

Кафедра комп'ютерної інженерії та електроніки.

Хрестоматія.

Назва дисципліни: Основи радіоелектроніки.

Викладач: д.т.н., професор Новосядлий Степан Петрович

Список використаних джерел:

1. Основи радіоелектроніки : навчальний посібник / В. М. Кичак, Ю. В. Крушевський, Д. В. Гаврілов. – Вінниця : ВНТУ, 2010. – 368 с.
2. Новосядлий С.П., Терлецький А.І. Діагностика субмікронних структур ВІС. Монографія - Івано-Франківськ: Сімик - 2016 - 480 с.
3. С. И. Баскаков Радиотехнические цепи и сигналы. Учебник для вузов - М: Высшая школа - 2004 - 448 с.
4. Новосядлий С.П., Мандзюк В.І. Техніка і електроніка НВЧ. Підручник з грифом міністерства освіти і науки України. – Івано-Франківськ: Плай - 2013 - 526 с. Розділ 7.

1 КОЛА ПОСТІЙНОГО СТРУМУ

1.1 Електричне коло

Електричне коло – це сукупність пристроїв, призначених для передачі електричної енергії від її джерела (transmitter) до споживача (receiver). Функціонально усі пристрої, що складають електричне коло, можна поділити на три групи: перша група – це **джерела** електричної енергії, друга – проміжні пристрої, третя – **споживачі** електричної енергії.

Прикладами джерел електричної енергії є гальванічні елементи, акумулятори, термоелементи, електричні генератори, тобто будь-які пристрої, в яких відбувається перетворення хімічної, теплової, механічної чи будь-якого іншого виду енергії в електричну. Джерелом енергії є і приймальна антена лінії радіозв'язку, але в ній не відбувається перетворення одного виду енергії в інший.

Прикладами споживачів (приймачів) електричної енергії є електричні лампи, електронагрівні прилади (електроплити, електропраски), електричні двигуни, радіоприймачі та будь-які інші пристрої, де електрична енергія перетворюється у будь-який інший вид енергії. До приймачів електричної енергії можна віднести і передавальні антени, де електрична енергія випромінюється у вільний простір без її перетворення в інший вид.

Проміжні пристрої є безпосередніми приймачами енергії від її джерела і призначені для передавання цієї енергії у потрібній кількості кінцевому споживачеві. Прикладами проміжних пристроїв є електродроти, трансформаторні підстанції тощо.

Усі електричні кола можна розділити за видом струму, який у них протікає: кола постійного струму та кола змінного струму. У даному розділі будемо розглядати лише кола постійного струму.

Окремі прості пристрої, які входять до складу електричного кола і виконують у ньому певні функції, називаються елементами цього електричного кола. Усі елементи електричних кіл розділяються на **активні** (active) і **пасивні** (passive) елементи.

Активними елементами вважаються джерела електричної енергії: генератори напруги (е. р. с.) або генератори струму. Пасивними елементами електричного кола є резистори, котушки індуктивності (inductor), конденсатори (capacitor) тощо. Відповідно розрізняють **активні і пасивні кола**. Активні кола – це електричні кола, які містять джерела енергії, а пасивні електричні кола складаються лише з пасивних елементів.

Зрозуміло також, що в електричному колі джерело енергії можна назвати генератором (напруги або струму), а споживача – навантаженням цього генератора.

Слід зауважити, що поняття "джерело" ("генератор") і "споживач" ("навантаження") не є строго прив'язаним до певних елементів електричного кола. Для прикладу розглянемо просте електричне коло (рис. 1.1), яке складається з джерела електричної енергії 1, проміжного пристрою 2 (дроти лінії електропередачі) та кінцевого споживача електричної енергії 3.

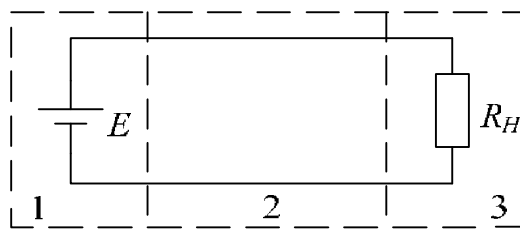


Рисунок 1.1 – Схема простого електричного кола

На границі між джерелом і лінією електропередачі, лінія 2 є навантаженням (споживачем) джерела (генератора) 1, але, у свою чергу, на границі лінії електропередачі 2 та кінцевого споживача 3 лінія електропередачі виступає у ролі джерела (генератора) для споживача (навантаження). Тобто складне електричне коло можна розділити на пари: генератор – навантаження, де навантаження у попередній парі буде генератором у наступній. Такий підхід дозволяє швидше розібратися і з'ясувати принцип дії досить складних вузлів радіотехнічних пристроїв.

1.2 Вибір напрямку протікання струму та напрямку напруги

Відомо, що електричний струм провідності у металах є спрямованим рухом негативних зарядів (електронів), а струм провідності в електролітах та газах – спрямованим рухом позитивних зарядів (позитивних іонів) і негативних зарядів (негативних іонів). При цьому позитивні та негативні іони рухаються у протилежних напрямках. За позитивний напрямок протікання електричного струму було прийнято напрямок руху позитивних іонів. Отже, у металах напрямок протікання електричного струму є протилежним напрямку руху електронів, негативних зарядів, напрямлений рух яких власне і є електричним струмом. Подібна ситуація спостерігається, наприклад, в електровакуумному приладі, де електричний струм вважається напрямленим від анода до катода, хоча фактично потік електронів (electrons) спрямований від катода (cathode) до анода (anode).

Кількісно постійний електричний струм визначається як відношення кількості електричного заряду, що проходить через провідник деякого поперечного перерізу за певний проміжок часу, до величини цього часового проміжку. Якщо йдеться про провідник (conductor) з чисто електронною провідністю (conductivity) (носіями струму є тільки електрони), то ця кількість заряду q визначається відповідно кількістю електронів. Коли ж йдеться про провідник з іонною провідністю (носіями струму є позитивні і негативні заряди, що рухаються у протилежних напрямках), то ця кількість заряду $q = q^+ + q^-$ дорівнюватиме сумарній кількості заряду, що пройшов через переріз за визначений відрізок часу t . Тоді струм (сила струму) I через цей переріз дорівнюватиме:

$$I = q / t. \quad (1.1)$$

Нагадаємо, що кількість заряду (charge) q визначається у кулонах (Кл), час – в секундах (с), а сила струму (струм) – в амперах (А).

Напрямок струму характеризується знаком струму. Поняття позитивний струм чи негативний струм мають смисл тільки тоді, коли порівнюється напрямок струму у провіднику з деяким заздалегідь вибраним напрямком, який назовемо позитивним напрямком.

Умовний позитивний напрямок струму вибирається довільно і позначається стрілкою. Якщо після розрахунків виявиться, що струм має знак плюс ($I > 0$), то це означає, що його напрямок збігається з вибраним позитивним напрямком. У протилежному випадку, коли струм матиме знак мінус ($I < 0$), він напрямлений у протилежному напрямку.

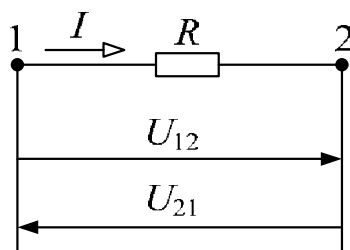


Рисунок 1.2 – Ділянка електричного кола 1-2 з елементом R

Розглянемо деяку ділянку кола (рис. 1.2), через яку протікає електричний струм I . Різниця електричних потенціалів між кінцями цієї ділянки 1 і 2 є напругою (спадом напруги) на цій ділянці. Вона є скалярною величиною і дорівнює роботі електричних сил із перенесення одиничного позитивного заряду з точки 1 в точку 2. Якщо точка 1 має потенціал вищий за потенціал точки 2, то ця робота є позитивною і дорівнює напрузі U_{12} . Очевидно, робота виконана у протилежному напрямку буде негативною, тобто $U_{21} = -U_{12}$.

Різниця потенціалів вважається позитивною, коли на ділянці кола напрямок вищий – нижчий потенціал збігається з позитивним напрямком струму, тобто, на будь-якій ділянці кола електричний струм буде протікати у напрямку від точки з більшим потенціалом до точки з меншим потенціалом. Це виправдовує і термін спад напруги на ділянці 1-2 від більш високого потенціалу точки 1 до меншого потенціалу точки 2.

У подальшому вираз "позитивний напрямок протікання електричного струму" будемо для скорочення замінювати виразом "напрямок струму".

На закінчення зауважимо, що напруга (різниця потенціалів) вимірюється у вольтах (В).

При силі струму 1 ампер через поперечний переріз провідника за 1 секунду переноситься 1 кулон заряду.

$$q = I \cdot t.$$

Спад напруги на ділянці кола дорівнює роботі електричних сил джерела енергії із перенесення 1 кулона позитивного електричного заряду через цю ділянку і вимірюється у вольтах.

1.3 Резистор і опір. Закон Ома

Електричний опір – це властивість провідного матеріалу чинити опір електричному струму, який через нього протікає. За законом Ома, експериментально установленим у 1826 р. фізиком Георгом Омом, сила електричного струму I прямо пропорційна напрузі U , що діє на ділянці кола, і обернено пропорційна опорі R цієї ділянки:

$$I = U / R.$$

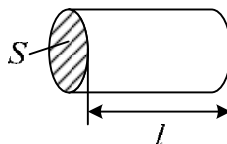
Тобто, при незмінному значенні напруги U струм буде тим менший, чим більший буде опір R цієї ділянки протіканню струму.

Виходячи із закону Ома опір R дорівнюватиме:

$$R = U / I. \quad (1.2)$$

Одиницею вимірювання опору є ом (Ом). Ділянка кола матиме опір 1 Ом, коли при напрузі на цій ділянці 1 вольт (В) через неї протікатиме електричний струм із силою 1 ампер (А). Отже:

$$\text{Вольт (В) / ампер (А) = ом (Ом).}$$



Якщо взяти відрізок провідника довжиною l , наприклад циліндричної форми з поперечним перерізом S , виготовленого з матеріалу з питомим опором ρ , то, як відомо з курсу фізики, опір R такого відрізка буде дорівнювати:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (1.3)$$

де ρ має розмірність у системі СІ – 1 Ом · м.

На практиці прийнято виражати довжину провідника (металевого дроту, наприклад), у метрах, поперечний переріз в мм², тому у довідниках питомий опір дається – в Ом·мм²/м.

Величина обернена опорі R провідника електричного струму називається його провідністю G :

$$G = \frac{1}{R} = \sigma \frac{S}{l}. \quad (1.4)$$

σ – питома провідність провідника, яка вимірюється в системі СІ у сіменсах (См)/метр (м), а у довідниках, для зручності практичного використання, у м/Ом·мм².

Резистор (resistor) – елемент електричного кола, радіодеталь, основною функцією якого є зменшити силу струму, що протікає в ділянці кола з певною різницею потенціалів. Опір (resistance) же цього резистора є його основним параметром, який оцінюється в омах.

При збільшенні температури провідника збільшується хаотичний (тепловий) рух, що збільшує кількість зіткнень і утруднює упорядкований рух електронів. Цим пояснюється збільшення питомого електричного опору металів зі зростанням температури.

В металах при робочих температурах питомий опір зі зростанням температури зростає за законом:

$$\rho(t) = \rho_0[1 + \alpha(t - t_0)]. \quad (1.5)$$

де $\rho(t)$ – питомий опір при заданій температурі t ,

ρ_0 – питомий опір при початковій температурі t_0 ,

α – температурний коефіцієнт опору (TKR), величина стала для даного металу.

Для резисторів будь-яких номіналів за аналогією до формули (1.5) можна записати:

$$R(t) = R_0[1 + \alpha(t - t_0)]. \quad (1.6)$$

Залежність між струмом і напругою $I = GU$ називається вольт-амперною характеристикою резистора.

Якщо провідність (опір) резистора не залежить від прикладеної напруги та струму, що протікає через нього, то залежність $I = GU$, $I = U/R$ є лінійним рівнянням, графік якого подано на рис. 1.3 для двох значень провідностей G_1 , G_2 . При одному і тому ж значенні напруги U у резисторі з більшою провідністю G_1 (меншим опором R_1) протікатиме струм I_1 більший від струму I_2 , який протікає у резисторі з меншою провідністю G_2 (більшим опором R_2).

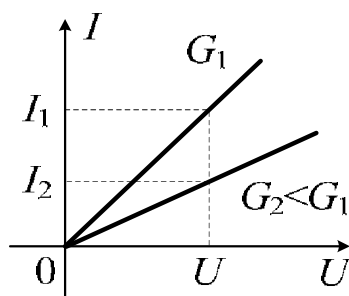


Рисунок 1.3 – Вольт-амперна характеристика лінійних резисторів

Струм у провіднику дорівнює добутку напруги на ділянці провідника і електричної провідності цієї ділянки.

$$I = U \cdot G.$$

На практиці крім вольт, ампера та ома зручно користуватися кратними їх значеннями:

$10^3 \text{ В} = 1 \text{ кіловольт (кВ)}$, $10^{-3} \text{ В} = 1 \text{ мілівольт (мВ)}$, $10^{-6} \text{ В} = 1 \text{ мікровольт (мкВ)}$;

$10^3 \text{ A} = 1 \text{ кілоампер (кА)}, \quad 10^{-3} \text{ A} = 1 \text{ міліампер (мА)}, \quad 10^{-6} \text{ A} = 1 \text{ мікроампер (мкА)};$
 $10^3 \text{ Ом} = 1 \text{ кілоом (кОм)}, \quad 10^6 \text{ Ом} = 1 \text{ мегаом (МОм)}, \quad 10^9 \text{ Ом} = 1 \text{ гігоом (ГОм)}.$

1.4 Енергія і потужність електричного струму

При проходженні електричного струму через коло можуть відбуватися різні дії: нагрівання провідника, хімічні зміни в електролітах, механічне переміщення магнітної стрілки або провідника, по якому тече струм, виконуючи при цьому певну механічну роботу.

У дослідах Джеймса Джоуля та Емілія Ленца (1842 р.) струм проходив через нерухомі металеві провідники. Тому єдиним результатом роботи струму було нагрівання цих провідників, а за законом збереження енергії уся робота, виконана електричним струмом, перетворилася на тепло.

Якщо на ділянці кола зі струмом I діє різниця потенціалів U , то за час t , згідно із законом Джоуля-Ленца, на цій ділянці кола буде виконана **робота**:

$$A = U \cdot I \cdot t \text{ джоулів (Дж)}. \quad (1.7)$$

Скориставшись законом Ома для цієї ділянки кола вираз (1.7) можна переписати:

$$A = I^2 \cdot R \cdot t \text{ або } A = \frac{U^2}{R} \cdot t.$$

Підкреслимо, що застосування виразу $A = U \cdot I \cdot t$, який дає роботу струму, для оцінки тепла, яке виділяється в провідниках, можливе тільки у тих випадках, коли уся ця робота переходить у тепло $A = Q = 0.24 U \cdot I \cdot t$ (кал), тобто, коли на цій ділянці кола відбувається нагрівання, але не виконується механічна робота (у моторах, наприклад) і не йдуть інші процеси, які супроводжуються виділенням чи поглинанням енергії (роботи).

Отже, у результаті протікання електричного струму I через ділянку кола з опором R за час t на цій ділянці кола виділиться **енергія** (energy), $W = I^2 \cdot R \cdot t$, яка витратиться на нагрівання.

Знаючи роботу, яка виконується електричним струмом за деякий проміжок часу, можна розрахувати і **потужність** (power) струму, під якою розуміють роботу (затрачену енергію) за одиницю часу. Очевидно потужність P дорівнюватиме:

$$P = \frac{W}{t} = U \cdot I. \quad (1.8)$$

$$P = I^2 \cdot R \text{ або } P = U^2/R.$$

Таким чином, потужність постійного струму на будь-якій ділянці кола виражається добутком сили струму на напругу між кінцями ділянки кола.

Коли ми говоримо про потужність електричного струму, який споживається в електромережі, то розуміємо, що саме цим струмом

виконується робота електромоторами, світять електролампи, нагріваються електроплити і т. ін.

На ділянці кола виділиться потужність в один ват (Вт), коли в ній протікатиме електричний струм із силою 1 ампер (А) при різниці потенціалів на кінцях ділянки один вольт (В), тобто

$$1 \text{ Вт} = 1 \text{ В} \cdot 1 \text{ А} = 1 \text{ В} \cdot \text{А}.$$

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ В} \cdot \text{А} \cdot \text{с} = 1 \text{ Вт} \cdot \text{с}.$$

Енергія електричного струму є та робота, яку виконає електричний струм I , який протікатиме через ділянку кола протягом часу t , при різниці потенціалів на її кінцях U .

$$W = U \cdot I \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t = \frac{U^2}{R} \cdot t.$$

Потужність електричного струму – це є робота (енергія) виконана (затрачена) цим струмом за одиницю часу.

$$P = U \cdot I = I^2 \cdot R = \frac{U^2}{R}.$$

На практиці часто зручно користуватися одиницями енергії або потужності, кратними 1 джоулю або вату:

$$10^3 \text{ Дж} = 1 \text{ кілоджоуль} = 1 \text{ кДж}, \quad 10^6 \text{ Дж} = 1 \text{ мегаджоуль (МДж)}$$

$$10^{-6} \text{ Вт} = 1 \text{ мікроват (мкВт)}, \quad 10^{-3} \text{ Вт} = 1 \text{ міліват (мВт)},$$

$$10^3 \text{ Вт} = 1 \text{ кіловат (кВт)}, \quad 10^6 \text{ Вт} = 1 \text{ мегават (МВт)}.$$

1.5 Генератор напруги (е. р. с.) та генератор струму

Розглянемо електричне коло, яке складається з джерела електричної енергії з е. р. с. E , внутрішнім опором R_i , навантаженого резистором з опором R_H (рис. 1.4).

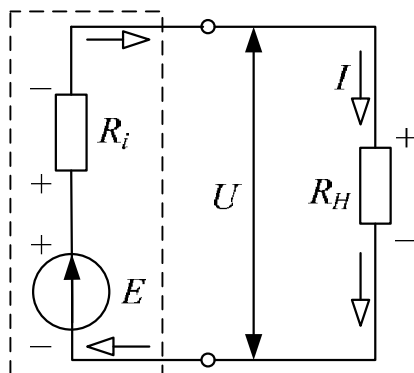


Рисунок 1.4 – Схема джерела енергії з підімкненим до нього навантаженням

Відповідно до закону Ома для повного кола, струм I у цьому колі прямо пропорційний е. р. с. E та обернено пропорційний сумі внутрішнього R_i та зовнішнього R_H опорів кола, тобто:

$$I = \frac{E}{R_i + R_H}. \quad (1.9)$$

Або $E = I \cdot R_i + I \cdot R_H$ – е. р. с. дорівнює сумі спаду напруг на внутрішньому ($I \cdot R_i$) і зовнішньому опорах. Іншими словами, е. р. с. дорівнює сумі спаду напруги на внутрішній та зовнішній ділянках кола, відповідно.

Тоді напруга на виході джерела енергії у точках підмикання опору навантаження буде напругою на зовнішній ділянці кола і дорівнюватиме:

$$U = I \cdot R_H = E - I \cdot R_i. \quad (1.10)$$

Тобто, напруга на виході джерела енергії буде меншою від е. р. с. E , бо частина останньої спала на внутрішньому опорі R_i .

Припустимо тепер, що ми працюємо з навантаженнями, опори R_H яких набагато (у десять і більше разів) більші за внутрішній опір R_i . Тоді у виразі (1.9) у знаменнику ($R_i + R_H$) можна знехтувати малим R_i у порівнянні з великим R_H і отримати:

$$I \approx E / R_H, \quad (1.11)$$

звідки напруга на виході джерел енергії:

$$U = I \cdot R_H \approx E, \quad (1.12)$$

дорівнюватиме наближено е. р. с. Це сталося через те, що спад напруги на внутрішній ділянці кола $I \cdot R_i$ буде набагато (у десять і більше разів) меншим від спаду напруги на зовнішній ділянці R_H , знехтувавши у виразі (1.10) дуже малим $I \cdot R_i$ у порівнянні з дуже великим $I \cdot R_H$, отримаємо, що $U \approx E$.

Отже, за обставини, що $R_i \ll R_H$ джерело енергії генеруватиме напругу $U \approx E$, яка майже не залежатиме від опору навантаження, тобто від параметра зовнішньої ділянки кола. У такому разі кажуть, що мова іде про генератор напруги (майже генератор е. р. с.).

Ідеальним генератором е. р. с., тобто пристроєм напруга на виході якого дорівнює точно E , є джерело енергії, внутрішній опір у якому дорівнює нулю ($R_i = 0$). Коли за такої умови зменшувати опір R_H до нуля, то струм у колі (теоретично) збільшиться до нескінченності, але напруга на виході залишатиметься незмінною і рівною е. р. с. E .

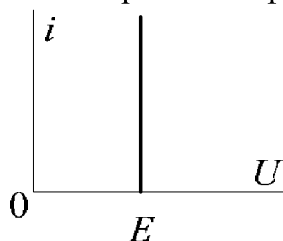


Рисунок 1.5 – Вольт-амперна характеристика ідеального генератора е. р. с.

Шановний читачу!

Умови придбання надрукованих примірників монографії наведені на сайті видавництва <http://publish.vntu.edu.ua/get/?isbn=978-966-641-378-4>

Уважаемый читатель!

Условия приобретения печатных экземпляров монографии приведены на сайте издательства <http://publish.vntu.edu.ua/get/?isbn=978-966-641-378-4>

Dear reader!

You may order this monograph at the Web page <http://publish.vntu.edu.ua/get/?isbn=978-966-641-378-4>

Розділ 1. ВЗАЄМОЗВ'ЯЗОК СТРУКТУРИ ТА ВЛАСТИВОСТЕЙ МАТЕРІАЛІВ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕХНІКИ

Розвиток сучасної техніки та зміна ситуації зі світовими запасами сировини ставить перед дослідниками матеріалів дедалі складніші завдання. Сучасна електронна промисловість, авіаційна та космічна техніка, з одного боку, вимагають розроблення значної кількості різноманітних матеріалів з новими властивостями, а з іншого – отримання матеріалів з недефіцитної та недорогої сировини замість уже розробленої продукції з дорогих матеріалів. Тому проблема заміни матеріалів – це, насамперед, економія благородних металів, зокрема золота, срібла, палладію, платини, а також міді, кобальту, нікелю, марганцю, молібдену, олова та деяких інших.

В існуючій на теперішній час номенклатурі матеріалів розроблення і виробництво нових видів продукції можливі тільки за умови високих матеріальних затрат та пов'язані зі значними технічними труднощами. Це, в свою чергу, відображається на складності методів дослідження матеріалів, стимулює вдосконалення та прискорене розроблення нових способів аналізу, без яких не можуть обходитися сучасні дослідження матеріалів. Крім того, сучасні високоякісні матеріали можна отримувати тільки за допомогою достатньо складних технологічних процесів, а точне дотримання технологічних параметрів передбачає високу чистоту цих матеріалів. Для виявлення причин виникнення дефектів у матеріалах часто необхідно використовувати надзвичайно чутливі методи дослідження, знання можливостей та вміння застосування яких є принциповою умовою виготовлення високоякісної та надійної продукції. Тому на підприємствах електронної промисловості обов'язково здійснюється вхідний контроль матеріалів і комплектуючих виробів за допомогою вискоєфективних сучасних методів електрофізичної метрології та з широким застосуванням комп'ютерної техніки.

1.1. Проблема систематизації властивостей матеріалів

Методи дослідження, які використовують для отримання характеристик матеріалів, базуються на взаємодії вимірювального зонда та об'єкта. Якщо розглядати дію досліджуваного взірця як єдиного цілого на вимірювальний зонд, то можна зробити висновки щодо макроскопічних властивостей речовини. Тим більше, ці властивості визначаються внутрішніми особливостями матеріалу, тобто його структурою та будовою. Власне поняття структури та будови матеріалів на теперішній час не має чіткого визначення, а в ряді літературних джерел їм надано різного тлумачення. В зв'язку з цим ми не наводимо конкретні визначення цих двох дуже подібних термінів. Однак з практичною метою слід вказати, що під структурою слід розуміти атомарну будову речовини, в тому числі тип, кількість і розподіл дефектів кристалічної ґратки, таких як вакансії, домішкові атоми, дислокації та межі зерен, а під будовою – кількість фаз у матеріалі, взаємне розміщення зерен в об'ємі та їхню орієнтацію.

