отраженій, уменьшается значительно и интенсивность выдѣляемаго пучка.

То обстоятельство, что кварцъ становится въ значительной мѣрѣ прозрачнымъ къ лучамъ большой длины волнъ, начиная съ 50μ, позволило Рубенсу и Холльнагелю вмѣсто диффракціонной рѣшетки примѣнить интерферометръ изъ кварцевыхъ пластинокъ. Потеря энергіи въ этомъ приборѣ значительно меньше, чѣмъ въ диффракціонныхъ рѣшеткахъ, и потому отдѣльныя точки измѣреній можно было закинуть гораздо дальше въ область инфра-красныхъ лучей. Такъ найдены были остаточные лучи для бромистаго калія 75,6μ и 86,5μ, для іодистаго калія 96,7μ, исправлены прежнія измѣренія для каменной соли и сильвина, гдѣ комплексы остаточныхъ лучей оказались двойными. При усовершенствованіи всей установки Рубенсомъ и Вудомъ удалось даже дойти до 116μ (остаточные лучи известковаго шпата). Наконецъ, изучая различные источники тепловыхъ лучей, Рубенсъ и Бейеръ нашли, что ртутная дуга въ кварцевомъ сосудѣ даетъ расплывчатый комплексъ лучей очень большой длины волнъ. Пропустивъ лучи черезъ черный картонъ, причемъ неоднородность комплекса уменьшается, они измѣрили его длину волны $\lambda = 313\mu$ при помощи интерферометра. Въ настоящій моментъ это предѣлъ измѣреннаго, послѣ $\lambda = 0,3$ мм. неизслѣдованная область простирается до $\lambda = 6$ мм.

Несмотря на все остроуміе и талантливость изслѣдователей въ области длинныхъ волнъ инфракраснаго спектра, сколько нибудь систематическое изученіе различныхъ веществъ имѣется только до 10—15 μ, въ остальной широкой области только тамъ и здѣсь разбросаны отдѣльныя изслѣдовательныя точки.

Въ такомъ же положеніи находится часть электрическаго спектра. П. Лебедевъ получилъ самыя короткія волны въ 6 мм., но имѣются только единичныя измѣренія до $\lambda = 20$ см. Въ области отъ 20 см. до 100 см. сдѣланы систематическія измѣренія для нѣсколькихъ веществъ Р. Колли.

По существу методы изслѣдованія электрическаго спектра отличаются отъ методовъ примѣняемыхъ въ другихъ областяхъ. Здѣсь лучеиспускаетъ не раскаленное тѣло съ безчисленными вибраторами, а о д и н ъ вибраторъ, по размѣрамъ котораго можно вычислить длину волны. Обычный способъ заключается въ томъ, что электромагнитныя волны, распространяясь вдоль проволокъ, даютъ стоячія волны, длина которыхъ измѣряется въ воздухѣ и въ изучаемой жидкости. Отношеніе длинъ волнъ и даетъ показатель преломленія. Такимъ методамъ Друде открылъ аномальную дисперсію и поглощеніе электрическихъ волнъ.

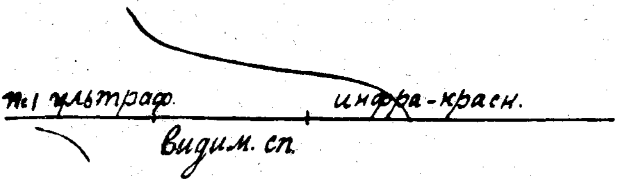
Отдѣльныя измѣренія для короткихъ сравнительно волнъ сдѣланы были при помощи призмъ. (Герцъ, Риги, Лебедевъ, Лампа и др.).

VIII. Прежде чѣмъ излагать результаты изслѣдованій, обратимся снова къ формулѣ (13'). Не касаясь вопроса о томъ составлены ли широкія полосы поглощенія въ твердыхъ и жидкихъ тѣлахъ изъ многихъ полосъ, или же бываютъ и простыя полосы, въ прозрачныхъ областяхъ спектра всегда можно пользоваться формулой (13'), такъ какъ вдали отъ волны можно приближенно нѣсколько членовъ суммы замѣнить однимъ съ нѣкоторой средней длиной волны λ_0.