Крім того, слід відрізнити структуру та будову матеріалу від структури

напівпровідникового приладу чи інтегральної схеми, яка означає спосіб поєднання значної кількості різноманітних функціональних шарів, виготовлених з використанням літографії та плазмохімічного (хімічного) травлення. Однак ми розуміємо, що не завжди можна чітко розмежувати всі ці терміни, наприклад, епітаксійну структуру надгратки, виготовлену за кремнієвою чи арсенідгалієвою технологіями, можна розглядати в якості як напівпровідникового приладу, так і зовсім нового матеріалу, що характеризується розподілом фаз, які його утворюють, та власними електрофізичними параметрами.

Досліджуючи структуру та будову матеріалу насамперед слід розглядати утворення, які починаються в місцях локальної зміни структури і закінчуються виникненням нової фази. Відповідно до цього розрізняють мікро- та макроскопічну структури. Розглянемо особливості кожної з них, виходячи з їхніх термодинамічних властивостей.

Макроскопічні властивості речовини характеризують поведінку матеріалів під дією зовнішніх впливів. Якщо розглядати конкретний матеріал як термодинамічну систему в рамках зворотної термодинаміки, можна описати стан цього матеріалу та визначити його властивості в єдиній системі макроскопічних параметрів. Оскільки термодинамічні закони універсальні, то така система є незамінним засобом, який використовують для дослідження та розроблення нових матеріалів електронної техніки. Після визначення вільної ентальпії (або потенціалу Гібса) можна перейти до параметрів внутрішнього стану системи і використовувати похідні ентальпії за зовнішніми впливовими чинниками. До них належать температура T , тиск P , анізотропні зовнішні механічні навантаження σ , концентрація C , а також електричне E та магнітне H поля. Такі впливові чинники позначаються в термодинаміці як варіативні (змінні) параметри стану. Параметри внутрішнього стану – об'єм V , ентропія S , електрична P і магнітна M поляризації визначаються через ентальпію згідно з

$$\frac{\partial G}{\partial T} = -S; \quad \frac{\partial G}{\partial P} = V; \quad \frac{\partial G}{\partial E} = -VP; \quad \frac{\partial G}{\partial H} = -VM. \quad (1.1)$$

Похідні від параметрів внутрішнього стану дають низку рівноцінних характеристик матеріалу, до яких належать:

– теплоємність	$S = \frac{T}{m} \frac{dS}{dT};$
– температурний коефіцієнт лінійного розширення	$\beta = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT};$
– стискуваність	$\aleph = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dl};$
– магнітна проникність	$\mu_0 \aleph_H = \frac{dM}{dH};$
– діелектрична проникність	$\epsilon_0 \aleph_l = \frac{dP}{dE};$

– магнітострикція

$$\omega_H = \frac{1}{V} \frac{dV}{dH};$$

– електрострикція

$$\omega_E = \frac{1}{V} \frac{dV}{dE};$$

– температурна залежність магнітної поляризації

$$M_T' = \frac{dM}{dT};$$

– температурна залежність електричної поляризації

$$P_T' = \frac{dP}{dT}.$$

Така система характеристик у вигляді другої похідної потенціалу Гібса більш вагома порівняно з набором параметрів, які визначаються першою похідною. Її можна застосовувати до опису таких властивостей матеріалу, як теплоємність, термічне розширення, пружність, діелектрична та магнітна проникність, п'єзоефект, магнітострикція, температурна залежність електричної та магнітної поляризації, в тому числі залежність магнітної поляризації від сили електричного поля. Крім того, послідовність отримання других

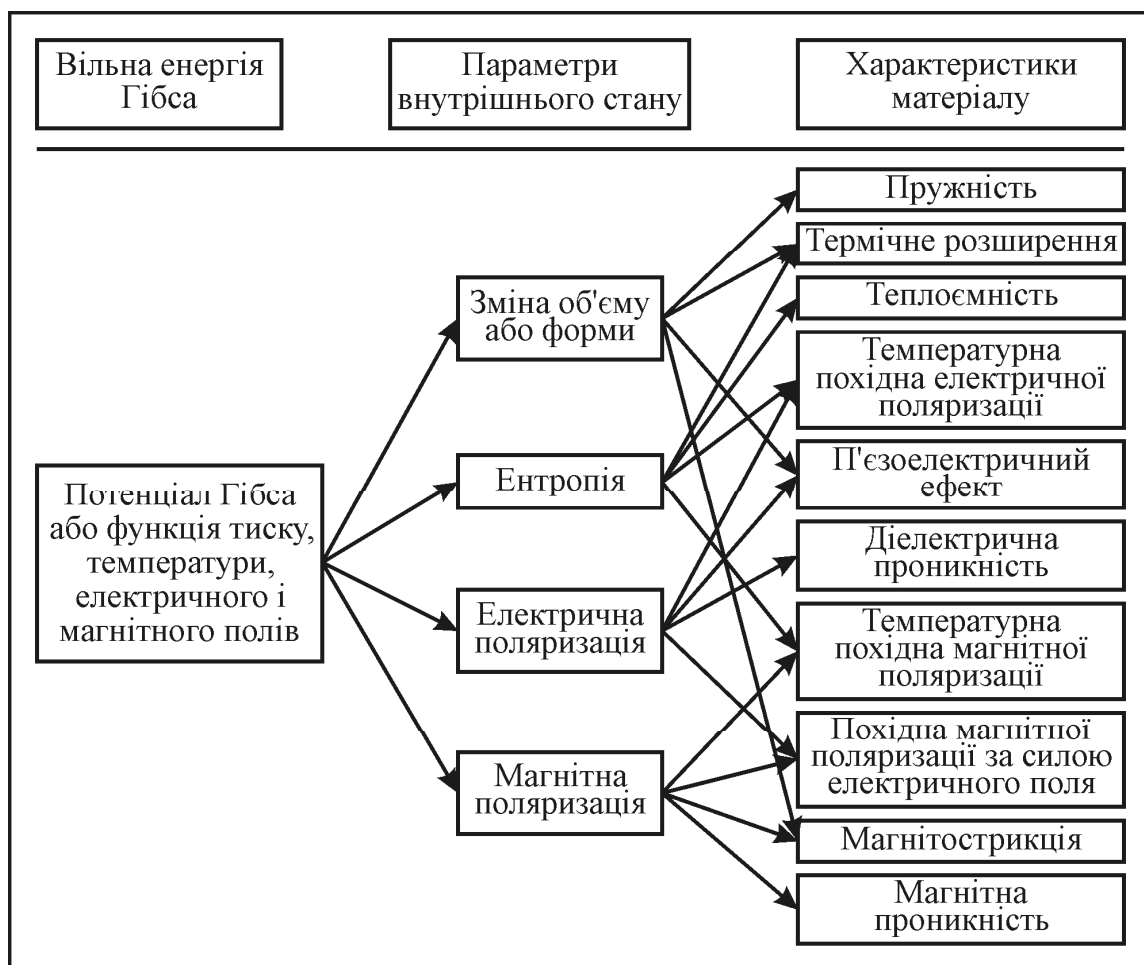


Рис. 1.1. Взаємозв'язок між вільною енергією Гібса, параметрами та характеристиками матеріалу

змішаних похідних від параметрів стану може бути довільна, завдяки чому зменшується кількість цих параметрів, а їхня інформативність стає значно вищою. Схему, яка відображає такий взаємозв'язок характеристик, демонструє рис. 1.1. Інші аналогічні характеристики матеріалу можна отримати подібним чином з використанням вказаних вище параметрів, наприклад, швидкість поширення звуку визначається за параметрами пружності та щільності.

За допомогою незворотної термодинаміки можна визначити додаткові властивості матеріалів, які об'єднуються в комплекс так званого транспортного феномену і подаються у формально єдиній термодинамічній системі. До них належать внутрішнє тертя чи опір, електрична теплопровідність, а також термоелектрорушійна сила, ефект Холла (в т.ч. квантовий) та інші ефекти взаємодії.

Електрофізичний параметр вказаного типу описує певні властивості матеріалу тільки в загальному вигляді та далеко не повністю, до того ж сам параметр може залежати від ряду інших впливів:

- параметр залежить від місця локалізації, якщо матеріал має помітну неоднорідність (наявність зв'язуючих речовин);

- параметр залежить від напряму вимірювання в анізотропному матеріалі (наявність монокристалу чи текстури плівки);

- параметр залежить від деякого зовнішнього впливу, якщо існує нелінійний зв'язок між ним і параметром внутрішнього стану. У цьому разі слід використовувати третю або вищу похідну потенціалу Гібса (так звані параметри вищих порядків);

- параметр залежить від виду вимірювань, що проявляється в отриманні різних його значень за умови перебігу незворотних процесів; такі явища називаються гістерезисом. Їх можна описати за допомогою додаткових параметрів, таких як енергія втрат, що припадає на цикл гістерезису, коерцитивна сила, залишкова магнітна чи електрична індукція;

- параметр залежить від швидкості вимірювання за наявності внутрішньої механічної релаксації чи резонансу (за відсутності пружності). У разі синусоїдної зміни зовнішнього впливу такий параметр можна описувати за допомогою комплексної амплітуди;

- параметр залежить від умов витримування взірця (часу, температури) після деякого оброблення внаслідок старіння чи активації домішки, оскільки таке оброблення призвело до нерівноважного стану (наприклад, старіння металу після холодної деформації штампуванням чи зварюванням);

- параметр залежить від інших чинників впливу, сталих для зазначених вище похідних (наприклад, від температурної залежності магнітної проникності). Залежність може бути нерівномірною (неперервною) у вигляді зламу чи стрибка за типових для матеріалу значень цих зовнішніх побічних умов, наприклад, за температур фазових переходів. Величина стрибка параметру внутрішнього стану є додатковою характеристикою матеріалу (наприклад, ентропія перетворення).

Наведені вище зовнішні впливи або їхні комбінації, наприклад, хвильові впливи всіх типів (світлові, лазерні, електромагнітні, НВЧ) можуть

викликати на поверхні матеріалу такі явища, як відбивання, заломлення та поляризацію. Ці явища не зумовлені жодними особливими властивостями матеріалів, а є лишень наслідком особливих умов, які виникають на стику (межі розділу) двох середовищ.

Однак більшість макроскопічних властивостей, віднесених до поверхні матеріалу, не можна пояснити описаними вище явищами. Це стосується змочування поверхні, електролітичного перенесення матеріалу, зварювання матеріалів, нанесення гальванічних шарів, корозії чи електрокорозії провідників у структурах ВІС, пасивації тощо. Для формального визначення відповідних параметрів необхідно знати інші чинники впливу, а саме: сили адгезії (зчеплення), розчинність (сегрегацію), хімічні концентрації, активність чи активацію тощо. Їх описують за допомогою так званих хімічних потенціалів, які формально розглядають в якості зовнішніх чинників впливу. Шляхом відповідного розширення потенціалу Гібса можна визначити параметри матеріалу через параметри поверхні.

Таким чином, термодинамічний аналіз дає можливість встановлювати залежності між макроскопічними властивостями матеріалу і чинниками, що впливають на ці властивості, та оцінювати їх кількісно. Тому він є важливим засобом розробки нових матеріалів для суб- чи наномікронної технології формування структур ВІС.

1.2. Структурні чинники, які впливають на макроскопічні властивості матеріалів електронної техніки

Макроскопічні властивості матеріалу залежать від внутрішніх особливостей речовини, тобто від його структури та будови, окремий розгляд яких є недоцільним. Структуру і будову необхідно вивчати взаємозв'язаними, оскільки тільки в цьому випадку можна визначати відповідні макроскопічні параметри матеріалу з урахуванням зовнішніх впливів, які зумовлені дією різноманітних технологічних чинників у процесі виготовлення самого матеріалу чи формування на його основі функціонального шару структури ВІС. У металургії електронних матеріалів такими чинниками є, наприклад, масові частки компонентів та їхня чистота, тобто хімічний склад речовини, температура плавлення, температура гарячого прокатування, зусилля деформації, швидкість витяжки, температура та швидкість охолодження на фінішному циклі оброблення, тривалість і атмосфера термічного оброблення чи відпалу.

Загалом структура матеріалу визначається його дефектністю. Оскільки не існує ідеальних кристалів, то реальні (Si, GaAs) завжди містять дефекти структури. Вони поділяються на дефекти нульового розміру (вакансії, домішкові атоми), одновимірні (дислокації), двовимірні (дефекти пакування, границі зерен і фаз) та тривимірні дефекти (ділянки точкових дефектів, пори, кластери, преципітати). В багатофазних матеріалах, якими є, наприклад, сплави, велику роль відіграє розподіл різних типів домішкових атомів у ґратці (хімічний порядок), їхня розчинність, температурна стабільність розподілу. Якщо структурні елементи мають електричний чи магнітний моменти, то часто вирішального значення набуває їхня взаємна орієнтація,

яка визначає анізотропність матеріалу.

У поняття макроструктури кристалу ВІС чи твердого тіла в якості геометричного аспекту входить взаємне розміщення функціональних шарів, захованих контактів, епітаксійних шарів (Si чи GaAs), а також зображення поверхні окремих функціональних шарів; мікрошліфів, які визначають зернистість сплавів (наприклад алюмінієвих на кшталт АКГо-1-1); поверхні контактних площадок під розварювання внутрішніх перемичок; структури термокомпресійних з'єднань тощо.

Названі види макроструктур подані на рис. 1.2 – 1.6. Рис. 1.2 ілюструє процес формування захованого контакту, сформованого через міжшарову ізоляцію борофосфоросилікатного скла з використанням бар'єрного шару TiN до поверхні кремнію при багаторівневому полікремнієвому (поліцидному) розведенню з'єднань структури ВІС.

Рис. 1.3 подає поверхню епітаксійних арсенідгалієвих структур, зображення яких отримане оптичним методом із контрастом за Номарським: а) матовість 4 відн. од., б) матовість 7 відн. од., в) матовість 30 відн. од.; та в режимі вторинних електронів на растровому електронному мікроскопі JSM-840 (г) – матовість 9 відн. од.

Рис. 1.4 демонструє структуру алюмінієвого сплаву (алюміній-кремній-гольмій АКГо-1-1), який використовують для виготовлення мішеней магнетронного розпилення промислових устаткувань "Ораторія" та "Магна".

Рис. 1.5 ілюструє структуру осадженого паладію на контактні алюмінієві площадки під розварювання безкорпусного електронного чіпа (павучка).

Рис. 1.6 демонструє корозійне руйнування контакту золото-алюміній в термокомпресійних з'єднаннях внутрішніх виводів до структур ВІС.

У поняття мікроструктури також входять енергетичні взаємозв'язки (тип зв'язку, сили взаємодії), які утворюють електронну структуру. Саме електронна структура матеріалу визначає його електричні та магнітні властивості. Для їх вивчення, аналізу та вимірювання параметрів використовують тестові структури.

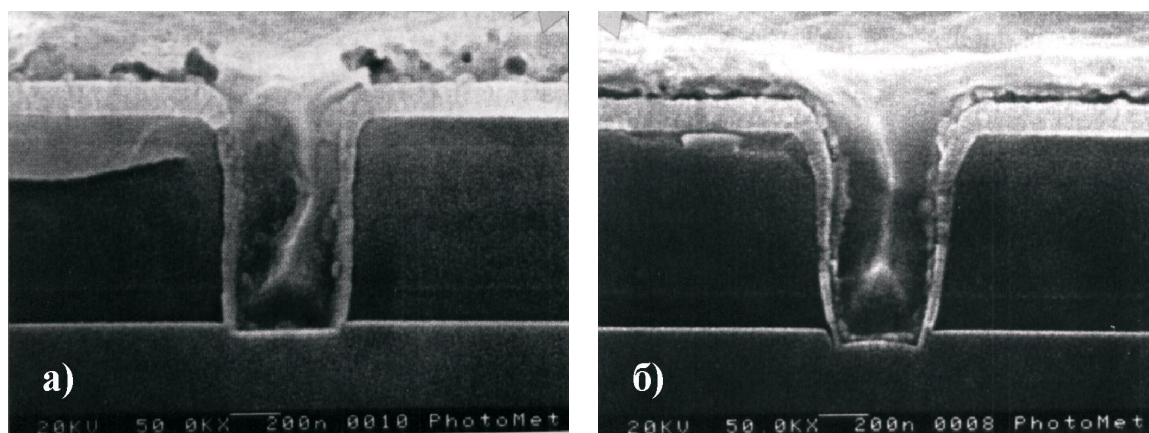


Рис. 1.2. Формування захованого контакту до кремнію: а) TiN + АКГо-1-1; б) TiN + TiSi₂ (поліцид)

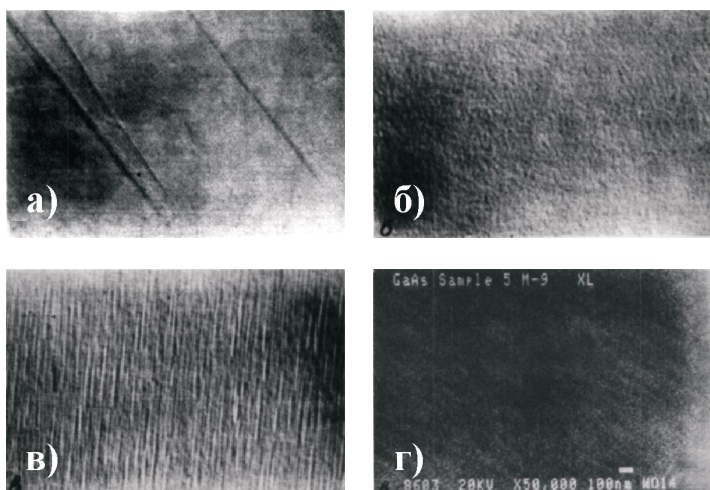


Рис. 1.3. Зображення поверхні епітаксійного GaAs, отримані оптичним методом (а, б, в), та на растровому електронному мікроскопі (г). Матовість (відн. од.): а) 4; б) 7; в) 30; г) 9

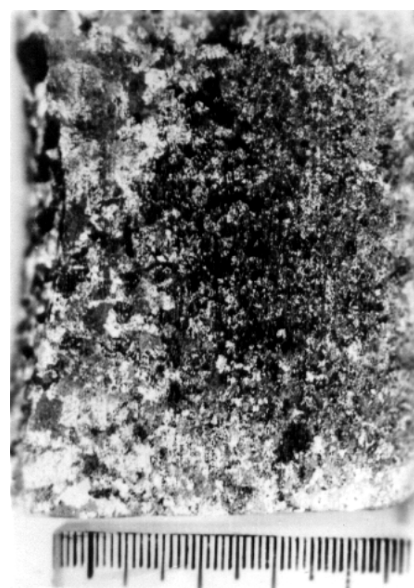


Рис. 1.4. Структура алюмінієвого сплаву АКГо-1-1

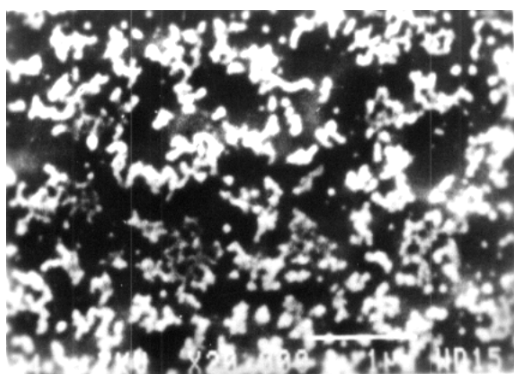


Рис. 1.5. Плівка паладію на алюмінієвому контакті (збільшення 10^3)

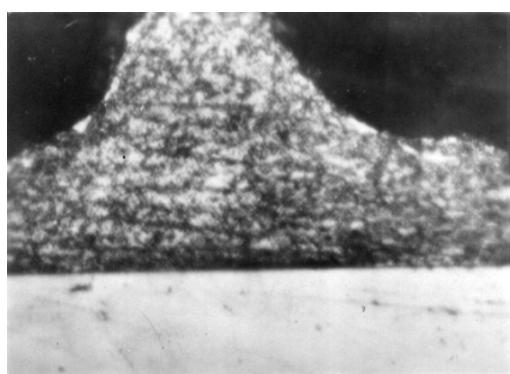


Рис. 1.6. Утворення інтерметалічного з'єднання Au-Al після термо-відпалу (збільшення 10^3)

1.3. Структурні чинники, які впливають на макроскопічні властивості матеріалів

На рис. 1.7 схематично подана залежність макроскопічних властивостей матеріалів від умов їх виготовлення. Методи дослідження параметрів, що належать до обох гілок на рис. 1.7, можна розглядати сумісно, тобто вони являють собою комплекс методів, який можна охарактеризувати як аналітичний комплекс. Крім того, сучасний аналіз обов'язково передбачає аналіз чистих елементів. Він не обмежується тільки визначенням вмісту цих елементів, але й враховує їхній мікророзподіл та процеси взаємодії.

Щодо мікрровластивостей, то обидва підходи вже нероздільні, — їх називають структурним аналізом. В табл. 1.1 вказано типові для основних структурних варіантів методи дослідження. Виявляється, що вже відносно

невеликий набір методів і приладів аналітичного дослідження є достатнім для дослідження структур більшості матеріалів.

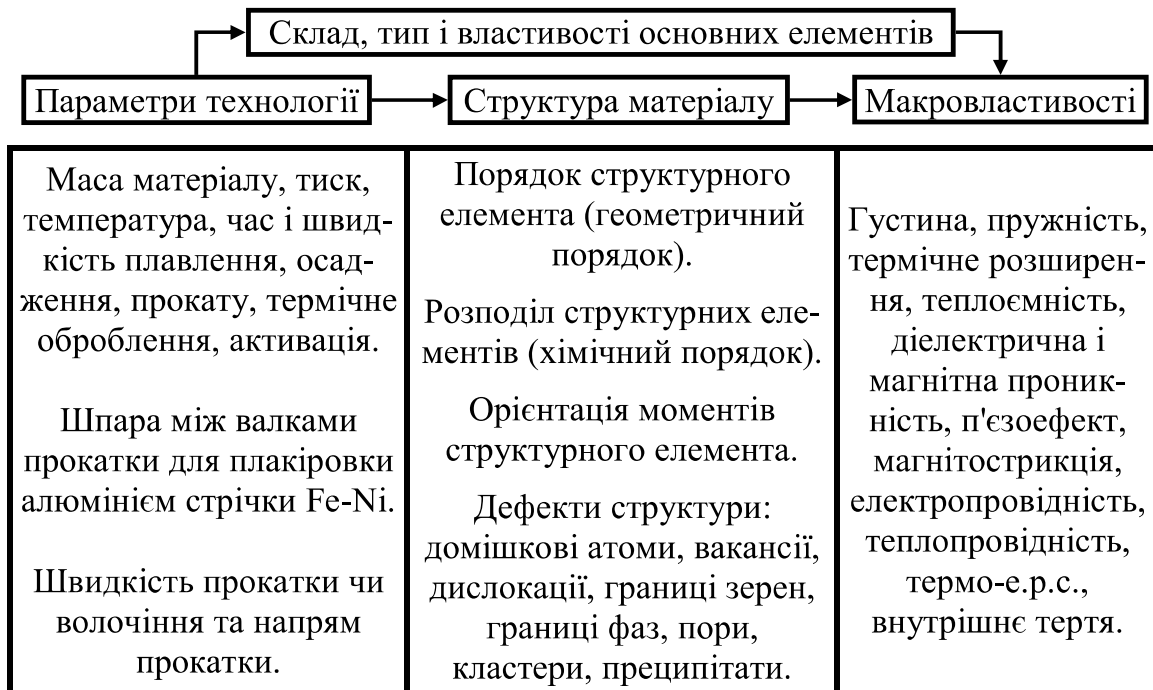


Рис. 1.7. Залежність макроскопічних властивостей матеріалу від технологічних чинників їх виготовлення

Розглянемо тепер основні положення сучасної теорії електронної структури, яку використовують для опису мікроструктури матеріалів.

Електрон в атомі однозначно характеризується за допомогою квантових чисел n , l , m_l та m_s . Згідно з принципом Паулі в одному атомі не може бути двох електронів, які мали би всі чотири однакові квантові числа. Головне квантове число n може набувати довільних натуральних значень 1, 2, 3, 4, Воно описує електронні орбіти К, L, M, N, O, ... оболонки атома відповідно. Кожна орбіта може вміщувати $2n^2$ електронів, тобто кожному головному квантовому числу відповідає $2n^2$ енергетичних станів електрона (n^2 підрівнів). Відповідно $2n^2$ електронів розміщуються на n рівнях, які позначаються індексами s , p , d , f , і т. д. Рівням відповідають орбітальні квантові числа $l = 0, 1, 2, 3 \dots (n-1)$. Кожний рівень може містити таку кількість електронів, яка вдвічі більша орбітального квантового числа. Таким чином, максимально можлива кількість електронів на рівнях s , p , d і f становить $1 \cdot 2$, $3 \cdot 2$, $5 \cdot 2$ та $7 \cdot 2$ відповідно. Електрони на рівнях s , p , d і f відрізняються магнітними квантовими числами m_l і спіновими квантовими числами m_s ; при цьому $m_l = -l, \dots, 0, \dots, +l$, а $m_s = \pm 1/2$. Це призводить до того, що кожний рівень розщеплюється на $2 \cdot (l + 1)$ підрівнів. Іншими словами, наприклад, рівню $l = 1$ (рівень p) відповідає три підрівні $m_l = -1, 0, +1$. На кожному з них може перебувати до двох електронів зі спінами $m_s = -1/2$ і $m_s = +1/2$. Тобто рівень p вміщує максимум шість електронів.