Всякій членъ суммы Σ повышаетъ кривую дисперсію надъ осью абсциссъ, какъ это видно изъ схематическаго черт. 8 для двухъ членовъ суммы, первый членъ соотвѣтствуетъ собственнымъ колебаніямъ частицъ вѣ ультрафіолетовой части спектра, второй—въ инфракрасной. Если ограничиться только двумя членами, то можно воспользоваться формулой (13″) примѣняя ее уже не къ двумъ сосѣднимъ натровымъ линіямъ, а къ далеко отстоящимъ полосамъ.

$$n^2 = 1 + \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} \qquad (13'')$$

Пусть здѣсь λ_1 лежитъ въ ультрафіолетовой части, λ_2 въ инфракрасной. Когда λ^2 становится велико срав-



Черт. 8.

нительно съ λ_1^2, первый членъ суммы уже мало измѣняется съ длиной волны и

$$n^2 = 1 + a_1 + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

По мѣрѣ приближенія къ λ_2 второй членъ измѣняется все быстрѣе и все больше приближаетъ кривую дисперсію къ оси абсциссъ. Если мы перенесемъ измѣренія на другую сторону полосъ, то онъ становится положительнымъ и уменьшается такъ же какъ и первый членъ до предѣльной величины a_2, такъ что при достаточно большихъ λ.

$$n^2 = 1 + a_1 + a_2.$$

Пусть дальше въ спектрѣ уже нѣтъ полосъ, тогда $n^2 = 1 + a_1 + a_2 = D$, гдѣ D діэлектрическая постоянная. Какъ видно, каждая нолоса прибавляетъ одно слагаемое къ діэлектрической постоянной. Наоборотъ, если $1 + a_1 + a_2 < D$, то нужно ожидать, что еще дальше въ инфракрасной части лежатъ полосы поглощенія.

Итакъ квадратъ показателя преломленія можетъ быть меньше D непосредственно передъ полосой поглощенія и можетъ быть больше D непосредственно за ней, но въ почти горизонтальныхъ частяхъ кривой дисперсіи, т. е. вдали отъ полосъ поглощенія онъ долженъ быть или меньше или равенъ D. Первый случай указываетъ на полосы поглощенія при бóльшихъ длинахъ волнъ.

Въ прежнее время наблюденіямъ была доступна только видимая часть спектра и формула Коши (стр. 0_0) достаточно точно выражала экспериментальныя данныя. Когда были выработаны методы изслѣдованія инфракрасной части спектра, формула Коши оказалась уже недостаточной, чтобы выразить сравнительно быстрѣе паденія кривой при приближеніи къ инфракрасной полосѣ поглощенія, что легко объясняется теперь. Если представить формулу (13″) въ видѣ

$$n^2 = 1 + \frac{a_1}{1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}} - \frac{a_2}{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_2^2}} \cdot \frac{\lambda^2}{\lambda_2^2},$$

то, развертывая ее по степенямъ $\frac{\lambda_1}{\lambda}$ и $\frac{\lambda}{\lambda_2}$, легко получить сходящійся рядъ

$$n^2 = -K\lambda^2 + A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \ldots\ldots,$$

гдѣ всѣ постоянныя положительны. Отличіе отъ формулы Коши заключается въ первомъ членѣ—$K\lambda^2$, который именно даетъ инфракрасная полоса λ_2. По величинѣ K можно судить объ интенсивности или близости этой полосы. Этой формулой часто пользовались для того, чтобы охватить длинные ряды измѣреній n при различныхъ λ. Но болѣе удобнымъ оказалось сжатое выраженіе:

$$n^2 = r^2 + \sum_h \frac{M_h}{\lambda^2 - \lambda_h^2}, \qquad (21),$$

къ которому легко перейти отъ (13[1]), если положить

$$\frac{M_h}{\lambda^4{}_h}=\frac{N_h\ e_h^2}{\pi m_h}\ \text{и}\ r^2=1+\sum_h\frac{N_h e_h^2 \lambda_h^2}{\pi m_h} \qquad (22).$$