Таблиця. 1.1. Основні структурні особливості твердих тіл і типові методи їх дослідження

Розмірна характеристика	Структурна особливість	Аналітична проблема	Метод дослідження
1	2	3	4
Три-вимірна (3D)	Макро-дефекти	Дефекти осідання, тріщини, макровключення, дефекти нашарування	Магнітний, магнітно-індуктивний та ультразвуковий контроль; рентгено-та γ -дефектоскопія
		Пори, газові пухирі.	Ультразвуковий контроль, еліпсометрія
	Фази включення	Склад (фазовий аналіз)	Електронно-променевий мікроаналіз; мас-спектрометрія вторинних іонів; Оже-електронна спектроскопія; дифракція рентгенівських променів; рентгенолюмінесцентний аналіз, мессбауерівська спектроскопія; еліпсометрія
		Структура та параметри ґратки	Дифракція рентгенівських променів; трансмісійна електронна мікроскопія; дифракція нейтронів
		Об'ємні долі фаз	Кількісна металографія; кількісний структурний аналіз за допомогою мікрозонда; дифракція рентгенівських променів з вимірюванням інтенсивності; мессбауерівська спектроскопія; дифракція нейтронів
		Розмір зерна та включень, об'ємний розподіл	Кількісна металографія; кількісний структурний аналіз за допомогою електронно-променевого зонда
	Текстури	Тип і степінь текстурування	Дифракція рентгенівських променів з текстур-гоніометром; мессбауерівська спектроскопія; дифракція нейтронів
	Розподіл елементів	Ліквація	Електронно-променевий мікроаналіз; Оже-електронна спектроскопія; мас-спектроскопія вторинних іонів; зворотне резерфордівське розсіювання
		Збагачення вздовж границь зерен	Мас-спектроскопія вторинних іонів; Оже-електронна спектроскопія

Продовження таблиці 1.1.

1	2	3	4
		Дифузійні зони	Електронно-променевий мікроаналіз; мас-спектроскопія вторинних іонів; Оже-електронна спектроскопія
		Розшарування надструктури	Дифракція рентгенівських променів; мессбауерівська спектроскопія; іонне відбивання; трансмісійна електронна мікроскопія
	Виділення	Ідентифікація складу	Електронно-променевий мікроаналіз; мас-спектроскопія вторинних іонів; трансмісійна електронна мікроскопія; дифракція рентгенівських променів; мессбауерівська спектроскопія
		Структура ґратки	Трансмісійна електронна мікроскопія; дифракція рентгенівських променів
		Об'ємна доля, величина, розподіл	Відбивна електронна мікроскопія; дифракція рентгенівських променів; рентгенівське малокутове розсіювання; кількісна металографія; мессбауерівська спектроскопія
	Магнітні структури	Магнітні структури та явища	Дифракція нейтронів; мессбауерівська спектроскопія
Дво-вимірні (2D)	Границі зерен і фаз	Питома поверхня зерен і границь фаз	Кількісна металографія
		Склад	Мас-спектроскопія вторинних іонів; Оже-електронна спектроскопія; фотоелектронна спектроскопія
		Структура	Трансмісійна електронна мікроскопія
	Зовнішня поверхня, оксидні шари.	Глибина нерівностей (клас чистоти)	Інтерференційна спектроскопія, еліпсометрія
		Топографія	Скануюча електронна мікроскопія
		Склад в адсорбованих шарах	Мас-спектроскопія вторинних іонів; Оже-електронна спектроскопія; фотоелектронна спектроскопія
		Структура	Дифракція електронів
	Дефекти пакування	Зображення	Трансмісійна електронна мікроскопія
	Феромагнітні зони	Зображення та границі Блоха	Поляризаційна мікроскопія; скануюча електронна мікроскопія

Продовження таблиці 1.1.

1	2	3	4
Одно- вимірна (1D)	Дислокації	Зображення	Травлення, трансмісійна електронна мікроскопія; рентгенівська топографія
		Густина дислокації	Дифракція рентгенівських променів; трансмісійна електронна мікроскопія
Нульова (0D)	Вакансії	Концентрація та розподіл вакансій	Дифракція іонів; позитронна анігіляція
	Домішкові атоми	Концентрація, розподіл домішкових атомів впровадження та заміщення, кластерні зони	Дифракція іонів і нейтронів; автоелектронна та автоіонна мікроскопія; позитронна анігіляція; зондовий мікроаналіз; атомно-силова мікроскопія

Електронна будова елемента описується головним квантовим числом n , допоміжним квантовим числом l (s, p, d, f), а також кількістю електронів, які перебувають на цих рівнях. Для кисню, наприклад, це виглядає так: $1s^2 2s^2 2p^4$, тобто орбіта К з $n = 1$ і $l = 0$ (рівень s) заповнюється двома електронами. Орбіта L ($n = 2$) має вже два підрівні з $l = 0$ (рівень s) і $l = 1$ (рівень p). На рівні s є два електрони. Рівень p містить 4 електрони і може приймати ще два електрони. Якщо рівень p доповнити одним електроном, то отримуємо наступний елемент періодичної системи – фтор, а якщо двома електронами – неон. Неон має повністю заповнену орбіту L з електронною будовою (структурою) $1s^2 2s^2 2p^6$. В наступному (після неону) елементі періодичної системи (натрій) починається заповнення нової орбіти M: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$.

Орбітальний l і спіновий s моменти – вектори, які описуються власними компонентами l та s відносно осі квантування (наприклад, напрямку зовнішнього магнітного поля). В результаті взаємодії орбітального та спінового моментів отримуємо векторну суму, яка дає сумарний момент J . Тут можливі такі два типи зв'язку:

– **Зв'язки L - S (зв'язки Рассела-Саундерса).** Такий зв'язок між електронами встановлюється у більшості атомів. Взаємодія моментів l_i і s_i між собою є значною, однак не перевищує енергію електростатичного відштовхування електронів в електронній оболонці. Тому компонент l_i додають до сумарного спінового моменту L , а компонент s_i – до сумарного орбітального моменту S . Векторна сума моментів L і S в результаті дає момент J . Тобто,

$$L = \sum_i l_i; \quad S = \sum_i s_i; \quad J = L + S. \quad (1.1)$$

– **Зв'язок j - j .** Взаємодія моментів l_i і s_i є настільки великою, що енергія спін-орбітальної взаємодії перевищує енергію електростатичного відштовхування електронів в електронній оболонці, тому ці компоненти додають до результуючого моменту j_i . Отримані моменти j_i , в свою чергу, також

векторно додають, в результаті чого отримуємо результуючий момент J :

$$J = \sum_i j_i = \sum_i l_i + s_i. \quad (1.2)$$

Оскільки для зв'язку $j - j$ вже не можна визначити моменти L і S , то відпадає необхідність проводити розділення за енергетичними рівнями S, P, D і F, яке описано нижче.

У спектроскопії прийнято описувати стан атома спеціальною символікою енергетичних рівнів. Вона базується на головному квантовому числі n , сумарному орбітальному моменті L , сумарному спіновому моменті S та сумарному моменті J . Енергетичний стан з квантовим числом сумарного орбітального моменту $L = 0, 1, 2$ і 3 позначають як окремі стани S, P, D і F. При визначенні символіки енергетичних рівнів необхідно звернути увагу на те, що для заповнених рівнів відповідні їм сумарні орбітальний L та спіновий S моменти вже враховані в сумарному моменті J атома, тому для цих рівнів $L = S = 0$. Узагальнене позначення енергетичного стану має вигляд ^{2s+1}L . При цьому замість L використовується відповідний символ S, P, D, F. Величину $2s + 1$ називають мультиплетністю, яка показує кратність виродження рівнів атома. Для системи енергетичних рівнів атома важлива комбінація всіх можливих значень L і S . Тоді схема енергетичних рівнів складається з різних систем, кожна з яких належить до стану однієї і тієї ж мультиплетності.

Основні стани атома Na характеризують символом $3^2s_{1/2}$. Загальний електронний стан атома Na визначають як $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Орбіти K і L заповнені, тому не дають жодного внеску до моментів L і S . Орбіта M в основному стані містить 1 електрон на рівні s . Рівню s відповідає $l = 0$, а спін одного електрона становить $s = 1/2$. В результаті отримуємо $J = L + S = 1/2$, а відповідна мультиплетність становить $2s + 1 = 2 \cdot (1/2) + 1 = 2$. Якщо прийняти електронний стан для атома F як $1s^2 2s^2 2p^5$, то йому відповідають 3 можливі енергетичні стани. Рівень $1s^2$ вміщує 2 електрони з орбітальним моментом $l = 0$ і спіном $s = \pm 1/2$, а рівень $2s^2$ вміщує також 2 електрони, однак з орбітальним моментом $l = 1$ і спіном $s = \pm 1/2$. Рівень p має 5 електронів із шести максимальних. Це означає, що 4 електрони компенсують свої спінові моменти, тому тут слід враховувати тільки п'ятий електрон з $l = 1$ і $s = 1/2$. Тепер врахуємо всі можливі величини L , S і J , які дозволяють описати імовірні енергетичні стани:

$$\begin{aligned} l = 0, \quad s = \pm 1/2; \quad l = 1, \quad s = \pm 1/2, \\ L = \sum_i l_i; \quad L = 1; \\ S = \sum_i s_i; \quad S = 0, \quad S = 1 \\ J = L + S; \quad J = 0, \quad J = 1, \quad J = 2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

Векторну діаграму зазначених моментів атома фтору ілюструє рис. 1.8. Із такої векторної суми легко визначають дві мультиплетності $2s+1$: $2 \cdot 0 + 1 = 1$ та $2 \cdot 1 + 1 = 3$. Для $L = 1$ отримуємо стан P з мультиплетністю 1 або 3. Для першого випадку $J = 1$, стан позначають символом 2^1P_1 , а для другого

(мультиплетність 3) $J = 0, 1, 2$ – відповідні стани 2^3P_0 , 2^3P_1 та 2^3P_2 . Такі стани електронної структури використовують для пояснення фізичних процесів рентгеноелектронної та фотоелектронної емісій. Таким чином, мікро-структура значною мірою визначає параметри та характеристики макро-структури матеріалів.

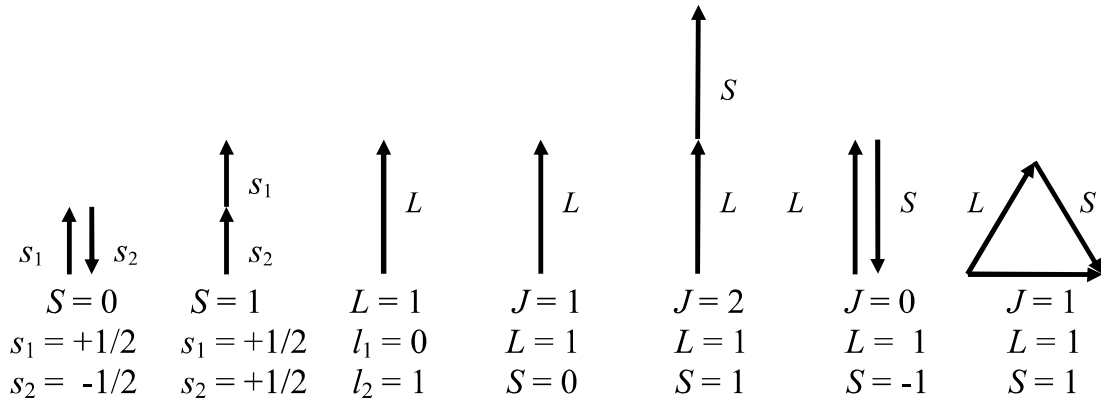


Рис. 1.8. Векторна діаграма моментів для атома фтору

На закінчення цього розділу розглянемо перехід від електронних станів в ізольованому атомі до електронних станів у твердому тілі – до зонної моделі (рис. 1.9). Електрони в ізольованому ($r = \infty$) атомі відрізняються точними енергетичними станами, які подають у вигляді схеми енергетичних рівнів або схеми термів. У міру зближення атомів хвильові функції їхніх зовнішніх

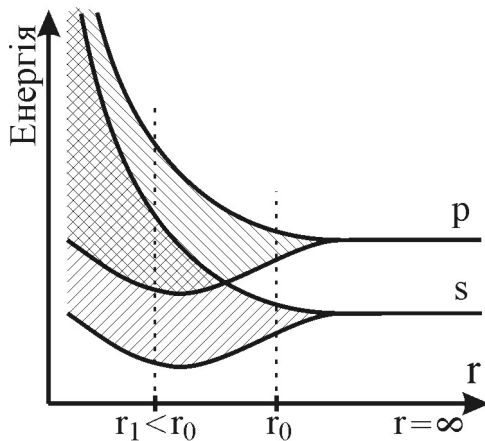


Рис. 1.9. Схема розщеплення енергетичних рівнів ізольованих атомів в процесі їхнього зближення та утворення твердого тіла. Тут $r = \infty$ відповідає ізольованим атомам, r_0 – існують дві енергетичні зони, розділені забороненою зоною, r_1 – ці зони перекриваються, утворюючи одну енергетичну зону

електронних оболонок починають перекриватися, тобто атоми взаємодіють. Тепер кожен з атомів вже не можна розглядати як окремий – вони утворюють систему, до якої також застосовний принцип Паулі. Це означає, що електрони, які перебували на однакових енергетичних станах ізольованих атомів, вже не можуть мати однакову енергію в системі взаємодіючих атомів. Якщо система містить N атомів, то в результаті їхньої взаємодії енергетичні рівні атома N -кратно розщеплюються. В результаті цього утворюються так звані енергетичні зони, кожна з яких складається з квазінеперервного ряду N енергетичних станів.

Чим вищій оболонці належить електрон, тим сильніше розщеплюється відповідний йому енергетичний рівень. Внутрішні рівні менше піддаються розщепленню або ж таке явище прак-

тично відсутнє, оскільки відповідні їм електрони атома екрануються від дії інших атомів електронними оболонками, розташованими вище. Ширина зон пропорційна силі зв'язку та зростає зі зменшенням відстані між атомами.

Розщеплення енергетичних рівнів може бути настільки сильним, що сусідні енергетичні зони накладатимуться одна на одну. У зв'язку з цим у твердому тілі існує ряд дозволених енергетичних зон. Вони відділені одна від одної енергетичними інтервалами, в яких не можуть перебувати електрони. Такі інтервали називають забороненими зонами. Кількість енергетичних станів, яка припадає на одиничний енергетичний інтервал у визначеній зоні називається густиною (щільністю) енергетичних станів твердого тіла $g(E)$ (рис. 1.10).

Густина енергетичних станів можна визначити за допомогою спектрографічних методів дослідження, зокрема фотоелектронної спектроскопії, рентгеноспектроскопії та Оже-електронної спектроскопії, які будуть детально розглянуті в наступних розділах.

Заповнення енергетичних зон електронами починається з найнижчого енергетичного рівня. Тому в твердому тілі існують енергетичні зони, цілком заповнені електронами, та зони, які заповнені частково. Енергію рівня, до якого частково заповнена енергетична зона (за температури $T = 0$ К), називають енергією Фермі (рис. 1.10) або рівнем Фермі. За будь-яких інших температур заповнення рівнів поблизу рівня Фермі внаслідок термічних коливань енергії електронів має імовірнісний характер та описується розподілом Фермі-Дірака.

Якщо вільний атом речовини має парну кількість електронів, тобто на всіх його заповнених енергетичних рівнях міститься по два спарених електрони, то під час утворення твердого тіла з N таких атомів кожен із рівнів N -кратно розщеплюється в зону з N -підрівнями, яка містить $2N$ електронів. Це означає, що всі підрівні в зоні заняті електронами, тобто зона

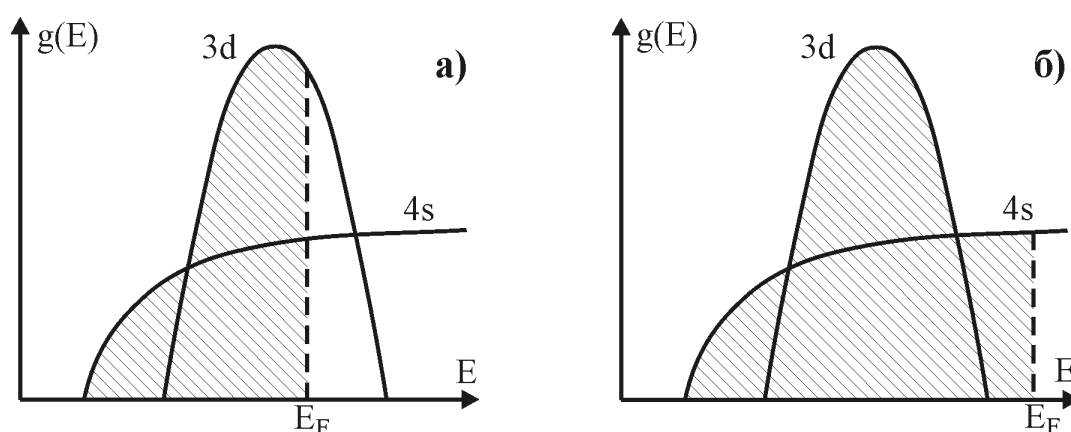


Рис. 1.10. Схема розподілу густини електронних станів $g(E)$ для нікелю (а) та міді (б). Для Ni зони 3d і 4s, які перекриваються, не цілком заповнені електронами і мають загальний рівень Фермі E_F . Для Cu зона 3d є цілком заповнена електронами, а рівень Фермі E_F розташовується в 4s-зоні

повністю заповнена. Електрони такої зони, яку називають валентною, не можуть приймати участі у провідності, оскільки відсутні підрівні, на які вони могли би переходити внаслідок прискорюючої дії електричного поля зовнішнього джерела напруги. Вище валентної зони розташована так звана зона провідності – повністю вільна від електронів енергетична зона, утворена внаслідок розщеплення енергетичного рівня, що відповідає стану збудженого вільного атома. Якщо в зону провідності генерувати електрони з однієї із заповнених зон за допомогою квантів випромінювання, високоенергетичних частинок або фононів (нагрівання), то такі електрони вже можуть під впливом зовнішнього електричного поля створювати електричний струм.

Зона провідності та валентна зона можуть бути розділені зоною заборонених енергій – такі речовини належать до діелектриків або напівпровідників. Межа між останніми доволі умовна і залежить тільки від величини забороненої зони. Зазвичай напівпровідники проявляють помітну власну, тобто термічно активовану (не домішкову), провідність ще за температур, нижчих від температури їхнього плавлення. Для діелектриків помітна власна провідність недосяжна.

Якщо валентна зона та зона провідності перекриваються, то в такому випадку тверде тіло є металом, оскільки утворена сукупна зона заповнена не повністю і в ній є достатньо вільних енергетичних підрівнів, на які можуть легко переходити електрони (відстань між підрівнями становить приблизно $10^{-22} \div 10^{-23}$ eV).

Окремим випадком слід вважати речовини, заборонена зона яких настільки вузька, що валентна зона та зона провідності практично дотикаються одна до одної. Такі речовини прийнято називати напівметалами. На відміну від напівпровідників напівметали володіють електричною провідністю за температури абсолютного нуля, однак, на противагу металам, ця провідність зростає з підвищенням температури.

Нарешті ті речовини, які мають непарну кількість електронів, теж належать до класу металів, оскільки верхній енергетичний рівень вільного атома, що містить неспарений електрон, також розщеплюється в зону з N підрівнями, одна половина з яких буде заповнена електронами, а друга – вільна. Таку зону також прийнято називати валентною.

Детальний опис зонної структури твердих тіл не є предметом цієї монографії. У цьому та наступних розділах теоретичні відомості подані в обсязі, необхідному для розуміння фізичних властивостей, явищ і процесів, які використовують для вимірювання та контролю параметрів і характеристик структур ВІС під час електрофізичного діагностування. Для повнішого розгляду теоретичних основ методів дослідження слід звернутися до підручників, навчальних посібників і наукових праць, ряд з яких поданий в списку використаної та рекомендованої літератури.

Закінчуючи цей розділ, слід ще раз відмітити, що саме мікро- і макроструктури в своїй сукупності визначають параметри та характеристики матеріалів, які, зі свого боку, відповідають за електрофізичні параметри субмікронних структур ВІС.

Розділ 8. Активні мікроелектронні пристрої НВЧ

Мікроелектронні пристрої, в яких використовуються активні елементи (АЕ) (діоди, транзистори, тиристори, гіратори), називають активними. В основі активних елементів лежить $p-n$ -перехід. Відповідно активні елементи можуть бути у вигляді дво-, три- і чотириполюсника. До активних мікроелектронних пристроїв відносять автогенератори і підсилювачі, які складають основу радіопередавальних і радіоприймальних пристроїв.

8.1. Особливості проектування автогенераторів

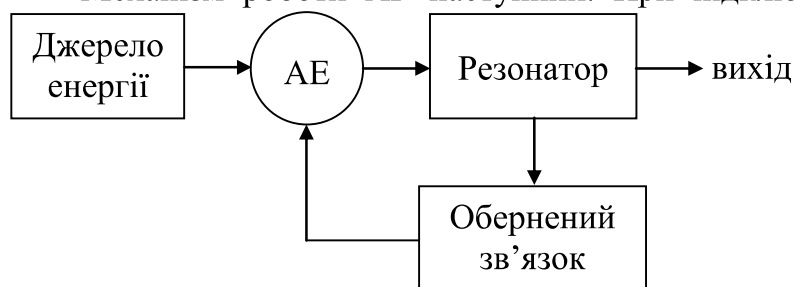
Автогенератор (АГ) – це генератор із самозбудженням коливань, властивості яких визначаються параметрами схеми та режимом його роботи. На відміну від генераторів із зовнішнім збудженням АГ не вимагають самого збуджувача, як це має місце в синтезаторах, що забезпечує коливання на вході. Такі коливання формуються за рахунок позитивного оберненого зв'язку (ОЗ) та активних елементів з від'ємним диференціальним опором.

У будь-якому АГ можна виділити основний елемент – коливальну систему (КС) із добротністю $Q \gg 1$, коливання в якій підтримуються за рахунок надходження енергії від джерела живлення. Звичайно керує таким процесом АЕ, виконаний у вигляді двополюсника (тунельний або лавино-пролітний діод, діод Ганна, λ -діод), або у вигляді триполюсника (біполярний або польовий транзистор), або у вигляді чотириполюсника (тиристор, гіратор), на які діють коливання, що поступають з КС.

Функціональна схема АГ наведена на рис. 8.1. Проста КС (резонатор) – це коливальний контур. У ньому при $Q \gg 1$ після введення енергії від джерела виникають затухаючі гармонічні коливання через наявність втрат у контурі. Таким чином, для створення АГ гармонічних коливань необхідно використати резонатор з високою добротністю і компенсувати втрати в ньому вже за рахунок АЕ і джерела живлення з введенням позитивного ОЗ. ОЗ у схемі АГ потрібний для синхронізації роботи АГ коливаннями резонатора.

У деяких типах радіопередавачів (діапазону НВЧ) АГ можуть бути вже вихідними каскадами. Вимоги до таких генераторів аналогічні вимогам до підсилювачів потужності – забезпечення високої вихідної потужності і ККД.

Механізм роботи АГ наступний. При підключенні джерела енергії в



резонаторі виникає перехідний затухаючий процес, який діє на АГ. Останній перетворює енергію джерела в енергію коливань і передає її в резонатор. Якщо потужність, яка відда-

Рис. 8.1. Функціональна схема автогенератора

ється АЕ, перевищує потужність, яка споживається резонатором і навантаженням, тобто виконується так звана умова самозбудження, то амплітуда коливань збільшується. При деякому її значенні ріст цієї потужності внаслідок нелінійності АЕ припиняється і вона стає рівною споживаній потужності. Якщо такий енергетичний процес-баланс стає стійким, то в АГ встановлюється стаціонарний режим коливань.

АГ суттєво відрізняється від інших каскадів радіопередавальних пристроїв тим, що частота і амплітуда коливань визначаються не зовнішнім джерелом, а параметрами власної КС та АЕ.

У залежності від типу АЕ розрізняють транзисторні та діодні АГ.

У транзисторних АГ створюється такий режим роботи АЕ, як і в підсилювачі потужності; при цьому на вхід подаються коливання не від зовнішнього джерела, а від власного резонатора через коло ОЗ. Варіант такої схеми АГ поданий на рис. 8.2. Резонатор у коливальному колі АЕ утворений елементами L , C , R і підключений так, що за допомогою трансформаторного ОЗ частина енергії поступає на керуючий електрод АЕ. Еквівалентна схема АГ (рис. 8.2, б) отримана шляхом заміни АЕ з елементами кола ОЗ генератором струму, який керується напругою на резонаторі.

У діодних АГ на динамічних ВАХ генераторного діода в режимі встановлених коливань, як і у транзистора, формується область (ділянка) від'ємної диференціальної провідності чи опору. Тут необхідно зазначити, що така область від'ємної крутизни генераторних діодів спостерігається не тільки на динамічних, але й і на статичних ВАХ. Схема діодного АГ подана на рис. 8.2, в

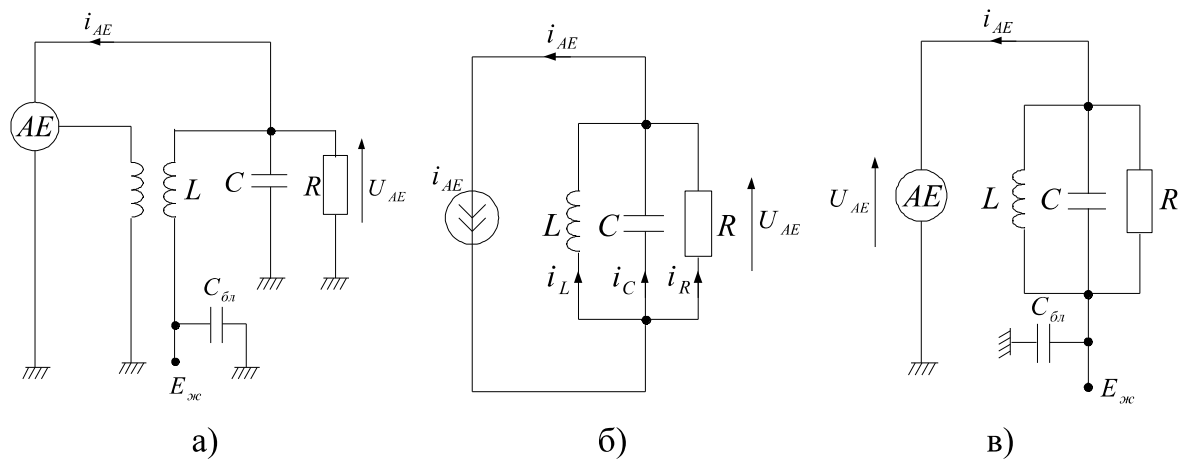


Рис. 8.2. Електричні схеми автогенераторів:
а, б – транзисторного; в – діодного.

На ділянці динамічної ВАХ, де є від'ємна диференціальна провідність, коливання перших гармонік $i_{AE} t$ і $U_{AE} t$ стають протифазними ($\varphi_{AE} = \pi$). Генераторний діод може бути замінений комплексною провідністю $Y_o = G_o + jB_o$, де G_o і B_o – активна і реактивна складові провідності діода.

Існують АЕ з динамічними ВАХ N - і S -типів (рис. 8.3). ВАХ N -типу мають тунельні діоди, лавино-пролітні діоди і діоди Ганна. Характеристику S -типу мають тиристори, транзисторні еквіваленти $p-n-p$ -типів.

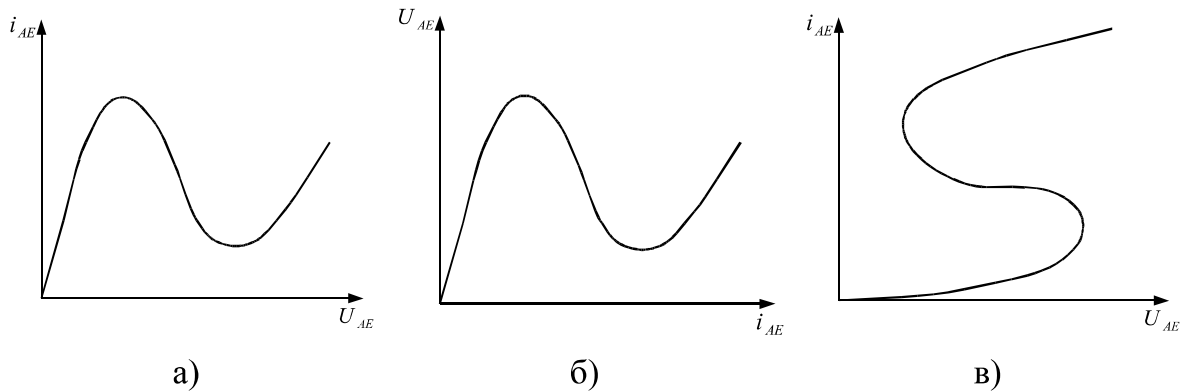


Рис. 8.3. Динамічні ВАХ активних елементів N - (а) і S -типів (б, в)

8.1.1. Квазілінійна теорія автогенераторів.

Автогенератори НВЧ повинні задовольняти наступним умовам:

- генерувати на частоті ω_0 потужність, не меншу заданої вихідної потужності $P_{вих}$;
- мати ККД, близький до максимального;
- забезпечувати задану стабільність частоти $\Delta\omega/\omega_0$ і вихідної потужності $\Delta P_{вих}/P_{вих}$;
- мати низький рівень шумів;
- стаціонарний режим коливань повинен бути стійким в діапазоні кліматичних механічних і фонових зовнішніх впливів;
- не повинні виникати паразитні коливання;
- можливість механічного, електричного або магнітного переналаштування частоти;
- можливість стабілізації частоти високочастотним резонатором або синхронізації частоти від зовнішнього високостабільного джерела.

Розглянемо умови стаціонарності коливань. Стаціонарним режимом називають усталений режим, тобто режим, в якому амплітуда і частота автоколивань не змінюється в часі. Еквівалентна схема АГ приведена на рис. 8.4. За першим законом Кірхгофа для еквівалентної схеми АГ справедлива рівність $U_{AE1} Y_{AE} + U_{AE1} Y_K = 0$ або $Y_K = -Y_{AE}$. Отримане співвідношення може бути записане у вигляді системи рівнянь:

$$\begin{aligned} G_K \omega &= -G_{AE} U_{AE1}, \\ B_K \omega &= -B_{AE} U_{AE1}, \end{aligned} \quad (8.1)$$

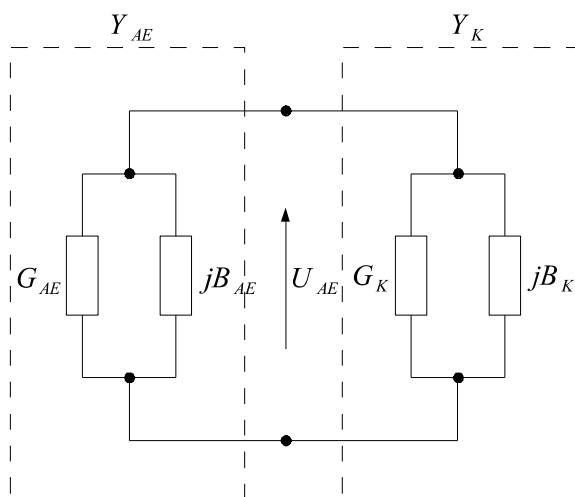


Рис. 8.4. Еквівалентна схема АГ

розв'язок якої дозволить визначити ω_p та напругу стабілізації коливань U_{cm} . Система рівнянь (8.1) визначає умову стаціонарності режиму автоколивань. Фізичний зміст цих умов наступний.

1) Вихідна потужність АЕ $P_- = 0,5 U_{AE1}^2 G_{AE}$ (бо $G_{AE} < 0$, то і $P_- < 0$), а потужність споживання резонатором рівна $P = 0,5 U_{AE1}^2 G_K$. Тоді $P_- = -P$ і рівність $G_K \omega = -G_{AE} U_{AE1}$ виражає умову балансу потужностей.

2) Умова (8.1) може бути записана у вигляді $B_K + B_{AE} = 0$. Це і є умова резонансу в повній коливальній системі АГ, яка утворена резонатором і АЕ. Коливання в АГ проходять на резонансній частоті сумарного резонатора.

Умови (8.1) є необхідними, але не достатніми умовами існування стаціонарного режиму автоколивань. На можливість існування стаціонарного режиму коливань вказує умова $Y_K = -Y_{AE}$. Чи встановиться ця умова, реально залежить від стійкості електричної схеми до малих електричних збурень. Припустимо, що амплітуда коливань змінилася на величину ΔU , тобто $U' = U_{cm} + \Delta U$, і, як наслідок, порушилися умови (8.1) існування стаціонарного коливання – при цьому виникає перехідний процес. При подальшому протіканні процесу можливе наступне:

а) амплітуда коливань буде продовжувати змінюватися в тому ж напрямі;

б) амплітуда залишиться рівною U' ;

в) амплітуда почне змінюватися за іншим законом і повернеться до попереднього значення U_{cm} .

Перехідний процес, що виник при відхиленні амплітуди від стаціонарного значення, може бути описаний виразом $U_{AE} t = U' e^{\gamma t} \cos \omega t$,

де $\gamma = \frac{dU}{dt} \frac{1}{U}$ – відносна швидкість зміни амплітуди; $\gamma = \gamma t$, $\omega = \omega t$,

$U t = U' e^{\gamma t}$. Із цього виразу випливає, що у випадку $\Delta U > 0$ режим стійкий при $\gamma < 0$, а у випадку $\Delta U < 0$ режим вже стійкий при $\gamma > 0$.

Тому умовами стійкості стаціонарних режимів є виконання наступних двох нерівностей:

$$\begin{aligned} 1 \quad \frac{d|G_{AE}|}{dU_{AE1}} < 0, \quad \frac{dB_K}{d\omega} > 0, \\ 2 \quad \frac{d|G_{AE}|}{dU_{AE1}} > 0, \quad \frac{dB_K}{d\omega} < 0, \end{aligned} \quad (8.2)$$

де похідні визначаються в точці стаціонарності режиму, тобто коли $U_{AE1} = U_{cm}$, $\omega = \omega_p$. Загальна умова стаціонарного режиму АГ запишеться у вигляді

$$\frac{d|G_{AE}|}{dU_{AE1}} \cdot \frac{dB_K}{d\omega} < 0.$$

А тепер повернемося до умов самозбудження АГ. Коливання в АГ збуджуються самовільно при включенні напруги живлення. Умову самозбудження визначимо, порівнюючи потужність, яку віддає АЕ, з потужністю, яка споживається резонатором.

Так як коливання починаються з малих амплітуд, то для отримання умови самозбудження знехтуємо нелінійністю АЕ і замінимо його лінійною провідністю $Y_0 = G_0 + jB_0$, де $B_0 = B_{AE}|_{U_{AE1} \rightarrow 0}$, $G_0 = G_{AE}|_{U_{AE1} \rightarrow 0}$. При цьому потужність АЕ $P_- = 0,5U_{AE1}^2 G_0$ споживається резонатором і записується у виді $P_+ = 0,5U_{AE1}^2 G_K$. Амплітуда наростає, коли $P_- > P_+$, тобто коли виконується умова, яку називають умовою збудження:

$$G_0 < 0, \quad |G_0| > G_K,$$

де G_0 – дійсна частина вихідної провідності АЕ в режимі малого сигналу, G_K – дійсна частина провідності КС в точках підключення вихідних електродів АЕ.

Існує два режими збудження коливань: м'який та жорсткий. М'який режим виникає самовільно при підключенні живлення. У АГ з м'яким збудженням стан спокою (тобто стан, коли $U_{AE1} = 0$) є нестійким, а значить не існує. Особливості АГ з будь-яким режимом збудження вивчають, використовуючи навантажувальні характеристики АЕ, тобто залежності $U_{AE1} = U_{AE1} R'_K$, де $R'_K = 1/G_K$. Для побудови навантажувальної характеристики АЕ в м'якому режимі збудження АГ для спрощення допускають, що $B_{AE} = 0$, і залежність $U_{AE1} R'_K$ отримують, розв'язуючи рівняння $G_K \omega = -G_{AE} U_{AE1}$ при різних значеннях G_K . На рис. 8.5 наведені залежності $G_{AE} = f U_{AE1}$ і $U_{AE1} = f R'_K$ для м'якого і жорсткого режимів збудження АГ.

До особливостей м'якого режиму збудження коливань можна віднести:

- плавний вигляд навантажувальної характеристики, відсутність стрибків амплітуд;
- однозначний зв'язок між U_{AE1} і R'_K ;

– можливість отримання коливань малих амплітуд.

Жорсткий режим збудження коливань – це режим, в якому генерація виникає тільки при наявності зовнішнього впливу, який створює коливання з амплітудою, більшою деякого порогового значення (рис. 8.5, в, г).

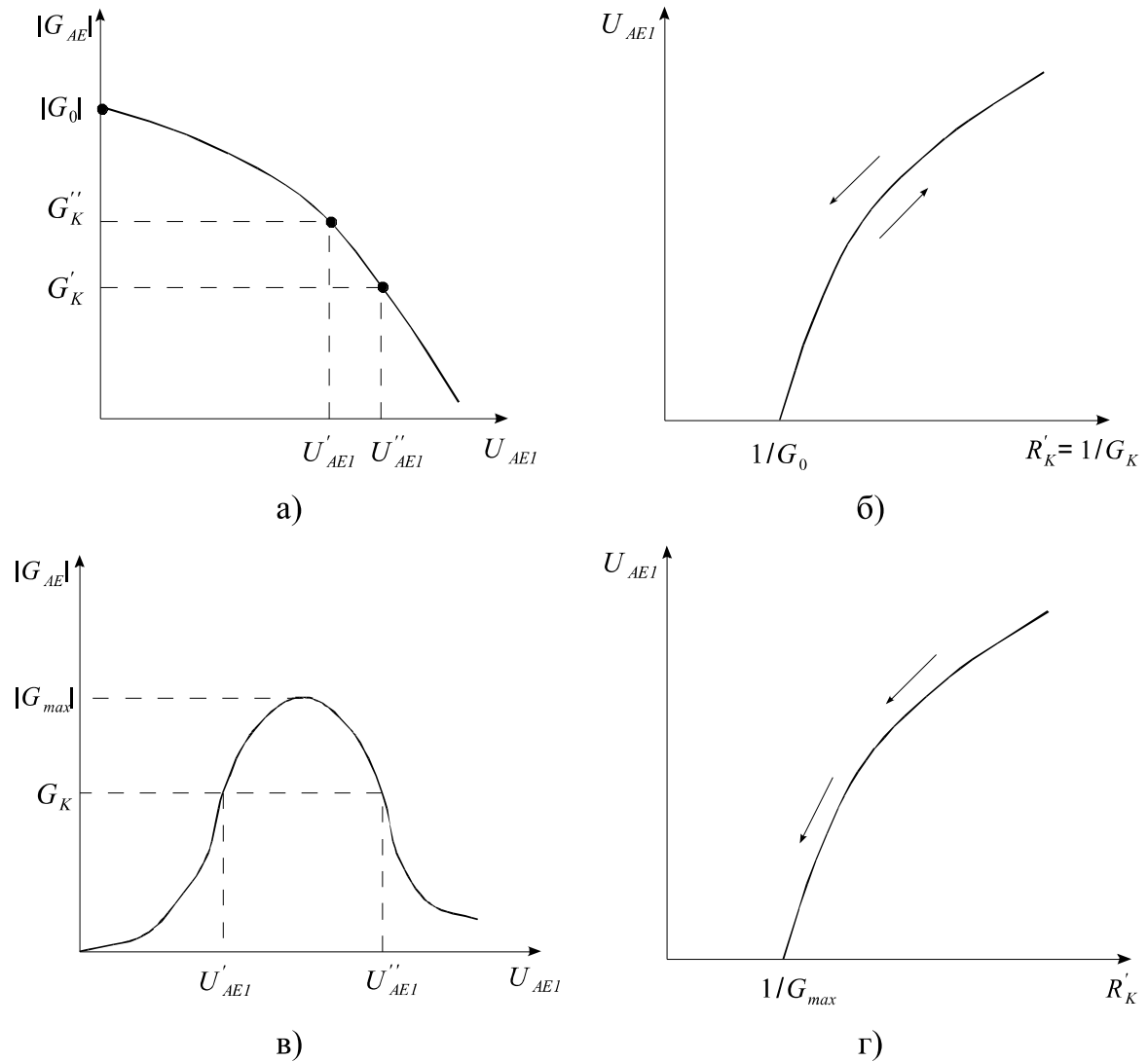


Рис. 8.5. Залежності G_{AE} U_{AE1} та U_{AE1} R'_K для м'якого (а, б) і жорсткого (в, г) режимів збудження АГ

Особливостями жорсткого режиму є:

- стрибкоподібний характер збудження та зриву коливань;
- наявність діапазону значень R'_K від $1/G_{max}$ до $1/G_0$, де коливання або існують або їх немає;
- неможливість отримання коливань малих амплітуд.

Вище викладене відноситься до АГ на АЕ з характеристиками N -типу. Виведення основних залежностей для АЕ з ВАХ S -типу базується на наступних положеннях:

– без врахування інерційності АЕ залежності для АЕ з ВАХ N -типу будуть справедливі для АЕ з ВАХ S -типу, якщо в отриманих співвідношеннях поміняти місцями струм і напругу;

– оскільки інерційність в АЕ з ВАХ N -типу приводить до появи ємнісної складової вихідної провідності АЕ, то в АЕ вже з ВАХ S -типу уявна складова вже має індуктивний характер і є основою для побудови генераторних схем.

Таким чином, АЕ з динамічною ВАХ N - і S -типів є дуальними, тобто рівняння відносно струму для одного з них аналогічні рівнянням відносно напруги для іншого.

Тому, замінивши провідності Y опорами R , а амплітуду вихідної напруги U_{AE1} амплітудою вихідного струму I_{AE1} , отримаємо умови збудження та існування стійких коливань в АГ на АЕ з динамічними ВАХ вже S -типу:

- 1) $R_{AE} < 0, R_0 < 0, |R_0| > R_K, R_0 = R_{\max};$
- 2) $Z_K = -Z_{AE}$ або $R_K = -R_{AE}, X_K = -X_{AE};$
- 3) $\frac{d|R_{AE}|}{dI_{AE1}} \frac{dX_K/d\omega}{\omega_p} < 0.$

Тут АЕ і КС представлені комплексними опорами $Z_{AE} = R_{AE} + jX_{AE}$, $Z_K = R_K + jX_K$, причому R_{AE} і X_{AE} – функції амплітуди першої гармоніки вихідного струму I_{AE1} , R_K і X_K – функції частоти ω ; $R_0 = R_{AE}$ при $I_{AE1} \rightarrow 0$.

Найбільш суттєва вимога до АГ – це стабільність частоти, яка повинна визначатися властивостями КС. Тому для покращення стабільності частоти застосовують КС, власні частоти яких слабо залежать від зовнішніх умов. До таких КС відносять:

- високочастотні коливальні контури із стабільними параметрами L і C ;
- кварцові резонатори;
- лінії затримки і резонатори на поверхневих акустичних хвилях;
- порожні металеві і діелектричні резонатори (МР, ДР);
- резонатори на надпровідних матеріалах;
- резонансні лінії поглинання.

А тепер повернемося до особливостей схемотехнічного проектування транзисторних та діодних АГ.

8.1.2. Транзисторні автогенератори.

Схеми транзисторних АГ розрізняють за способами здійснення зовнішнього позитивного ОЗ:

- схеми з трансформаторним ОЗ;
- схеми з ємнісним ОЗ (рис. 8.6, а), де напруга ОЗ знімається з ємності C_1 ;

– схеми з індуктивним ОЗ (рис. 8.6, б), де напруга ОЗ знімається з індуктивності L_1 .

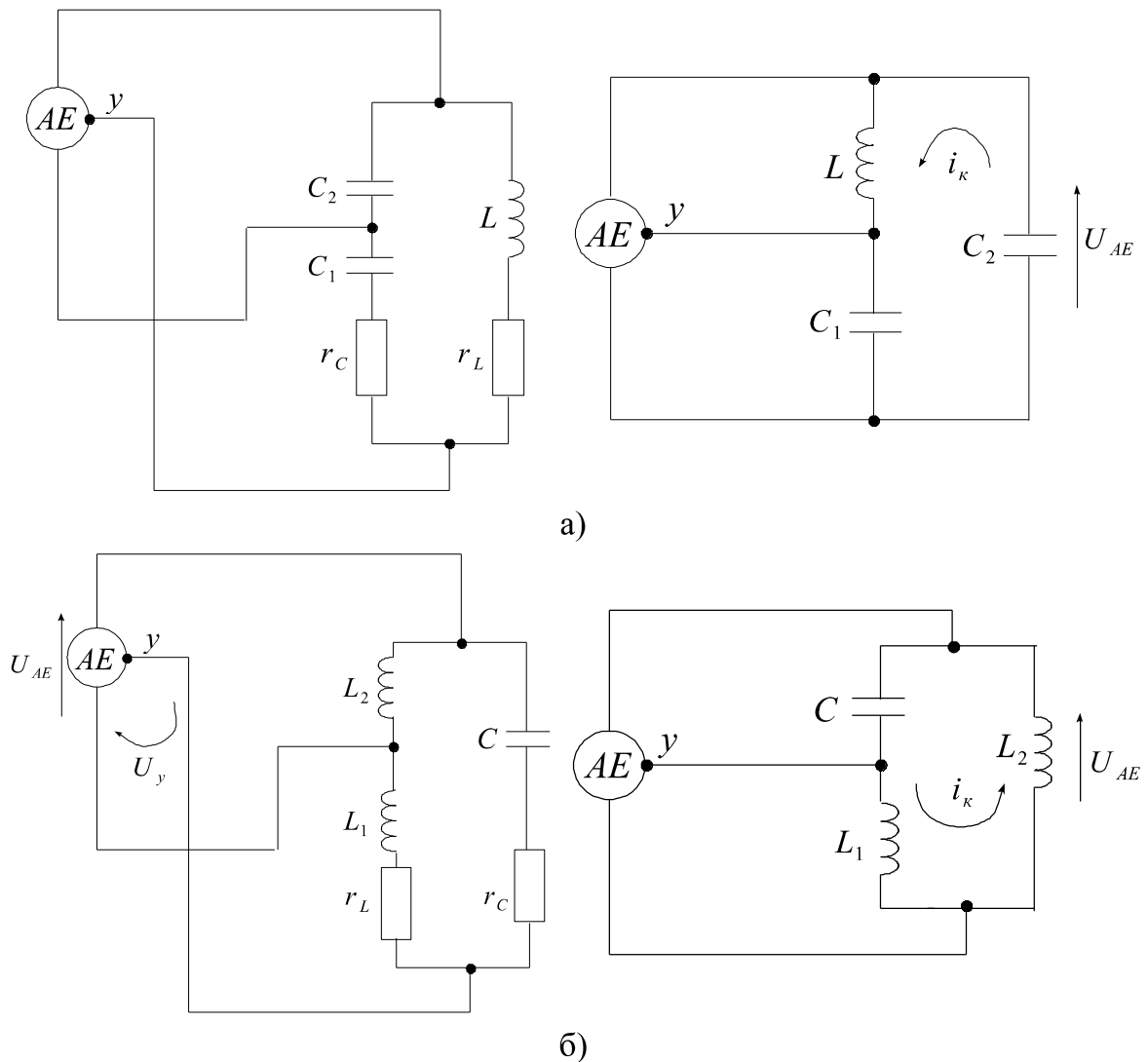


Рис. 8.6. Схема АГ з ємнісним (а) та індуктивним (б) ОЗ

Для отримання високостабільних стабільних коливань переважачою є схема з ємнісним ОЗ. Вихідна і керуюча напруги U_{AE} і U_y знімаються з ємностей, що приводить до зменшення рівня вищих гармонік, оскільки ємнісний опір падає з ростом частоти. Для зниження рівня гармонік у схемі АГ з індуктивним ОЗ індуктивності, зазвичай, шунтуються додатковими ємностями.

Аналіз транзисторних АГ проведемо з використанням певної методики розрахунку, умовою виникнення і здійснення стаціонарних режимів, що подавалися в попередньому підрозділі.

1. Фазовий кут φ_{AE} між коливаннями перших гармонік струму $i_{AE} t$ і напруги $U_{AE} t$ залежить від фазових зсувів в АЕ та колі ОЗ. Якщо

$\pi/2 < \varphi_{AE} < 3\pi/2$, то потужність $P_- = 0,5 I_{AE} U_{AE} \cos \varphi_{AE}$ від'ємна, і говорять, що АЕ віддає потужність в резонатор.