Часто примѣняется также формула

$$n^2=a+\sum_h\frac{a_h\lambda_h^2}{\lambda^2-\lambda_h}-e\lambda^2,$$

гдѣ въ Σ входятъ близкія ультрафіолетовыя и инфра-красныя полосы, a опредѣляетъ вліяніе далекихъ ультрафіолетовыхъ, а — $e\lambda^2$, далекихъ инфра-красныхъ полосъ. Чрезвычайно длинные ряды измѣреній показателей преломленія существуютъ для каменной соли и для сильвина отъ 0,186μ до 22,3μ; нѣсколько короче для кварца и плавиковаго шпата. Большинство данныхъ принадлежитъ Рубенсу, Никольсу, Пашену, въ ультрафіолетовой части также Мартенсу. Измѣренныя величины хорошо укладываются въ выраженія типа (21). Для плавиковаго шпата, каменной соли и сильвина достаточно двухъ членовъ въ формулѣ. Для плавиковаго шпата, $\lambda_1=0{,}094\mu$, $\lambda_2=35{,}5\mu$. Но $r^2=6{,}09$, тогда какъ $D=6{,}8$. Плавиковый шпатъ по методу остаточныхъ лучей даетъ двѣ интенсивныхъ полосы поглощенія 24μ и 31,6μ. По формулѣ Френеля (19) можно, измѣривъ отражательную способность R, вычислить приближенно n. Для остаточныхъ лучей каменной соли (51,2μ) $n^2=12{,}3$, сильвина (61,1μ) $n^2=7{,}0$. Наконецъ для $\lambda=108\mu$ опять $n^2=7{,}0$. Повидимому главная область полосъ поглощенія a, можетъ быть и всѣ полосы уже остаются позади для плавиковаго шпата при столь длинныхъ волнахъ. Присутствіе полосъ поглощенія при 0,094 очень вѣроятно по опытамъ Пфлюгера, который нашелъ, что при $\lambda=0{,}186\mu$ пластинка толщиной въ 1 мм. поглощаетъ около 20% свѣта. Плавиковый шпатъ употреблялся Шуманомъ въ видѣ призмы при работахъ съ очень короткими волнами, потому что изъ всѣхъ извѣстныхъ тѣлъ онъ наиболѣе прозраченъ въ этой области.

Для каменной соли $\lambda_1 = 0{,}127\mu$; $\lambda_2 = 56{,}1\mu$; $r^2 = 5{,}18$; $D = 6{,}29$. Методъ остаточныхъ лучей даетъ полосы $46{,}9\mu$ и $53{,}6\mu$. Для $\lambda = 83\mu$ формула Френеля по отраженію даетъ $n^2 = 9{,}35$; для $\lambda = 108\mu$ $n^2 = 6{,}95$.

Для сильвина $\lambda_1 = 0{,}153\mu$; $\lambda_2 = 67{,}2$; $r^2 = 4{,}56$, а $D = 4{,}94$. Онъ даетъ остаточные лучи $62{,}0\mu$ и $70{,}3\mu$. Но для $\lambda = 108\mu$ n^2 еще болѣе отличается отъ D, чѣмъ для каменной соли.

Для кварца нужно уже взять формулу съ тремя членами.

Всѣ эти данныя, отдѣльныя точки полученныя на кривой дисперсіи, свѣдѣнія о положеніи полосъ поглощенія и величина поглощенія для нѣкоторыхъ длинъ волнъ позволяютъ нѣсколько оріентироваться въ занимающихъ насъ вопросахъ.