2. Враховуючи, що амплітуда першої гармоніки струму $I_{AE1} = I'_{AE1} + I''_{AE1}$ – величина комплексна, то поділивши її складові на загальну напругу U_{AE1} , отримаємо вираз для визначення комплексної вихідної провідності:

$$Y_{AE} = \frac{\dot{I}_{AE1}}{\dot{U}_{AE1}} = G_{AE} + j B_{AE} \quad (8.3)$$

де $G_{AE} = \dot{I}_{AE1} / \dot{U}_{AE1} \cos \varphi_{AE}$, $B_{AE} = \dot{I}_{AE1} / \dot{U}_{AE1} \sin \varphi_{AE}$.

Активний елемент віддає в резонатор максимальну потужність $P_1 = P_- = 0,5 U_{AE1}^2 G_{AE1}$ (при заданій амплітуді першої гармоніки U_{AE1}), якщо $G_{AE} < 0$, тобто при $\varphi_{AE} = \pi$. У цьому випадку коливання перших гармонік струму $i_{AE} t$ і напруги $U_{AE} t$ протифазні і $B_{AE} = 0$.

3. Динамічна вихідна ВАХ АЕ автогенератора така ж, як і ВАХ підсилювача потужності. При $\varphi_{AE} = \pi$ така ВАХ має ділянку від'ємної крутизни. Таким чином, правильно вибраний від'ємний ОЗ приводить до появи ділянки від'ємної диференціальної провідності $Y_{AE} = di/dU$ на динамічній вихідній ВАХ АЕ.

Для розрахунків АГ з використанням транзисторних АЕ необхідно використовувати наступні параметри:

1) Усереднена за першою гармонікою перехідна крутизна АЕ $S_1 = \dot{I}_{AE1} / \dot{U}_{y1}$, де \dot{I}_{AE1} і \dot{U}_{y1} – комплексні амплітуди перших гармонік вихідних струмів і керуючої напруги.

2) Коефіцієнт ОЗ $K_{O3} = \dot{U}_{y1} / \dot{U}_{AE1}$, де \dot{U}_{y1} і \dot{U}_{AE1} – комплексні амплітуди перших гармонік керуючої та вихідної напруги АЕ. При розрахунках шунтуючим впливом АЕ на коливальний контур нехтуємо. Тоді основні співвідношення для розрахунку електричних схем мають вигляд:

а) для АГ з ємнісним ОЗ:

$$\dot{U}_{y1} = \frac{\dot{I}_{\text{конт}}}{j\omega C_1}, \quad \dot{U}_{\kappa 1} = -\frac{\dot{I}_{\text{конт}}}{j\omega C_2}, \quad K_{O3} = -|K_{O3}|, \quad |K_{O3}| = \frac{C_2}{C_1}.$$

б) для АГ з індуктивним ОЗ:

$$\dot{U}_{y1} = \dot{I}_{y1} \cdot j\omega L_1, \quad K_{O3} = \frac{L}{L_2}.$$

3) Вихідна провідність АЕ $Y_{AE} = \dot{I}_{AE1} / \dot{U}_{AE1}$. Враховуючи, що $\dot{I}_{AE1} = \dot{U}_{y1} S_1$ і $\dot{U}_{AE1} = \dot{U}_{y1} / K_{O3}$, отримуємо $Y_{AE} = S_1 K_{O3}$.

Враховуючи вирази для приведеної крутизни АЕ і коефіцієнта ОЗ та умову існування стаціонарного режиму АГ $Y_K = -Y_{AE}$, отримаємо наступне співвідношення

$$\dot{S}_1 \dot{K}_{O3} Z_K = -1, \quad (8.4)$$

де $Z_\kappa = 1/Y_\kappa$ – опір коливального контуру в точках (затискачах) підключення АЕ. Якщо $\dot{S}_1 = S_1 e^{j\varphi_s}$, $\dot{K}_{O3} = K_{O3} e^{j\varphi_{O3}}$, $Z_\kappa = |Z_\kappa| e^{j\varphi_\kappa}$, то із співвідношення (8.4) отримуємо:

- рівняння балансу амплітуд $S_1 K_{O3} Z_\kappa = 1$;
- рівняння балансу фаз $\varphi_s + \varphi_{O3} + \varphi_\kappa = \pi \cdot 2m - 1$, $m = 1, 2, 3, \dots$.

Для збільшення стабільності частоти АГ доцільно використати режим АЕ, при якому уявна частина вихідної провідності Y_{AE} рівна нулю. При цьому генерація проходить на резонансній частоті резонатора $\omega = \omega_p$, коли $\varphi_\kappa = 0$. Тоді умова балансу фаз набуде вигляду: $\varphi_s + \varphi_{O3} = \pi \cdot 2m - 1$.

Найбільш просто такий баланс досягається, коли i_κ та U_y синфазні, тобто $\varphi_s = 0$, а U_y та U_{AE} є протифазними, тобто $\varphi_{O3} = \pi$. Тоді $Y_{AE} = G_{AE}$, $B_{AE} = 0$, $G_{AE} = -S_1 K_{O3}$.

Стійкість стаціонарного режиму забезпечується виконанням умови

$$\frac{d|G_{AE}|}{dU_{AE1}} \cdot \frac{dB_K}{d\omega} < 0.$$

Для збудження АГ необхідно виконання умов: $G_0 < 0$, $|G_0| > G_K$, де G_0 – дійсна частина вихідної провідності АЕ в режимі малого сигналу, G_K – дійсна частина провідності КС в точках підключення АЕ.

При малих амплітудах для транзисторного АГ маємо $G_0 = G_{AE}$, $|G_0| = K_{O3} \lim_{U_{y1} \rightarrow 0} \frac{I_{AE1}}{dU_{y1}} = K_{O3} \frac{di_{AE}}{dU_y} = S K_{O3}$. Оскільки $S > 0$, то умова $G_0 < 0$ виконується при правильному виборі фази коефіцієнта ОЗ, тобто при $\varphi_{O3} = \pi$ (ОЗ позитивний). Умова $|G_0| > G_K$ приймає вигляд $S K_{O3} > G_K$. Для надійного збудження коливальних контурів необхідно, щоб ця нерівність забезпечувалась із запасом, тобто $S K_{O3} > 3 \div 5 G_K$.

8.1.3. Діодні автогенератори на тунельних діодах, діодах Ганна і лавино-пролітних діодах.

Діоди також відносяться до активних елементів і мають свої особливості при конструюванні АГ. Розглянемо кожний із них.

1. Тунельний діод (ТД) – це малопотужний генераторний діод з дуже вузьким $p-n$ -переходом (p - і n -області сильно леговані), активні властивості якого проявляються в широкому діапазоні частот – від постійного струму до НВЧ. Такі властивості ТД дозволяють будувати АГ в широкому діапазоні частот з вихідною потужністю до 100 мкВт . Крім того, діод має важливу особливість – зберігає свої властивості як АЕ в умовах радіаційного опромінення. Еквівалентна схема ТД, його статична ВАХ і схема живлення подані на рис. 8.7.

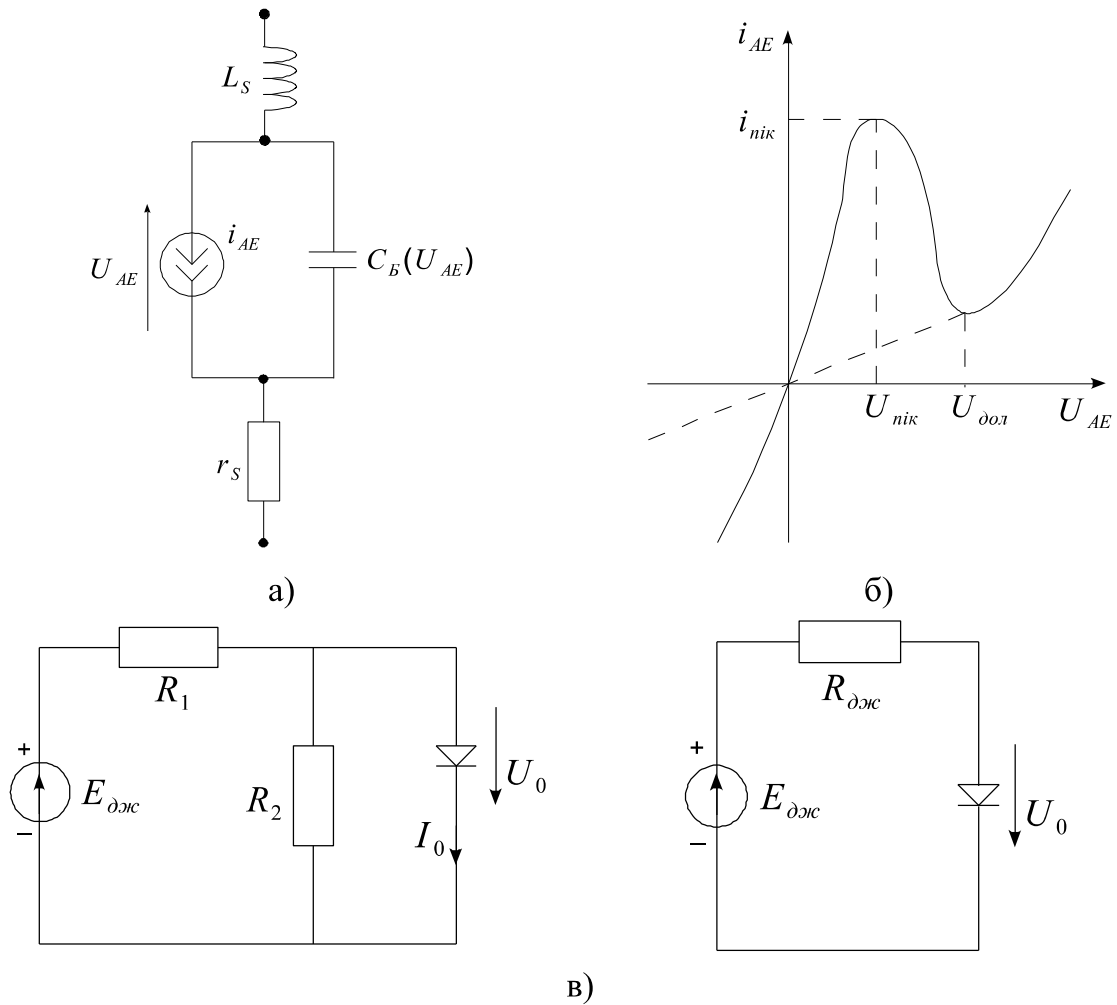


Рис. 8.7. Еквівалентна схема ТД (а), статична ВАХ генератора струму (б) та схема живлення (в)

Еквівалентна схема ТД містить генератор струму i_{AE} , бар'єрну ємність $p-n$ -переходу C_b , опір втрат у напівпровіднику і контактах r_s , індуктивність виводів L_s . Типова ВАХ показана на рис. 8.7, б, де штриховою лінією приведена ВАХ для звичайного діода.

Особливості АГ на ТД полягають в наступному.

1) Тунельний діод – це АЕ з ВАХ N -типу, тому КС (з врахуванням L_s і C_b) у точках підключення генератора струму i_{AE} повинна мати на заданій частоті паралельний резонанс (або резонанс струмів).

2) Область від'ємної крутизни існує при дуже малих U_{AE} . Напруга U_0 повинна бути в межах $U_{ник} < U_0 < U_{дол}$ ($0,1 < U_0 < 0,6 В$). При $E_{жс} = 1,5 В$ для захисту ТД в схемі АГ необхідно передбачити подільник напруги.

3) Існування області від'ємної крутизни не тільки на динамічній характеристиці (як у всіх АЕ), але й на статичній ВАХ вимагає забезпечення стійкості робочої точки за постійним струмом.

4) Наявність області від'ємної крутизни у ТД в широкому діапазоні частот може привести до самозбудження паразитних коливань. Тому в схему живлення включають антипаразитні резистори.

Режим роботи ТД за постійним струмом визначається схемою живлення, яка наведена на рис. 8.7, в. Постійна напруга на ТД рівна $U_0 = E'_{жс} - I_0 R_{джс}$, де $E'_{жс} = E_{жс} R_2 / (R_1 + R_2)$, $R_{джс} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$.

Типова схема АГ на ТД приведена на рис. 8.8, де: $R_1 - R_2$ – подільник напруги; $C_{бл}$, $L_{бл}$ – елементи, які блокують джерело $E'_{жс}$ від струмів високої частоти; $C_1 C_2$, L – елементи резонатора; C – елемент зв'язку. Для забезпечення високої стабільності частоти, у схемі використане негативне підключення резонатора до діода через ємнісний подільник $C_1 - C_2$.

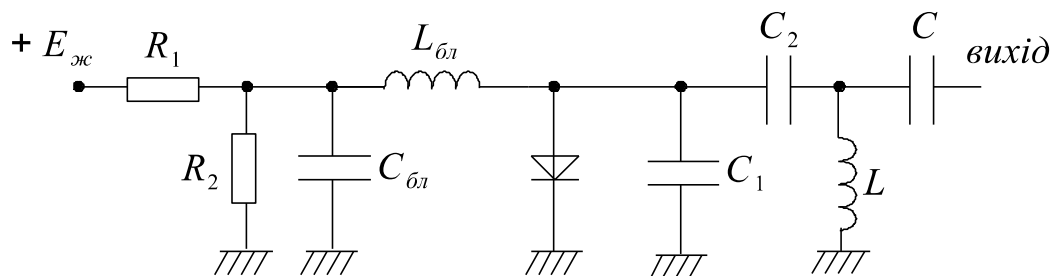


Рис. 8.8. Схема автогенератора на тунельному діоді

2. Діодні автогенератори НВЧ. У міліметровому і в короткохвильовій частині сантиметрового діапазону основними типами напівпровідникових активних елементів є діоди Ганна (ДГ) і лавинно-пролітні діоди (ЛПД). Створені транзисторні пристрої на цих частотах поки що уступають діодним за потужністю, надійністю та простотою технічної реалізації. На частотах більше 10 ГГц домінують діодні АГ, на частотах нижче 10 ГГц діодні АГ вже витісняються АГ на біполярних транзисторах, а в діапазоні 10 ÷ 40 ГГц – АГ на польових транзисторах.

Оскільки ККД діодних АГ не перевищує 5–20 % при ЛПД та 5–7 % при ДГ, то майже вся споживана від джерела живлення потужність (1 – 5 Вт) переходить у теплову, яку необхідно відвести від діода. При цьому температура кристалу не повинна перевищувати 150–200°C, а значить відведення тепла є важливою проблемою для таких АЕ.

Порівняльна характеристика в досягнутій потужності АГ на ДГ і ЛПД показана на рис. 8.9, а. На рис. 8.9, б наведена імпедансна характеристика ЛПД, яка визначає його високочастотні властивості.

Високочастотні властивості АЕ визначаються за допомогою імпедансних характеристик – залежності від частоти дійсної та уявної частини повного опору:

$$Z_{\partial} A_0, f, U = -R_{\partial} + jX_{\partial}, \quad Y_{\partial} A_0, f, U = -G_{\partial} + jB_{\partial},$$

де $A_0 = I_0$ для ЛПД, $A_0 = U_0$ для ДГ.

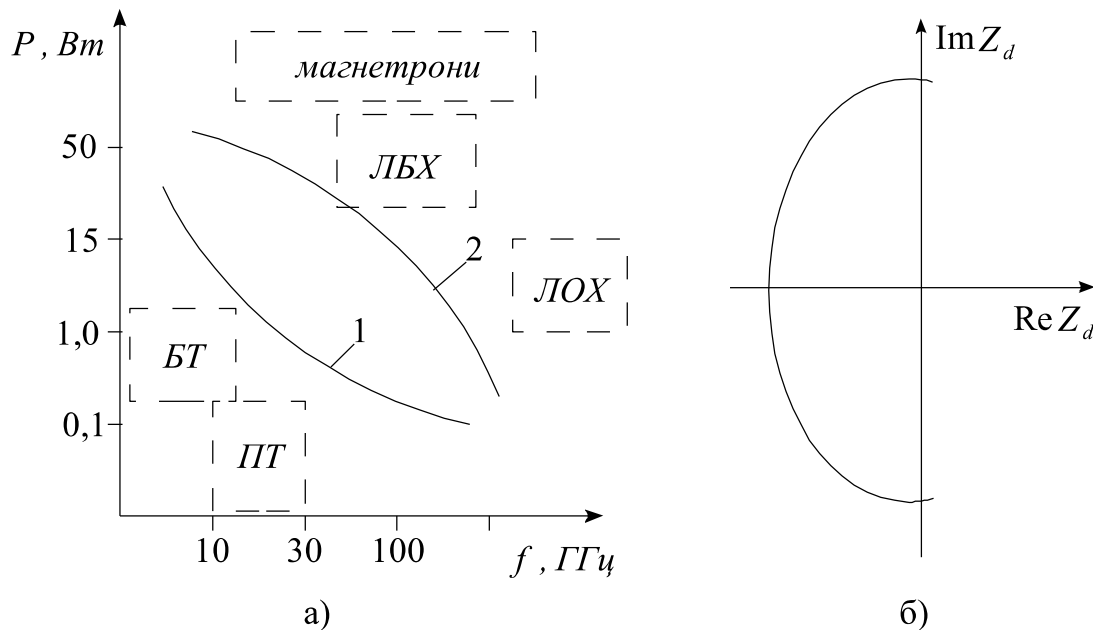


Рис. 8.9. Досягнуті значення потужності АГ в неперервному режимі (а): 1 – для ДГ; 2 – для ЛПД (для порівняння показані області при використанні як АЕ магнетронів ламп біжучої та оберненої хвилі, біполярних та польових транзисторів) та імпедансна характеристика ЛПД (б).

Зупинимося на особливостях АГ на діодах Ганна. Тут цікавим є те, що ДГ генерують коливання НВЧ при відсутності КС. Його ВАХ подана на рис. 8.10. Коли постійна напруга U_0 на діоді перевищує порогову напругу $U_{пор} = E_{пор} l$, де $E_{пор}$ – напруженість поля, яка рівна $3-3,5 кВ/см$ і відповідає максимуму ВАХ, l – довжина активної частини діода – n -шару. Частота коливання рівна величині, оберненій часу прольоту електронів через n -область: $f_{np} = 1/t_{np} = v_{np}/l$ (v_{np} – дрейфова швидкість електронів). Для $GaAs$ $v_{np} = 10 см/с$, а $f_{np} = 100/l$, де частота виражена в $ГГц$, а довжина в $мкм$.

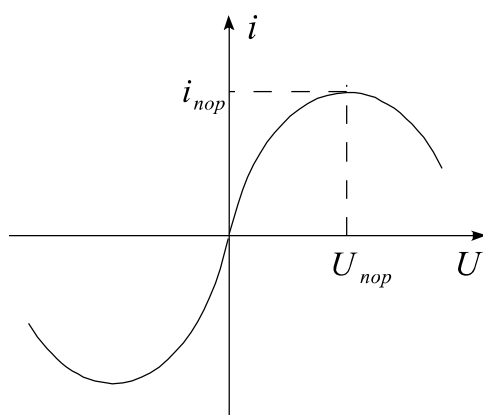


Рис. 8.10. ВАХ діода Ганна

На практиці в схему ДГ встановлюють резонатор і частота коливань вже не рівна f_{np} , а рівна резонансній частоті резонатора. Застосування резонатора в схемі ДГ дозволяє:

- збільшити вихідну потужність і ККД АГ;
- налаштувати АГ на потрібну частоту і вести певне переналаштування;
- зменшити рівень вищих гармонік у навантаженні;
- зменшити ймовірність збудження паразитних коливань.

Сьогодні існує безліч конструкцій АГ на ДГ з хвилеводними чи порожніми резонаторами та МСЛ. Саме і генераторах на ДГ можливе існування різних режимів генерації та підсилення НВЧ-коливань. На їх формування важливий вплив мають три часових параметра: τ_δ – час утворення домену в діоді, t_δ – час переносу домену у зразку довжиною l від катода до анода, T_0 – період підсилення та згенерованих коливань. Параметри τ_δ і t_δ залежать тільки від властивостей ДГ і визначаються як

$$t_\delta = \frac{l}{v_{\text{др}}}, \quad \tau_\delta = \frac{k_\delta}{n_0},$$

де n_0 – концентрація носіїв в 1см^3 , k_δ – коефіцієнт, який визначає чистоту матеріалу. Період згенерованих коливань визначається, головним чином, резонансною частотою зовнішнього електричного кола, підключеного до ДГ. Вибір режимів роботи генератора визначається відношеннями цих часових параметрів (t_δ/τ_δ , T_0/τ_δ , t_δ/T_0).

Дамо тепер коротку характеристику режимам роботи ДГ.

1) Режим усталеного від'ємного опору: $t_\delta/\tau_\delta < 1$, $t_\delta/T_0 = n$, де $n = 1, 2, 3, \dots$. Теоретично і експериментально встановлено, що ДГ з однорідним і стаціонарним розподілом електричного поля мають стійкий від'ємний опір на частотах, близьких до пролітної частоти або її гармонік, при умові, що диференціальна рухливість електронів від'ємна ($f = 1/T_0$, $f_{\text{пр}} = 1/t_\delta$). Особливістю такого режиму є відсутність статичного домену сильного поля. Цей режим використовують у генераторах НВЧ.

2) Режим біжучої хвилі: $t_\delta/\tau_\delta < 1$, $t_\delta/T_0 = 1$. У режимі біжучої хвилі за допомогою ВЧ-пристрою зв'язку, який розміщений поблизу катода ДГ з усталеним розподілом електричного поля, збуджується хвиля об'ємного заряду, яка експоненціально зростає по мірі руху через діод і збуджує у вихідному ВЧ-пристрої зв'язку підсилені коливання. ДГ в такому режимі роботи використовують при розробці підсилювачів НВЧ біжучої хвилі.

3) Доменний режим: $t_\delta/\tau_\delta > 1$, $T_0/t_\delta > 1$. Такий режим характеризується тим, що в ДГ є наявні повністю сформовані домени, які рухаються від катода до анода. Такий режим роботи використовують у високостабільних генераторах НВЧ. Змінюючи опір навантаження, можна отримати три різних доменних режими – пролітний, із затримкою домену, з гасінням домену.

4) Пролітний режим ($t_\delta/T_0 \approx 1$) характеризується тим, що ДГ працює в низькодобротному контурі. Тут період власних коливань контуру рівний періоду проходження домену. Такий режим використовують рідко і лише в дослідних цілях.

5) У режимах із затримкою ($t_\delta/T_0 < 1$) і гасінням домену ДГ вже працюють у високодобротному контурі і амплітуда ВЧ-коливань наближається до напруги живлення. Частота коливань визначається частотою НВЧ-контуру і характеризується високою стабільністю та високим ККД ($> 10\%$)/

6) Режим обмеженого накопичення об'ємного заряду: $t_o/\tau_o > 1$, $T_o/t_o < 1$, $t_o/T_o > 1$. У такому режимі утворення доменів подавлюється НВЧ-напругою, амплітуда якої є досить високою. У цьому режимі частота коливань не залежить від часу прольоту домену і визначається схемою резонатора, в якій працює ДГ. Тут ККД високий і складає $> 20\%$. Такий режим ДГ використовують для отримання великої потужності АГ в імпульсному режимі.

7) Гібридні режими: $t_o/\tau_o > 1$, $T_o/t_o \approx 1$, $t_o/T_o > 1$. Цей режим займає проміжне значення між доменним режимом і режимом обмеженого накопичення об'ємного заряду. У такому режимі АГ не є чутливим до навантаження і має також високий ККД. Даний режим використовується як в неперервному, так і в імпульсному генеруванні НВЧ-коливань.

Проектування генераторів на ДГ включає в себе три етапи: вибір діоду, формування топології, розрахунок елементів схеми.

Вибір діоду проводять за частотою і вихідною потужністю.

Максимальна вихідна потужність або ККД АГ на заданій частоті досягається тоді, коли діод навантажений на деяку оптимальну провідність Y_k . Еквівалентна схема ДГ визначається тим, що наявність в ДГ збагачених шарів біполярних доменів робить його еквівалентним генератору струму i_r , паралельно якому увімкнена динамічна ємність C_o (рис. 8.11). Для забезпечення резонансу на частоті ω_p провідність Y_k повинна мати уявну складову індуктивного характеру (для резонансу струмів): $B_u = -1/\omega_p L_n$. Індуктивність можна задавати і гіратором. Резонанс у схемі визначається частотою $\omega_p = 1/C_o L_n$.

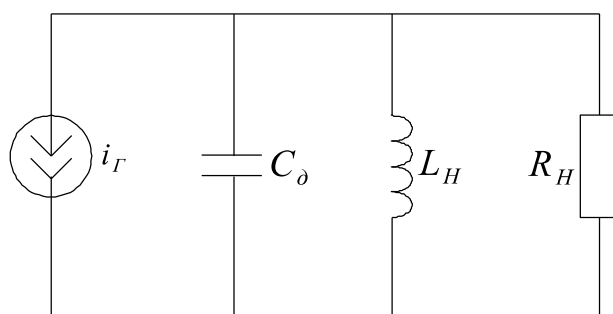


Рис. 8.11. Еквівалентна схема АГ на ДГ

А тепер для порівняння визначимо особливості АГ на ЛПД.

Лавино-пролітний діод – це напівпровідниковий діод, який працює в режимі лавинного помноження носіїв заряду при оберненому зміщенні електронно-діркового переходу і призначений для генерації НВЧ-коливань частотою $1-150\text{ ГГц}$. Вихідна потужність АГ на ЛПД складає сотні міліват в міліметровому діапазоні і одиниці ват в сантиметровому діапазоні. ККД великий і складає більше 10% .

ЛПД є також приладом з від'ємним диференціальним опором при електричному пробі і дрейфі носіїв заряду в напівпровіднику. Коли до діода прикладена висока напруга, то при напруженості поля $E > 100 \text{ кВ/см}$ у напівпровіднику виникає ударна лавинна іонізація і струм різко зростає. ЛПД має ВАХ N -типу і тому для отримання гармонічних коливань необхідний паралельний резонанс у точках підключення генератора струму, а для отримання стабільних коливань повинна виконуватися умова $d|G|/dU < 0$.

Умову генерації розглянемо на основі еквівалентної схеми АГ на ЛПД (рис. 8.12) та його динамічної ВАХ. Згідно першого закону Кірхгофа цю еквівалентну схему можна описати співвідношенням

$$\dot{I}_{Y_o} + \dot{I}_{Y_n} = 0, \quad Y_o = \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_1} \quad (8.5)$$

де \dot{I}_1 і \dot{U}_1 – комплексні амплітуди струму і напруги першої гармоніки на ЛПД.

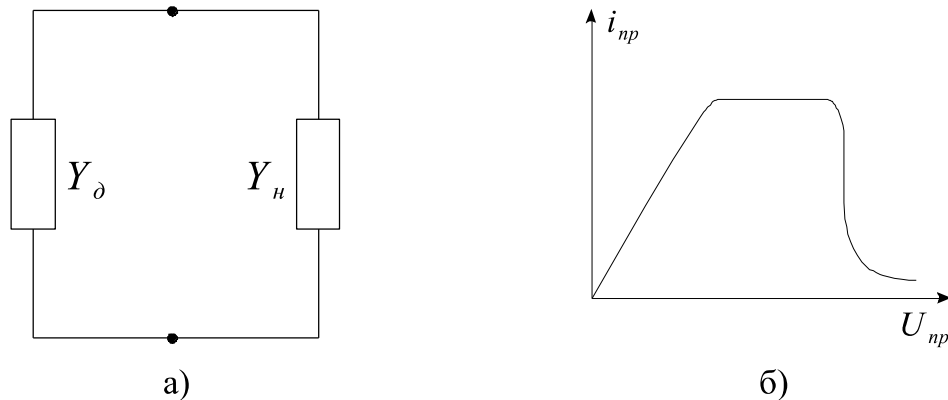


Рис. 8.12. Еквівалентна схема АГ на ЛПД (а) і його динамічна ВАХ (б)

Баланс потужностей запишеться у вигляді $|U_1|^2 Y_o + |U_1|^2 Y_n = 0$. Активна потужність на навантаженні є додатною: $P_n = |U_1|^2 \text{Re}[Y_n]$. Звідси випливає, що $|U_1|^2 \text{Re}[Y_n] = -P_n$, тобто провідність Y_o ЛПД повинна мати від'ємну дійсну частину при існуванні в системі НВЧ-коливань. Наявність від'ємної провідності характеризує трансформацію енергії – напівпровідниковий діод споживає енергію постійного струму і є джерелом НВЧ-коливань.

Еквівалентні схеми АГ на ЛПД подані на рис. 8.13. Тут пролітна область представлена усередненою на першій гармоніці від'ємною провідністю $G_{AE} = \dot{I}_{np1} / \dot{U}_{np1}$, де \dot{I}_{np1} і \dot{U}_{np1} – комплексні амплітуди першої гармоніки струму і напруги пролітної області, яка включена паралельно ємності пролітної області C_{np} . Сама лавинна область представлена реактивним опором jX_d . На схемі враховані індуктивність виводів діоду L_g і ємність корпусу $C_{кор}$.

Резонатор зображено у вигляді комплексної провідності Y_p , який увімкнено в навантаження генератора.

На частоті генерації еквівалентна схема АГ на ЛПД має вигляд, поданий на рис. 8.13, б. Тут R_n – еквівалентний опір навантаження ЛПД, L_n – еквівалентна індуктивність коливальної системи, C_{np} – ємність пролітної області ЛПД.

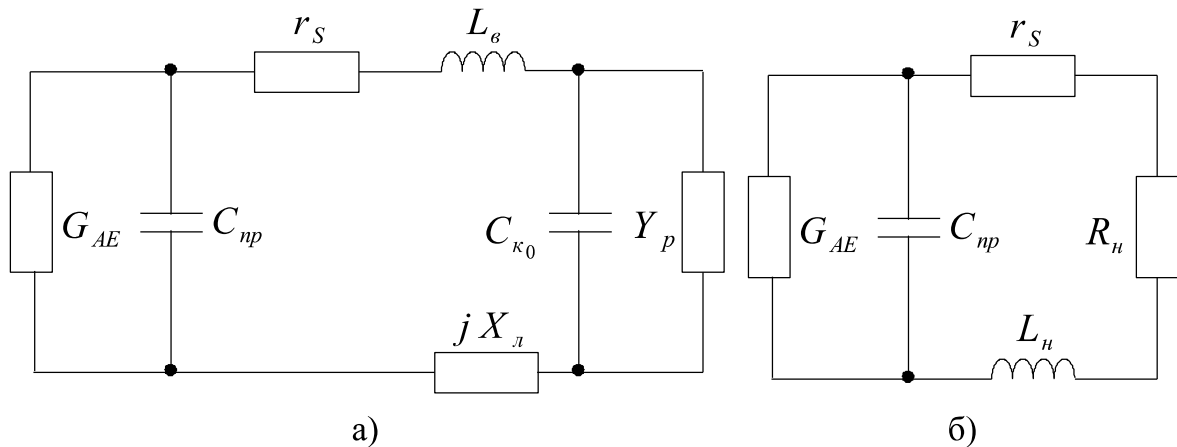


Рис. 8.13. Еквівалентні схеми АГ на ЛПД

Генератори на ЛПД проектується таким чином, щоб отримати максимальну потужність у навантаженні R_n : $P_n = 0,5 I_{n1}^2 R_n$, де I_{n1} – амплітуда струму першої гармоніки, який протікає через навантаження. Оскільки коливальна потужність першої гармоніки $P_1 = 0,5 I_{n1}^2 R_n + r_s$, то $I_{n1}^2 = P_1 / [0,5 R_n + r_s]$ і $P_n = P_1 R_n / R_n + r_s$. У той же час коливальна потужність P_1 визначається через $|G_{AE}|$:

$$P_1 = 0,5 I_{np1}^2 / |G_{AE}| = 0,5 U_{np1}^2 |G_{AE}|,$$

де G_{AE} – провідність ЛПД, $G_{AE} = G_0 = \frac{I_{np1}}{U_{np1}} \bigg|_{U_{np1} \rightarrow 0} = \frac{I_0}{U'_{zp}} = G_{\kappa \min} \frac{I_0}{I_{AE \min}}$.

Схема АГ працює в одному із трьох режимів: малих амплітуд (І), великих амплітуд (ІІ), перенапруженому режимі (ІІІ). Коливальна характеристика ЛПД представлена на рис. 8.14. Кожному режиму відповідає своє значення максимальної коливальної потужності P_1 ЛПД при

оптимальному опорі навантаження $R_n = \frac{I_0}{\omega_{np}^2 C_{np}^2 U_{zp}''}$, $G_{\kappa \min} = \omega_{zp}^2 C_{np}^2 r_s$:

– для режиму малих амплітуд

$$P_{n \max}^I = \frac{1}{2} \frac{I_{0 \min} I_0 - I_{0 \min}^2}{G_{\kappa \min}};$$

– для режиму великих амплітуд

$$P_{n \max}^{II} = \frac{1}{2} \frac{I_0^2 R_n}{\omega_{np}^2 C_{np}^2 R_n + r_s^2};$$

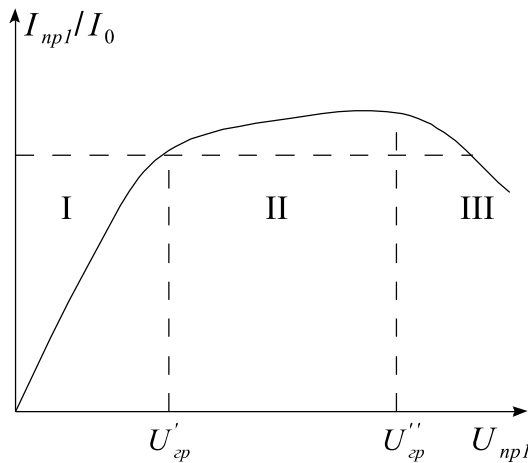
– для перенапруженого режиму

$$P_{n \max}^{III} = \frac{1}{2} U_{zp}^2 |G_{AE}| \frac{R_n}{R_n + r_s} = \frac{1}{2} U_{zp}^{\prime\prime 2} \omega_{np}^2 C_{np}^2 R_n.$$

Для 2-ого і 3-ого режимів оптимальний опір визначається співвідношенням

$$R_n = r_s \left(\frac{I_0}{I_{0 \min}} - 1 \right).$$

У виразах для $P_{n \max}$ прийняті наступні позначення: I_{np1} , U_{np1} – комплексні амплітуди першої гармоніки струму і напруги пролітної області;



I_0 – постійна складова струму ЛПД; $I_{0 \min}$ – мінімальний постійний струм ЛПД; $G_{\kappa \min}$ – дійсна частина провідності КС в точках підключення від'ємної провідності G_{AE} ; r_s – опір втрат ЛПД; U'_{zp} , U''_{zp} – амплітуди напруги U_{np1} , що відповідають першій і другій точкам коливної характеристики ЛПД (рис. 8.14).

Рис. 8.14. Коливальна характеристика ЛПД

8.2. Особливості проектування підсилювачів потужності НВЧ

Підсилювач потужності (ПП) – один з основних каскадів радіопередавальних пристроїв, який призначений для підсилення потужності високочастотних електромагнітних коливань, створених зовнішнім пристроєм збудження, шляхом перетворення енергії постійного електричного поля в енергію електромагнітних коливань. Елементи, які перетворюють енергію постійного електричного поля в енергію електромагнітних коливань, називають, як і у випадку АГ, активними елементами (АЕ).

Схема підсилювача потужності (рис. 8.15) включає: АЕ, узгоджуючі кола (входу і виходу), кола живлення та зміщення. На вхід ПП поступає електромагнітне коливання частоти f від попереднього каскаду, який називають збуджувачем. Навантаженням ПП є вхідний опір наступного каскаду або лінії (антенно-фідерного пристрою), що веде до антени.

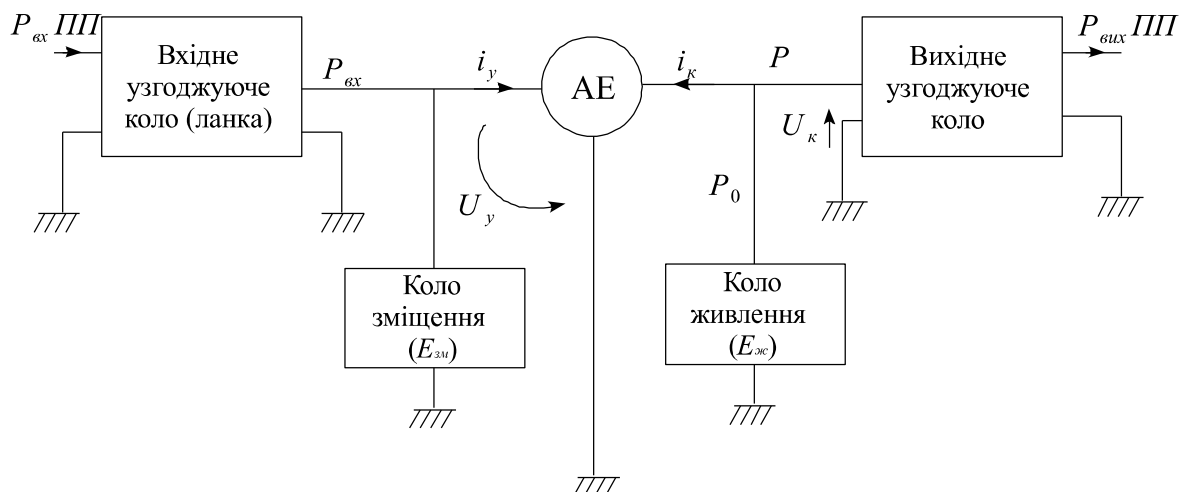


Рис. 8.15. Функціональна схема підсилювача потужності

Узгоджувачі кола (ланки) виконують дві основні функції:

1) узгодження: перетворення опору для найбільш повної передачі вхідної потужності до АЕ і вихідної потужності від АЕ до навантаження. При цьому вхідна ланка чи коло перетворюють вхідний опір, рівний внутрішньому опору збуджувача, а вихідна ланка чи коло – опір навантаження в деяку величину опору, необхідного для отримання оптимального режиму роботи АЕ.

2) фільтрацію: забезпечення разом з колами живлення і зміщення коливання струму і напруги на електродах АЕ форми, що відповідає його оптимальному режиму.

Коло живлення містить в собі джерело постійної напруги $E_{ж}$ і блокуючі елементи, які розділяють кола постійного і змінного струмів.

Коло зміщення складається із джерела фіксованого постійного струму (напруги) $E_{зм}$ або ланки автоматичного зміщення робочої точки АЕ та блокуючі елементи.

Крім того, у склад ПП можуть входити ланки корекції, антипаразитні ланки, що запобігають збудженню паразитних коливань, елементи захисту від перевантаження.

Для характеристики ПП застосовують наступні основні параметри:

- вихідна потужність у навантаженні $P_{вих ПП}$;
- вхідна потужність $P_{вх ПП}$;
- вхідна потужність, яка підводиться до АЕ $P_{вх}$;
- коефіцієнт підсилення потужності $K_p = P_{вих ПП} / P_{вх ПП}$;
- діапазон робочих частот $f_{min} \div f_{max}$;
- відносна робоча смуга частот $\frac{\Delta f}{f_{сеп}} = 2 \frac{f_{max} - f_{min}}{f_{max} + f_{min}}$;
- потужність постійного струму, що споживається АЕ від джерела живлення P_0 ;

- повний ККД ПП $\eta = P_{\text{вих ПП}} / (P_0 + P_{\text{вх ПП}})$ або $\eta = (P_{\text{вих ПП}} - P_{\text{вх ПП}}) / P_0$, бо $P_{\text{вх ПП}} \ll P_0$, тому $\eta \approx P_{\text{вих ПП}} / P_0$;
- коливальна потужність (потужність, яка віддається АЕ у зовнішнє коло) $P_{\kappa} = \sum P_n$, де P_n – потужність n -ої гармоніки;
- електронний ККД $\eta_e = P_{\kappa} / (P_0 + P_{\text{вх ПП}})$ або $\eta_e \approx P_{\kappa} / P_0$;
- ККД першої гармоніки $\eta_1 = P_1 / P_0$;
- коефіцієнт передачі вхідної узгоджуючої ланки $k_{\text{вх}} = P_{\text{вх}} / P_{\text{вх ПП}}$;
- коефіцієнт передачі вихідної узгоджуючої ланки $k_{\text{вих}} = P_{\text{вих ПП}} / P_1$;
- коефіцієнт підсилення АЕ $K_p = P_1 / P_{\text{вх}}$;
- потужність, що розсіюється на АЕ, $P_{\text{роз}} = P_0 - P_{\kappa}$;
- відносний рівень побічних коливань $k_{\text{поб}} = 10 \lg \left(\frac{1}{P_{\text{вих ПП}} \sum P_i} \right)$;
- потужність i -ого коливання (гармоніки) зовні $\Delta f_{\text{роб}} - P_i$.

Звичайно, найбільш важливими параметрами ПП є: вихідна потужність, електронний ККД (вказує на покращення теплового режиму АЕ) і коефіцієнт підсилення (важливий для НВЧ-діапазону).

Крім енергетичних і частотних параметрів, робота ПП характеризується рядом інших показників: надійністю, стійкістю до зміни зовнішніх умов, технологічністю конструкції.

Перераховані вище параметри ПП визначаються АЕ. Тому вибір АЕ залежить від значення робочої частоти (смуги), потужності і від призначення ПП (радіопередавальних чи радіоприймальних пристроїв). Найбільш часто в ПП використовують біполярні транзистори (БТ) і польові транзистори (ПТ), в особливих випадках – активні діоди. При розгляді матеріалу вважатимемо, що БТ включається за схемою із загальними емітером (ЗЕ), а польовий – із загальним витоком (ЗВ). Тому доцільно знати і вміти використовувати статичні ВАХ для БТ і ПТ (рис. 8.16).

Залежності $I_{\text{вх}}, U_{\text{вх}}, U_{\text{вих}}$ при постійній напрузі $U_{\text{вх}}$ називають перехідними характеристиками. Для ПТ з керуючим p - n -переходом типовими є так звані ліві характеристики. Це означає, що основна робоча область перехідної характеристики розміщена зліва від осі $U_{\text{вх}} = 0$. Для нормальної підсилювальної роботи АЕ на його вхід слід подати запірну напругу.

Характеристики БТ і МДН (метал-діелектрик-напідпровідник) транзисторів є вже правими. Вони починаються при $U_{\text{вх}} > 0$, тобто справа від точки $U_{\text{вх}} = 0$. У робочому режимі на вхід таких АЕ вже потрібно подавати відпираючу напругу.

Площини перехідних характеристик можна розділити на дві області:

- область І – вихідна напруга $U_{\text{вих}}$ впливає на $i_{\text{вих}}$ значно слабше, ніж $U_{\text{вх}}$;

- область II – вплив $U_{вих}$ на $i_{вих}$ такий же, як і $U_{вх}$.

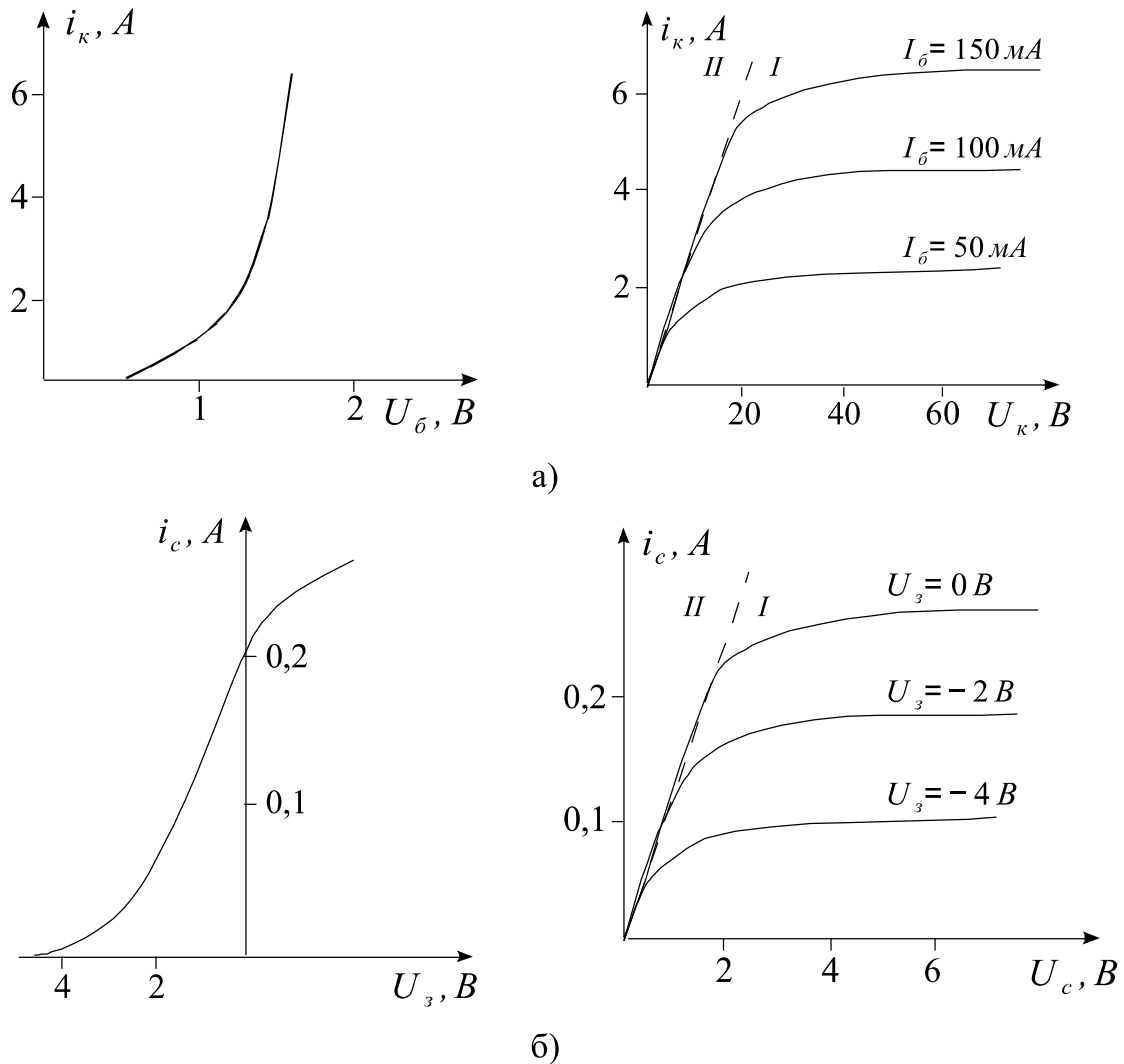


Рис. 8.16. Статичні перехідна і вихідні ВАХ для біполярного (а) і польового (б) транзисторів

Особливістю перехідних характеристик є існування деякої напруги (струму) на керуючому електроді, нижче якої вихідний струм рівний нулю. Така напруга називається напругою відсічки $U_{відс}$ вихідного струму.

Залежності $i_{вих}$ $U_{вих}$ при постійній напрузі $U_{вх}$ називають вихідними статичними характеристиками. На вихідних характеристиках теж є яскраво виражені дві області:

- область I – недонапружена, коли $U_{вих}$ слабо впливає на вихідний струм;
- область II – перенапружена, коли спостерігається сильний зв'язок вихідної напруги із струмом.

Обидві області умовно розділені лінією граничних режимів, проведеною через точки перегину характеристик. В області II, яку називають областю

насичення, відкривається колекторний перехід, що приводить до різкого збільшення струму бази.

Із аналізу статичних характеристик (рис. 8.16) випливає, що ВАХ різних АЕ приблизно однакові; різниця в їх характеристиках є лише кількісною. Така подібність ВАХ дозволяє використати єдину форму їх апроксимації і застосувати єдину методику аналізу і розрахунку електричного режиму для всіх видів АЕ. Прийнятий варіант апроксимації ВАХ називають полігональним або кусково-лінійним і забезпечує досить високу точність розрахунку.

Вибір АЕ залежить від робочих частот, потужності передавальних пристроїв. Радіопередавачі малої і середньої потужності будуються на транзисторах, використовуючи мостові схеми додавання потужностей (до 10 кВт) і додавання потужностей у просторі. Зокрема, фазована антенна ґратка РЛС (радіолокаційна станція), яка працює на частоті 450 МГц , віддає імпульсну потужність 600 кВт , використовуючи 25-ватні БТ.

ПТ мають певні переваги перед біполярними. У БТ існує механізм додатного ОЗ: ріст температури веде до збільшення струму транзистора, що викликає додатний розігрів для теплового пробою. На відміну від БТ, температурний коефіцієнт струму ПТ є вже від'ємним. Це полегшує задачу створення більш потужних ПТ, їх паралельне включення, застосування в ширококутових підсилювачах та застосування їх в режимі класу А, найбільш небезпечному для потужних НВЧ БТ.

Друга важлива перевага ПТ – це відсутність процесів накопичення та розсмоктування зарядів, що підвищує швидкодію ПТ у порівнянні з БТ. Тому граничні робочі частоти ПТ у декілька разів вищі.