Возьмемъ еще одно тѣло—воду, которая имѣетъ очень большую діэлектрическую постоянную 81,2. Въ ультрафіолетовой части спектра она довольно прозрачна вплоть до $0{,}186\mu$, въ видимой части также. Сильное поглощеніе начинается въ инфракрасной части, начиная приблизительно съ 1μ., но еще при очень длинныхъ волнахъ въ 108μ, методъ отраженія показываетъ, что n не возрастаетъ существенно, такъ что полоса поглощенія, хотя и очень широка мѣстами (b велико въ форм. (15), (16), но не очень интенсивна (a мало). Очень вѣроятно, что быстрый сравнительно ростъ показателя преломленія происходитъ въ неизвѣстной области отъ 0,3 мм. до 6 см., такъ какъ для $\lambda < 10$ мм. Лампа и Марксъ для $\lambda = 32$ мм. нашли n уже около 9. Начиная съ 22 см. начинаются детальныя изслѣдованія Р. Колли, который пришелъ къ неожиданнымъ результатамъ.

Для $\lambda = 66$ см. наблюденъ былъ цѣлый рядъ полосъ дисперсіи; кривая дисперсіи волнообразно колеблется вверхъ и внизъ, указывая на аномальную дисперсію и заставляя предполагать аналогичный рядъ полосъ поглощенія. Далѣе слѣдуетъ область малой дисперсіи гдѣ $n^2 = 80{,}3$; то обстоятельство, что $D > n^2$ и нѣсколько наблюденныхъ точекъ до $\lambda = 100$ см. (прибл.) указываютъ на серію полосъ для болѣе медленныхъ колебаній. Такимъ образомъ по замѣчанію Колли вопросъ о томъ, гдѣ лежитъ начало спектра воды, все таки остается еще открытымъ. Аналогичныя аномальныя кривыя дисперсіи были промѣрены также для бензола, толуола и ацетона.

IX. Многія наблюденія показываютъ, что опредѣленнымъ соединеніямъ или группамъ атомовъ часто соотвѣтствуютъ опредѣленныя полосы поглощенія. Часто эти полосы значительно мѣняютъ видъ и положеніе въ спектрѣ, если данная группа атомовъ входитъ въ химическое соединеніе съ другими группами. Напримѣръ, большинство соединеній хрома окрашены, но есть и желтыя и зеленыя соединенія. Тѣмъ не менѣе можно сказать, что присутствіе хрома всегда обусловливаетъ поглощеніе въ видимой части спектра и въ этомъ онъ сильно разнится отъ безцвѣтныхъ солей, напр., натрія. Полосы поглощенія, соотвѣтствующія солямъ натрія лежатъ вѣроятно далеко въ ультрафіолетовой части спектра и можетъ быть въ различныхъ соединеніяхъ такъ же мѣняютъ свое положеніе въ спектрѣ въ извѣстныхъ предѣлахъ. Точно также извѣстно, что различныя соли азотной кислоты имѣютъ интенсивную полосу поглощенія въ ультра-фіолетовой части спектра.

Но замѣченныхъ правильныхъ соотношеній между химическимъ составомъ и спектромъ поглощенія въ неорганическихъ веществахъ пока мало и эти соотношенія можно высказать только въ общихъ чертахъ. Въ органическихъ тѣлахъ видно уже больше закономѣрностей. Существуетъ цѣлый рядъ комплексовъ, называемыхъ хромофорами, которыя обусловливаютъ цвѣтъ соединенія, въ составъ котораго они входятъ. Въ особенности часто опредѣленному комплексу атомовъ соотвѣтствуютъ опредѣленно расположенныя полосы въ инфра-красной части спектра. Всѣ алкоголи и вообще всѣ соединенія, заключающія группу $C_n H_{2n+1}$ имѣютъ полосу при 3,45μ. Всѣ сѣрнокислыя соединенія имѣютъ 4,55μ; 8,6μ; 9,1μ. Вода имѣетъ 4 широкихъ полосы поглощенія при 1,5μ; 3μ; 4,75μ; 6μ. Кобленцъ изслѣдовалъ спектры поглощенія 30 минераловъ, которые заключаютъ въ своемъ составѣ кристаллизаціонную воду. Всѣ минералы имѣли въ спектрѣ среди другихъ полосъ, также полосы воды. Повидимому является возможность базировать химическій анализъ хотя-бы въ этомъ отношеніи на спектрахъ поглощенія.