Дамо тепер визначення безінерційності АЕ. Безінерційний АЕ – це трьохелектродний прилад, в якому зв'язок між миттєвими значеннями струмів і напруг на електродах визначається його статичними ВАХ.

Використовуючи полігональну апроксимацію статичних характеристик АЕ (безінерційних), отримуємо наступні вирази для перехідної і вихідної характеристики.

Перехідна характеристика.

– для недонапруженої області $i_{\kappa} = S U_y - U_{\text{відс}}$, де $S = di_{\kappa}/dU_y$ – крутизна статичної ВАХ;

– для перенапруженої області (насичення) $i_{\kappa} \neq i_{\kappa} U_y$.

Вихідна характеристика.

– для перенапруженої області $i_{\kappa} = S_{\text{сп}} U_{\kappa}$, де $S_{\text{сп}} = di_{\kappa}/dU_{\kappa}$ – крутизна лінії граничних режимів;

– для недонапруженої області (насичення) $i_{\kappa} \neq i_{\kappa} U_{\kappa}$.

Розглянемо тепер режим роботи АЕ в ПП. Електричні режими роботи АЕ відрізняються формою коливань струмів і напруг на вхідному і вихідному електродах і числовими значеннями електричних величин. Оптимальним

вважається режим, який відповідає максимальному значенню вихідної потужності і електронного ККД, а в діапазоні НВЧ – ще і максимальному коефіцієнту підсилення потужності.

Корисний результат ПП полягає в тому, щоб у навантаження передавалась максимальна для даного АЕ потужність першої гармоніки. Вихідна потужність АЕ рівна:

$$P_{\text{вих}} = 0,5 U_{\kappa 1} I_{\kappa 1} \cos \varphi_{\kappa}, \quad (8.6)$$

де $U_{\kappa 1}$, $I_{\kappa 1}$ – амплітуди перших гармонік колекторної напруги і струму, φ_{κ} – фазовий зсув між коливаннями перших гармонік U_{κ} і i_{κ} .

Для передачі потужності в навантаження необхідно, щоб $\pi/2 < \varphi_{\kappa} < 3\pi/2$. Потужність, що передається в навантаження, буде максимальною, коли $\varphi_{\kappa} = \pi$ ($\cos \varphi_{\kappa} = -1$), тобто коливання перших гармонік струму і напруги будуть протифазними. У цьому випадку $P_{\text{вих}} = P_{-} = -P_{1}$, де $P_{1} = 0,5 U_{\kappa 1} I_{\kappa 1}$ – потужність першої гармоніки.

Потужність P_{1} можна збільшити двома шляхами.

1. Збільшенням амплітуд $U_{\kappa 1}$ і $I_{\kappa 1}$. Таке збільшення є можливим, коли амплітуди $U_{\kappa 1}$ і $I_{\kappa 1}$ змінюються в допустимих межах. Так, для кожного АЕ існують допустимі значення напруги і струму, амплітуди яких мають допустимі значення $0 \div U_{\kappa \text{ доп}}$ і $0 \div i_{\kappa \text{ доп}}$. Крім того, $P_{1} = \eta_{1} P_{0}$, де P_{0} – потужність джерела живлення, а η_{1} – ККД першої гармоніки. Тоді, вводячи поняття “пік-факторів струму і напруги” $p_i = i_{\kappa \text{ max}} / I_{\kappa 0}$, $p_u = U_{\kappa \text{ max}} / E_{\text{ж}}$, отримаємо, що $P_{1 \text{ max}} = \eta_{1} U_{\kappa \text{ доп}} i_{\kappa \text{ доп}} / p_u p_i$. Таким чином, потужність першої гармоніки може бути збільшена за рахунок збільшених допустимих значень $U_{\kappa \text{ доп}}$, $i_{\kappa \text{ доп}}$, η_{1} , а p_u , p_i – малі.

2. Збільшенням електронного ККД і ККД першої гармоніки. Електронний ККД $\eta_e = 1 - P_{\text{роз}} / P_0$, де $P_{\text{роз}} = \frac{1}{T} \int U_{\kappa} t i_{\kappa} t dt$ – середня потужність, яка розсіюється на колекторі АЕ ($\eta_e \rightarrow 1$, коли $P_{\text{роз}} \rightarrow 0$). Потужність, що розсіюється, рівна нулю, коли в кожний момент часу напруга або струм рівні нулю. У цьому випадку вся потужність P_0 джерела живлення перетворюється в потужність коливань і $\eta_e \rightarrow 1$.

Теоретично $\eta_e < 1$, бо потужність передається в навантаження і на вищих гармоніках частоти f_p . Тоді постає задача створення режимів, при яких залежності $U_{\kappa} t$ і $i_{\kappa} t$ є протифазними і забезпечують $P_{\text{роз}} = 0$, а пік-фактори струму і напруги є мінімальні. Такі умови виконуються тільки в ключових режимах роботи АЕ, в яких одну частину періоду коливань АЕ знаходиться у відкритому стані ($i_{\kappa} \neq 0$, $U_{\kappa} \approx 0$ – насичення), а другу – в

закритому ($i_k = 0$, $U_k - \max$ – відсічка). Цей режим забезпечує $P_{роз} \cong 0$, тобто електронний ККД $\eta_e = 1$.

Для практичної реалізації ключового режиму і отримання протифазних залежностей $U_k t$ і $i_k t$ на вхід АЕ подають напругу у формі меандру і забезпечують постійне резистивне навантаження ПП на першій гармоніці. У цьому випадку миттєве значення напруги на колекторі $U_k t = E_{зс} - i_k t R_k$ повторює форму струму $i_k t$, а перша гармоніка напруги зсунута на π по відношенню до першої гармоніки струму.

У височастотних ПП на напівпровідникових АЕ, де не вдається отримати меандрові форми коливань, найбільше поширення отримали режими роботи з гармонічною вихідною напругою: $U_k t = E_{зс} - U_{к1} \cos \omega t$ (рис. 8.17). У такому режимі $\eta_e = \eta_1$.

Розглянемо більш детально реалізацію режиму з відсічкою вихідного струму. Залежності $U_k \omega t$ і $i_k \omega t$, які зображені на рис. 8.17, б, отримують завдяки існуванню напруги відсічки на перехідній ВАХ АЕ. Для цього необхідно:

- 1) Збудити АЕ гармонічною напругою $U_y = E_{зм} + U_{y1} \cos \omega t$, де U_y – миттєве значення напруги на керуючому електроді, $E_{зм}$ – постійна напруга зміщення, U_{y1} – амплітуда першої гармоніки напруги на керуючому електроді.
- 2) Вибрати таке значення $E_{зм}$, щоб вихідний струм існував тільки в частині додатної половини періоду керуючої напруги ($E_{зм} \leq U_{відс}$).
- 3) Застосувати вихідну узгоджуючу ланку, яка фільтрує вищі гармоніки на її виході.

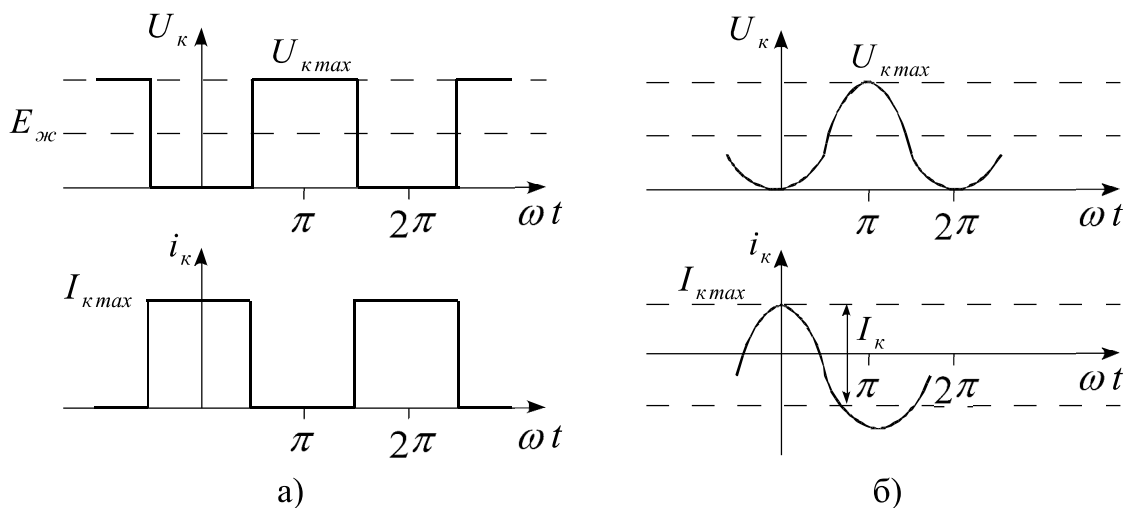


Рис. 8.17. Залежності $U_k t$ та $i_k t$ для ключового режиму роботи АЕ (а) і режиму з гармонічною напругою і відсічкою вихідного струму (б)

Отримання косинусоїдальних імпульсів вихідного струму демонструє рис. 8.18. Проаналізуємо отримані результати. Струм колектора $i_{\kappa} = S U_{y1}$. Кут відсічки колекторного струму θ визначається параметрами $E_{зм}$, U_{y1} , $U_{відс}$. Так як $i_{\kappa} = S U_y - U_{відс}$, а $U_y = E_{зм} + U_{y1} \cos \omega t$, то $i_{\kappa} = S E_{зм} + U_{y1} \cos \omega t - U_{відс}$. Враховуючи, що при $\omega t = \theta$ $i_{\kappa} = 0$, а при $\omega t = 0$ $i_{\kappa} = i_{\kappa \max}$, отримуємо, що $\cos \theta = \frac{U_{відс} - E_{зм}}{U_{y1}}$, $I_{\kappa \max} = S U_{y1} (1 - \cos \theta)$.

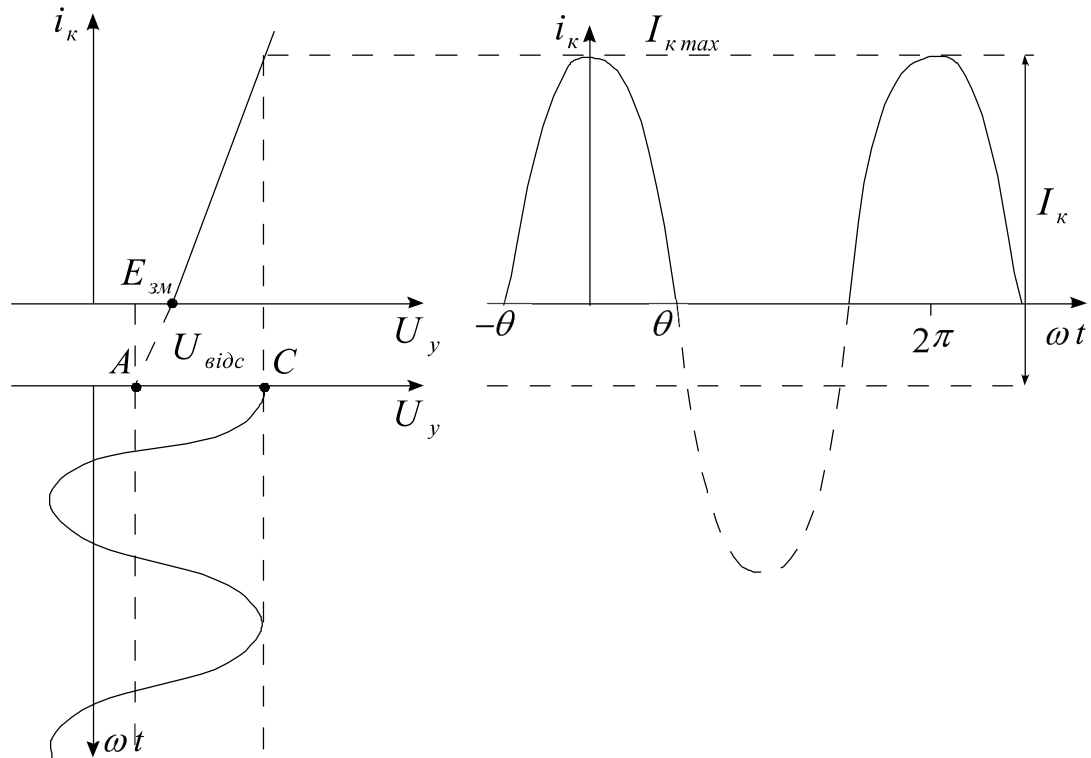


Рис. 8.18. Формування косинусоїдальних імпульсів колекторного струму БТ

Таким чином, послідовність процесів у ПП можна подати в такому порядку:

- вхідна узгоджуюча ланка фільтрує коливання збуджувача, перетворюючи їх у гармонічну форму;
- на керуючий вхід АЕ подається напруга $E_{зм}$, яка забезпечує режим роботи з відсічкою колекторного струму (клас АВ: $\theta \leq 180^\circ$; клас В: $\theta = 90^\circ$; клас С: $\theta = 60 \div 90^\circ$);
- імпульси косинусоїдальної форми, проходячи через фільтруючу вихідну узгоджуючу ланку, створюють напругу на її опорі навантаження.

Колівання колекторного струму i_{κ} є протифазні коливанням напруги U_{κ} . Перша гармоніка $I_{\kappa 1}$ теж протифазна $U_{\kappa 1}$. Фазовий кут між i_{κ} і U_{κ} $\varphi_{\kappa} = \pi$, якщо вхідний опір вихідної ланки $R_{\kappa 1}$ є активним. Це означає, що АЕ віддає у зовнішнє коло найбільшу потужність першої гармоніки і $U_{\kappa 1} = I_{\kappa 1} R_{\kappa 1}$.

Як було показано раніше, на вихідних статичних ВАХ АЕ можна виділити дві області: недонапружену I і перенапружену II. При періодичних змінах напруги $U_{\text{вх}}$ і $U_{\text{вих}}$ робоча точка АЕ переміщується в площині $i_{\kappa} - U_{\kappa}$ і формує нам вже динамічну ВАХ. У залежності від того, в якій області ВАХ знаходиться робоча точка, розрізняють наступні режими: недонапружений, критичний і перенапружений.

Для класифікації режимів роботи АЕ за ступенем впливу вихідної напруги на закон зміни вихідного струму використаємо динамічну характеристику, яка пов'язує миттєві значення вихідного струму i_{κ} і вихідної напруги U_{κ} . Для без інерційного АЕ динамічна вихідна ВАХ записується наступним чином:

— у недонапруженому режимі

$$i_{\kappa} = \begin{cases} -S_{\text{дин}} (U_{\kappa} - U'_{\kappa}) & \text{при } U_{\kappa} > U'_{\kappa}, \\ 0 & \text{при } U_{\kappa} < U'_{\kappa}, \end{cases}$$

де $S_{\text{дин}} = 1/[\gamma_1 \theta R_{\kappa}]$ — крутизна динамічної характеристики, $U'_{\kappa} = E_{\text{жс}} + S \gamma_1 \theta R_{\kappa} E_{\text{зм}} - U_{\text{відс}}$, $\gamma_1 \theta$ — коефіцієнт Фур'є для першої гармоніки (відношення $i_{\kappa 1}/i_{\kappa}$).

— у перенапруженому режимі

$$i_{\kappa} = S_{\text{сп}} U_{\kappa}.$$

Апроксимована динамічна ВАХ показана на рис. 8.19, а. Ділянки I відповідає недонапружений режим, ділянки II — перенапружений режим, точка А відповідає граничному (критичному) режиму. Як бачимо, на динамічній характеристиці є область від'ємної крутизни. Це означає, що для вихідного кола підсилювача АЕ представляє собою від'ємну провідність, тобто він здатний віддавати потужність у зовнішнє коло. Форми коливань для всіх режимів динамічної ВАХ подані на рис. 8.19, б.

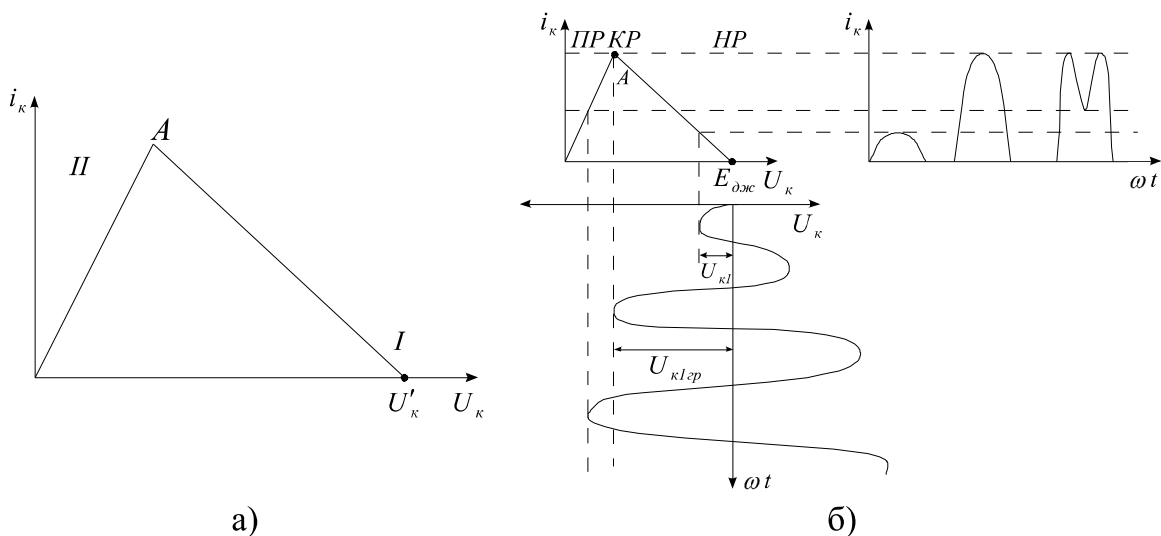


Рис. 8.19. Апроксимована динамічна вихідна ВАХ АЕ (а) та форми вихідного струму АЕ для різних режимів роботи АЕ (б)

8.2.1. Польові транзистори в підсилювачах потужності.

У діапазоні високих частот (до 2 ГГц) в ролі АЕ застосовують потужні польові МОН-транзистори, у діапазоні НВЧ (до 50 ГГц) – ПТ із затвором Шоттки (ПШТ). ПТ включають за аналогією з БТ за схемою із загальним витоком, що дозволяє отримувати максимальний коефіцієнт підсилення потужності. Режим роботи ПТ вибирають наступним чином.

До затвору підводять:

- постійну напругу зміщення $E_{зм}$ (“+” або “–”), при якій забезпечується робота з відсічкою струму стоку;

- напругу збудження $U_z t$, причому струм стоку існує тільки протягом тієї частини періоду коливань, коли миттєва напруга на затворі перевищує напругу відсічки $U_{відс}$.

На стік подається постійна додатна напруга $E_{жс}$, яка викликає протікання струму основних носіїв заряду – електронів по каналу n -типу. На рис. 8.20 подані структури комірок ПТ та їх еквівалентна схема. В еквівалентній схемі прийняті наступні позначення: L_z , L_c , L_b – індуктивності виводів затвору, стоку і витоку відповідно; r_z – опір втрат у металі затвору; r_b , r_c – опір втрат контактів із сторони витоку і стоку; $R_{кан}$ – опір каналу між областями витоку і стоку; C_{cb} – ємність між контактами витік-стік.

МДН-транзистор виготовляється на Si і представляє собою паралельне об’єднання певного числа однотипних комірок. Постійний струм електронів у каналі, який виникає при подачі додатного зміщення на стік, може бути промодульований завдяки дії поперечного електричного поля, що змінює концентрацію електронів у каналі n -типу. ПТШ виготовляють із $GaAs$, рідше із InP . Такі напівпровідникові матеріали, у порівнянні з Si , мають більш високі значення рухливості носіїв заряду, що дозволяє зменшити пролітний час і підвищити швидкодію та максимальну робочу частоту. Недоліком $GaAs$, у порівнянні з Si , є менша у 2-3 рази теплопровідність, що утруднює створення потужних приладів та ІС. InP переважає $GaAs$ за рухливістю носіїв заряду та теплопровідності, проте уступає йому за пробивною напругою і має більші значення струмів втрат.

Поперечне електричне поле в ПТШ, яке модулює густину потоку електронів у каналі, утворюється при оберненому зміщенні бар’єру Шоттки. У цьому випадку під затвором виникає область, збіднена електронами. Тоді, змінюючи напругу на затворі, можна змінювати глибину збідненої області, тобто висоту каналу, а відповідно, струм стоку. На ПТ НВЧ вдається отримувати такі ж потужності, які на БТ, але на частотах приблизно в 3-5 разів вищих.

Розглянемо тепер особливості еквівалентної схеми ПТ.

Найбільш важливим елементом еквівалентної схеми МДН-транзистора є генератор, струм якого i_c залежить від керуючої напруги U_y на ємності C_b .

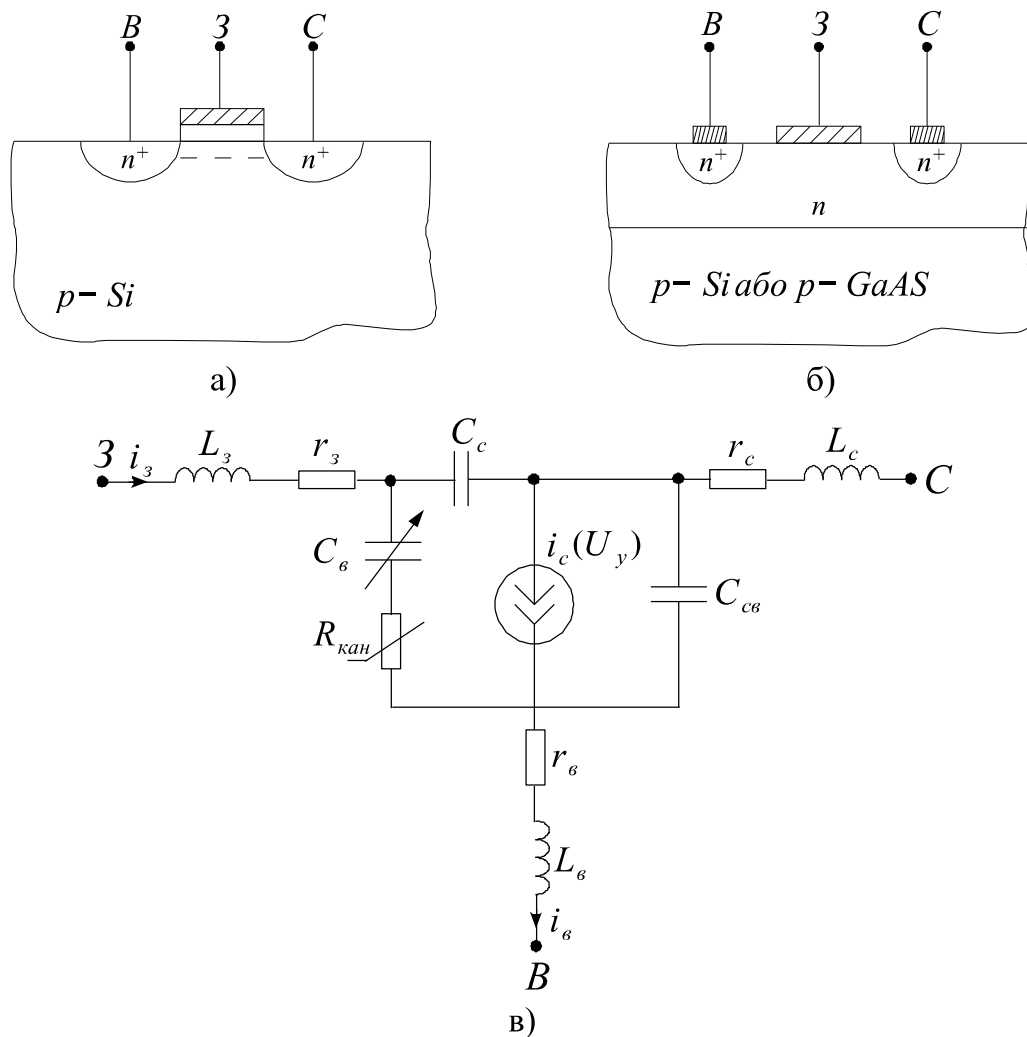


Рис. 8.20. Структури МДН- (а) і ПТШ- (б) транзисторів та їх еквівалентна схема (в)

Тут справедливе наступне співвідношення:

$$i_c = \begin{cases} S U_y - U_{\text{відс}} & \text{при } U_y > U_{\text{відс}}, \\ 0 & \text{при } U_y < U_{\text{відс}}, \text{ (канал повністю збіднений електронами)}. \end{cases}$$

Решта елементів еквівалентної схеми можна вважати лінійними.