Длинными рядами наблюденій, которыя хорошо укладываются въ выраженіи типа (21), воспользовался Друде для слѣдующихъ интересныхъ подсчетовъ.

Для плавиковаго шпата Пашенъ даетъ въ двучленной формулѣ $M_1 = 0{,}61.10^{-10}$см², $M_2 = 5{,}1.10^{-5}$см². Соотвѣтствующія длины волнъ λ_1 и λ_2 позволяютъ вычислить

$$\frac{M_1}{\lambda_1^4} = 3{,}23.10^5\,;\ \frac{M_2}{\lambda_2^4} = 0{,}78.10^{10}.$$

Первая величина относится къ ультра-фіолетовымъ, вторая къ инфра-краснымъ полосамъ. Какъ видно, онѣ совершенно разныхъ порядковъ. То же самое отношеніе наблюдается и для сильвина, каменной соли и другихъ тѣлъ.

Но молекула какъ цѣлое не должна обладать электрическимъ зарядомъ, поэтому $\Sigma N_h e_h = 0$. Подставляя сюда величины $N_h e_h$ изъ (22), получимъ

$$\Sigma \frac{M_h}{\lambda^4_h} \cdot \frac{m_h}{e_h} = 0$$

Такъ какъ здѣсь для инфракрасныхъ полосъ первый множитель гораздо меньше, чѣмъ для ультра-фіолетовыхъ, то естественно предположить, что второй множитель гораздо больше. Иначе говоря $\frac{e_h}{m_h}$ для инфракрасныхъ полосъ гораздо меньше или, наконецъ, вообще говоря, m_h значительно больше, если только не принимать мало вѣроятную гипотезу, что e_h, для инфра-красныхъ полосъ во много разъ превышаетъ ту же величину для ультра-фіолетовыхъ.

Далѣе, N_h представляетъ изъ себя число частицъ въ 1 куб. см. Если въ каждой молекулѣ p_h частицъ, то $\frac{N_h}{p_h}$ даетъ число молекулъ. Обозначимъ черезъ μ молекулярный вѣсъ вещества, черезъ H абсолютный вѣсъ атома водорода, тогда $\frac{N_h}{p_h}H\mu$ есть вѣсъ 1 куб. см. вещества, т. е. плотность

$$d = \frac{N_h}{p_h} H\mu.$$

Вносимъ отсюда величину N_h въ форм. (22). Легко получить

$$p_h \frac{e_h}{m_h} = \pi \frac{H}{e_h} \frac{\mu}{d} \frac{M_h}{\lambda_h^4}$$

Предположимъ, что зарядъ e_h для ультра-фіолетовыхъ частицъ равенъ заряду электрона или, какъ это теперь установлено, заряду электролитическаго іона. Тогда $\frac{e_h}{H} = 0{,}965.10^4$. Величины μ, d, $\frac{M_h}{\lambda_h^4}$ извѣстны для плавиковаго шпата. Подставивъ всѣ числа можно получить $p_h \frac{e}{m} = 6{,}2.10^7$ и предположеніе $p = 4$ приводитъ къ величинѣ $\frac{e}{m} = 1{,}55.10^7$, которая близка къ числу, полученному для катодныхъ лучей.

Для другихъ веществъ можно получить приблизительно ту-же величину $\frac{e}{m}$ съ малыми числами p.

Съ другой стороны изъ величины $\frac{M_h}{\lambda_h^2}$ для инфракрасныхъ полосъ можно при нѣкоторыхъ предположеніяхъ вычислить, что колебанія совершаютъ не электроны, а большія массы порядка атома или молекулы. Зарядъ ихъ равенъ нѣсколькимъ зарядамъ электрона. Такимъ образомъ механизмъ молекулы по вычисленіямъ Друде сравнительно простъ. Напр., въ молекулѣ плавиковаго шпата колеблются 4 электрона и сама положительно заряженная молекула.

Но на стр. 92 уже было указано, что въ парахъ натрія на 200 молекулъ приходится приблизительно одна вибрирующая частица. Тоже даютъ и опыты Беккереля относительно солей дидима. Наконецъ, среди тѣлъ, къ которымъ Друде примѣнялъ свои вычисленія, находится также бензолъ, вещество, имѣющее нѣсколько полосъ поглощенія въ ультра-фіолетовой части спектра. Пары бензола имѣютъ также рядъ полосъ, но эти полосы не сплошныя, какъ въ жидкости, а состоятъ изъ большого числа тонкихъ линій. При превращеніи паровъ въ жидкость эти линіи расширяются и, сливаясь, образуютъ сплошныя полосы. Если считать по простой теоретической схемѣ, что каждой линіи соотвѣтствуетъ особый родъ вибраторовъ, отдѣльный членъ суммъ Σ, то конструкція молекулы паровъ оказалась бы невѣроятно сложной. Трудно себѣ представить, что молекула упрощается при ожиженіи паровъ, поэтому врядъ ли можно думать, что простыя схемы Друде могутъ быть правильны. Во всякомъ случаѣ замѣченный имъ фактъ, что $\frac{M_1}{\lambda_1^4}$ для ультра-фіолетовыхъ полосъ обыкновенно въ 10000 разъ больше, чѣмъ $\frac{M_2}{\lambda_2^4}$ для инфра-красныхъ, остается очень важнымъ, и теорія въ дальнѣйшемъ развитіи необходимо должна съ нимъ считаться.

Въ заключеніе укажемъ на интересныя модели среды обладающей избирательнымъ поглощеніемъ, отраженіемъ и аномальной дисперсіей. Для длинныхъ электрическихъ волнъ является возможнымъ построить резонаторы, подобные вибрирующимъ въ молекулахъ частицамъ. Существенная разница заключается въ томъ, что частицы, колеблясь, даютъ токъ конвенціи, тогда какъ въ металлическихъ резонаторахъ явленіе обусловливается токомъ проводимости. Въ первомъ случаѣ періодъ резонатора опредѣляется массой и силой притяженія къ положенію равновѣсія, во второмъ — геометрическими размѣрами проводника. Если въ проводникѣ длина велика сравнительно съ шириной и толщиной, то можно считать, что ему соотвѣтствуетъ волна, которая вдвое больше его длины. Наклеивъ рядъ одинаковыхъ длинныхъ металлическихъ полосокъ на какую-нибудь поверхность, можно воспроизвести селективно отражающую и поглощающую поверхность. Гарбассо и Ашкинассъ воспроизвели аналогичнымъ образомъ даже призму, обладающую дисперсіей. Если поставить вертикально и параллельно другъ другу на равныхъ разстояніяхъ стеклянныя пластинки, то подбирая размѣръ пластинокъ въ горизонтальномъ направленіи такъ, чтобы они постепенно уменьшались, можно образовать нѣчто вродѣ призмы. Резонаторъ легко внести въ призму, наклеивая ихъ въ большомъ числѣ на отдѣльныя пластинки. Оказалось, что подобная призма дѣйствительно преломляетъ электрическіе лучи, и отклоненіе лучей тѣмъ больше, чѣмъ меньше ихъ длина волнъ, т. е. имѣется нормальная дисперсія. Видоизмѣняя этотъ опытъ Шеферъ измѣрилъ даже показатели преломленія внутри и внѣ полосы поглощенія подобной среды, заполненной искусственными резонаторами.