Струм генератора в еквівалентній схемі ПТШ може бути поданий аналогічним виразом, як і для МДН-транзистора. Їмність збідненого шару із сторони витoku, визначається як диференціальна величина із ВАХ:

$$C_B U_y = C_B U_{y0} \left(\frac{\varphi_B - U_{y0}}{\varphi_B + U_{y0}} \right)^{1/3} = \frac{dq_B}{dU_y},$$

де dq_B і U_y – заряд та керуюча напруга на ємності C_B ; φ_B – потенціал бар'єру Шотткі ($\varphi_B = 0,6 \div 0,75 \text{ В}$); $C_B U_{y0}$ – ємність при постійному зміщенні U_{y0} .

Конструкції субмікронних ПТШ, які застосовуються в малошумових підсилювачах, як правило, представляють собою симетричні двосекційні структури. Сьогодні існує багато конструкцій ПТШ, проте в ролі базових структур використовують варіанти, подані на рис. 8.21. Застосування тієї чи іншої конструкції пов'язано з вибором узгоджуючих елементів. Це можуть бути кола із зосередженими компонентами, а також відрізки ліній передач. Конкретний тип конструкції транзистора пов'язаний з типом підсилювача – це можуть бути малошумові підсилювачі або ПП. У потужних колах використовуються багато секційні транзисторні структури і узгоджуючі ланки на відрізках ліній передач. При розрахунку багатосекційних ПТШ і результуючої матриці провідності необхідно сумувати Y -матриці окремих секцій, так як у такої секційної структури транзистори включені паралельно, а збільшення потужності досягається за рахунок сумування струмів при відносно невеликих напругах.

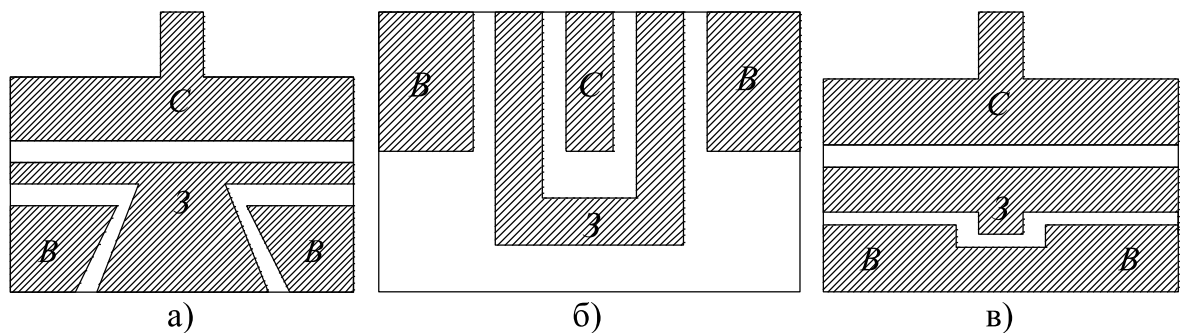


Рис. 8.21. Варіанти топологій малокутових ПТШ-транзисторів:
а) Hewlett Packard (США); б) Iremens (ФРН); в) NEC (Японія).

У наведеній потужній структурі ПТШ (рис. 8.22) показано шар діелектрика (SiO_2), який розділяє затвор і витік зовні активної області.

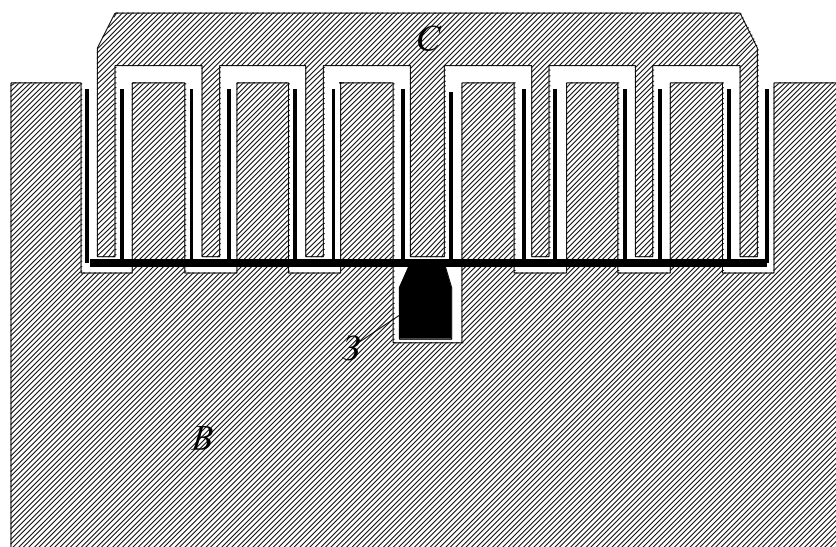


Рис. 8.22. Топологія потужного ПТШ

8.2.2. Узгоджуючі ланки вузькосмугових підсилювачів потужності. Сумування потужностей у підсилювачі потужності.

Вузькосмуговими вважаються ПП, для яких відносна робоча смуга частот складає одиниці відсотків (тобто відношення максимального значення частоти до його мінімального значення не перевищує 1,3-1,5).

Вхідна узгоджуюча ланка забезпечує:

- необхідний опір навантаження збуджувача $R_{зб}$, тобто перетворення вхідного опору $Z_{вх}$ АЕ в опір $R_{зб}$, при якому від збуджувача передається вже максимальна потужність;

- гармонічні форми U та I на вході АЕ, тобто виконує роль фільтра.

Вихідна узгоджуюча ланка забезпечує:

- перетворення опору навантаження ПП в опір R_k на вихідних електродах АЕ, які необхідні для оптимального режиму;

- фільтрацію колекторної напруги АЕ.

Міжкаскадні узгоджуючі ланки виконують роль:

- перетворення вхідного опору АЕ наступного каскаду в оптимальний опір R_k на вихідних електродах АЕ попереднього каскаду;

- забезпечення гармонічної форми напруги на вході каскаду і гармонічної форми напруги чи струму на його виході.

Таким чином, узгоджуючі ланки виконують двояку роль: вони перетворюють опір і фільтрують напругу чи струм. При цьому вони повинні забезпечити необхідну смугу пропускання, необхідні форми АЧХ і ФЧХ ПП.

У ролі простих узгоджуючих ланок широко використовують Г-, П- і Т-подібні реактивні 4-полюсники або відрізки ліній. Розглянемо їх роботу на прикладі Г-подібного 4-полюсника (рис. 8.23, а), функції реактивних елементів якого тут чітко визначені:

- 1) елемент jX_2 здійснює трансформацію опору R_2 у необхідний опір R_1 ;

- 2) елемент jX_1 компенсує реактивну складову, яка при цьому виникла.

Широкосмугові узгоджуючі ланки виконують також трьох видів:

1. Узгоджуючі ланки на основі ФНЧ (фільтр низької частоти), коли f_{\max}/f_{\min} не перевищує $3 \div 5$. У цьому випадку узгоджуюча ланка представляє собою послідовно з'єднані Г-подібні ланки, які виступають як m -фільтри.

2. Узгоджуючі ланки на основі трансформаторів з магнітним зв'язком, які виконують одну функцію – перетворення опору при $f_{\max}/f_{\min} < 50$ на частотах до 100 МГц .

3. Узгоджуючі ланки на основі пристрою “трансформатор-лінія” і представляє собою тороїдальний або стержневий феритовий сердечник з двома обмотками, які утворюють двопровідну лінію, по якій поширюється біжуча хвиля від джерела коливань до навантаження. Оскільки струми в обмотках рівні і направлені протилежно, то практично не створюють магнітного потоку в сердечнику, що і мінімізує втрати.

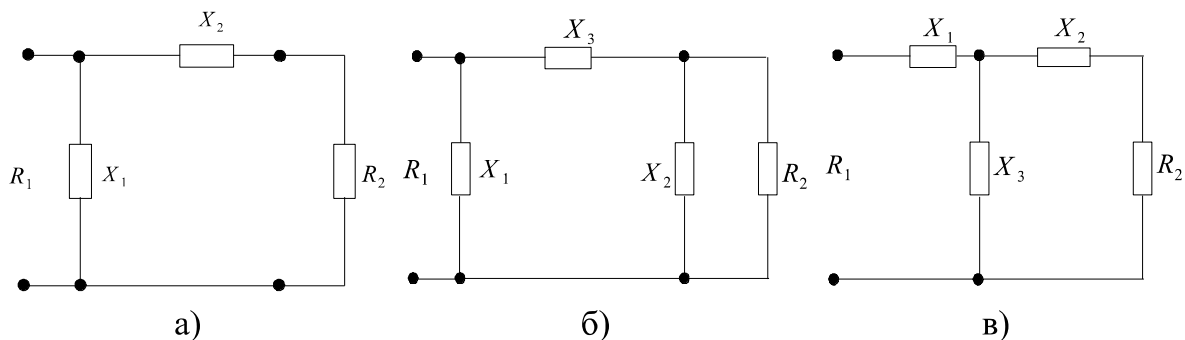


Рис. 8.23. Узагальнені схеми ланок зв'язку у вигляді Г- (а), П- (б) і Т-подібних (в) реактивних 4-полюсників

У багатьох випадках необхідна вихідна потужність радіопередавального пристрою перевищує потужність, яку може віддати один АЕ. Для збільшення вихідної потужності сумують потужності окремих АЕ наступними способами: паралельним, двотактним, мостовим включенням АЕ і складанням потужності в просторі.

Метод паралельного включення АЕ використовують головним чином для підвищення одиничної потужності АЕ в багатоемітерних НВЧ-транзисторах, а також в транзисторних підсилювачах з вихідною потужністю до 1 Вт . Збільшення вихідної потужності проходить за рахунок того, що сумарний вихідний струм рівний сумі вихідних струмів окремих АЕ. Обмеження числа паралельно включених АЕ обумовлено (рис. 8.24):

- зменшенням $\text{Re}Z_{\text{ex}}$ і оптимального значення опору АЕ, що утруднює побудову узгоджувачів ланок;
- нерівномірністю розподілу струму і напруги по елементам структур, в результаті чого ефективність сумування знижується.

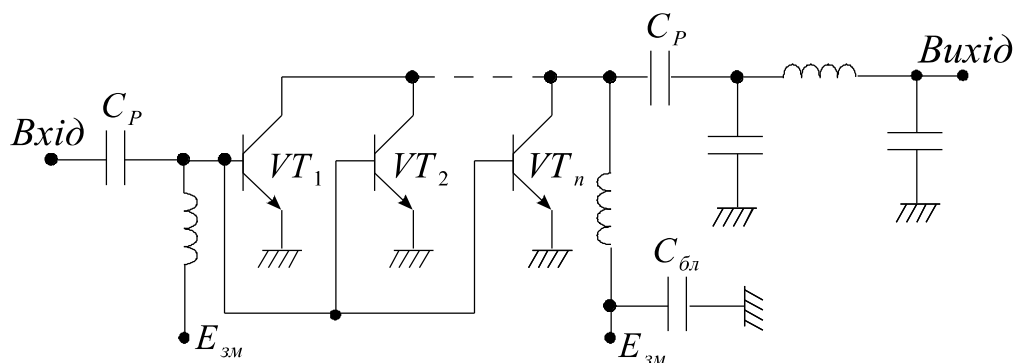


Рис. 8.24. Схема ПП з паралельним включенням АЕ (біполярних транзисторів)

Очевидно, що при паралельному включенні n ідентичних АЕ, навантажених на опір $R_H = R_k/n$, коефіцієнт передачі за напругою, струмом і потужністю, а також ККД залишаються такими ж, як і у одного АЕ, навантаженого на опір R_k .

Двотактна схема ПП містить уже два ідентичних АЕ, і аналогічно схемі з паралельним включенням АЕ віддає подвоєну потужність у навантаження від джерела живлення і вимагає подвоєної потужності збудження у порівнянні з одним АЕ (рис. 8.25).

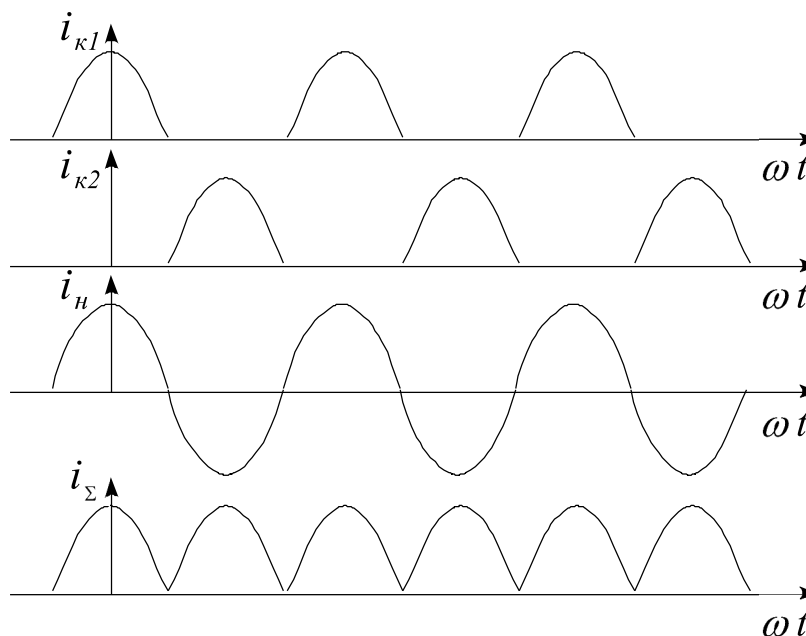
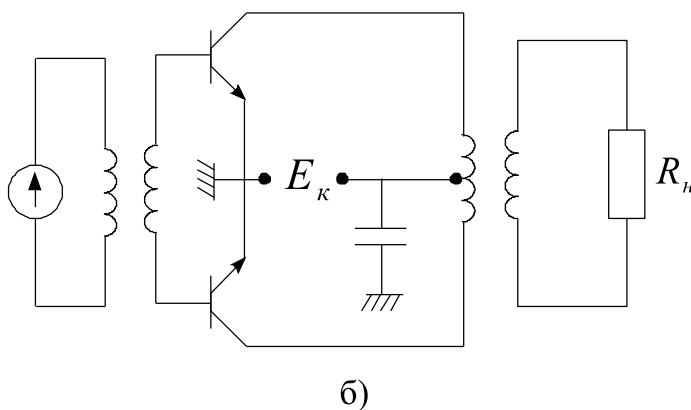
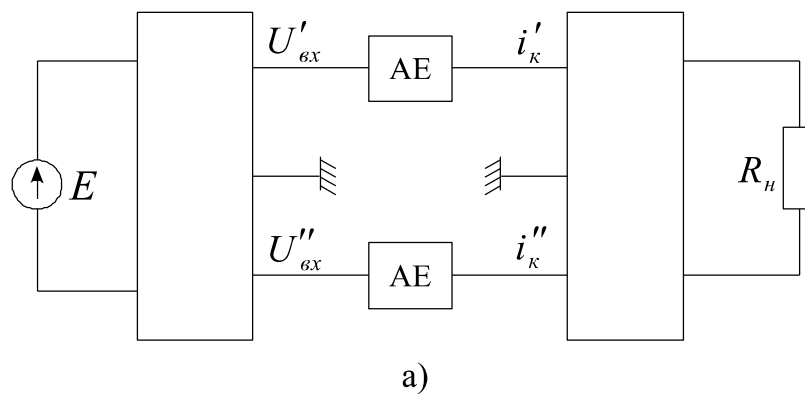


Рис. 8.25. Функціональна схема ПП з двотактним включенням АЕ (а), варіант її реалізації (б) та часові залежності струмів при $\theta = 90^\circ$ (в)

Недолік двотактних схем ПП полягає в необхідності підбору АЕ з однаковими параметрами та регулюванні симетрії режимів АЕ.

Усунути недоліки, які є характерні для паралельного та двотактного включення АЕ, можна, виключивши взаємний зв'язок між ними. Для цього використовують мостові ПП, які будуються за мостовою схемою. Відповідно мостовим пристроєм називають багатополісник, за допомогою якого здійснюється сумісна і взаємонезалежна робота двох або більше АЕ на одне навантаження (рис. 8.26).

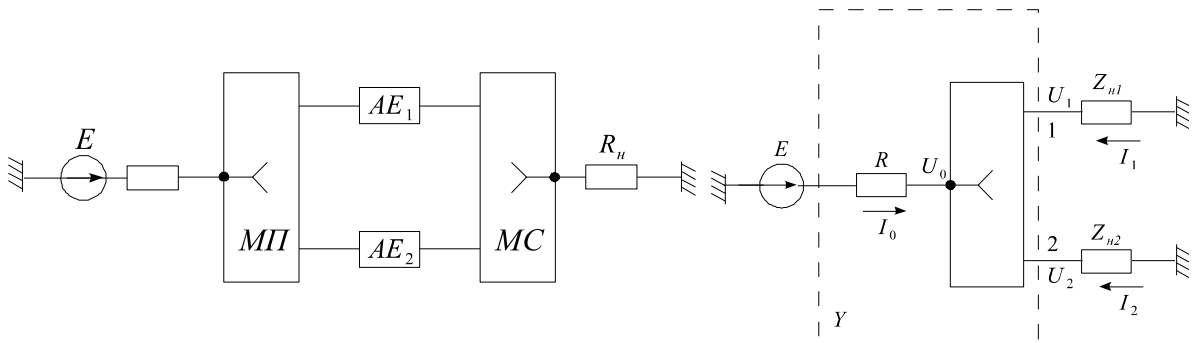


Рис. 8.26. Функціональна схема мостового ПП

У номінальному режимі мостових ПП АЕ мають ідентичні параметри і працюють в однакових режимах. Міст-подільник (МП) розподіляє потужності порівну між АЕ, а міст-суматор (МС) сумує ці однакові потужності АЕ на загальне навантаження. Відповідно ділення і сумування потужностей проводиться без втрат.

У номінальному режимі основні властивості мостів – взаємна незалежність (розв'язка АЕ) ніяк не проявляється. При відхиленні від номінального режиму розв'язка проявляється в тому, що МП підтримує постійну напругу збудження АЕ1, а МС – опір навантаження АЕ1, при будь-яких змінах режимів АЕ2, і навпаки.

МП має властивість моста, якщо взаємна провідність між виходами моста $Y_{21} = 0$. Це накладає ряд умов на шестиполісник-міст. Він повинен мати активний опір, який реалізується включенням між виходами МП балансового опору $2R_{\text{бал.д}} = 1/\xi_{21}$, де ξ_{21} – балансовий опір подільника. Тут слід зауважити, що в номінальному режимі потужність на $R_{\text{бал.д}}$ не розсіюється, оскільки він включений між еквіпотенціальними точками схеми. Мости можуть бути:

- синфазними і протифазними із широкосмуговими фазообертачами; при цьому забезпечується сумування потужності, достатня міжкаскадна розв'язка і постійний коефіцієнт трансформації у всій смузі частот;

- квадратурними (для малощумових підсилювачів); при цьому сильно послаблюються зв'язки між каскадами і підвищується стійкість підсилювача.

Мостові пристрої виконують на трансформаторах (трансформаторах-лініях), LC-ланках, лініях з розподіленими параметрами (рис. 8.27).

Заземлені баластні опори здатні розсіювати більшу потужність завдяки контакту з тепловідводом.

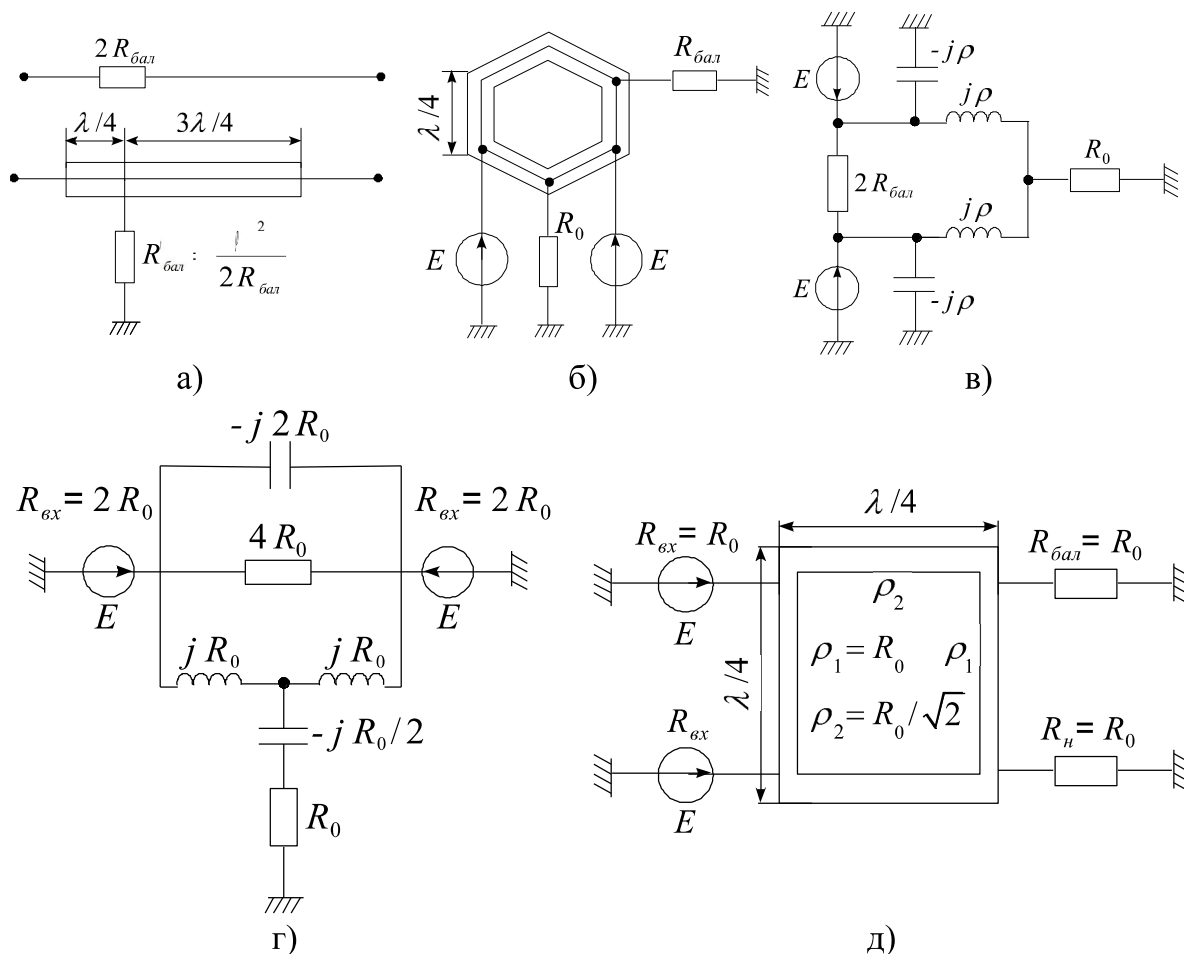


Рис. 8.27. Схеми мостів для підсилювачів потужності: а) синфазний міст з незаземленим баластним опором; б) синфазний міст із заземленим баластним опором (гібридне кільце); в) синфазний міст на зосереджених елементах; г) Т-подібний міст на зосереджених параметрах; д) квадратурний міст на лініях.

Сумування потужностей можна здійснювати і в просторі при випромінюванні і прийомі сигналів за допомогою фазованих антенних ґраток (ФАГ), які знаходять на сьогоднішній день все більш широке застосування в радіолокаційній техніці. Завдяки використанню електронно-керуючих фазообертачів і перемикачів в РЛС з ФАГ можна швидко і з високою точністю змінювати форму і положення діаграми направленості, вибирати і супроводжувати одночасно декілька цілей на екрані РЛС.

За допомогою ФАГ проходить ефективне сумування в просторі потужностей від багатьох генераторів високої частоти. Число випромінюючих елементів і каналів, які входять у ФАГ, може досягати десятків тисяч. А це дозволяє в заданому напрямі випромінювати велику потужність, яка є практично недосяжною в одноканальних радіопередавачах.

ФАГ представляють собою певну сукупність розподілених на поверхні антени випромінюючих елементів, сигнали яких узгоджені за фазою таким чином, щоб в даному напрямі потужності додавалися.

8.2.3. Параметричні підсилювачі – основні характеристики і параметри.

Радіоприймальні пристрої НВЧ дуже широко використовують в радіолокації, космічному зв'язку, радіоастрономії, системах супутникового телебачення. У порівнянні з приймачами довгих, середніх, ультракоротких хвиль радіоприймальні пристрої НВЧ мають ряд особливостей. Так, у діапазоні НВЧ рівень зовнішніх завад дуже малий, а основну роль відіграють внутрішні шуми радіоприймального пристрою, які і обмежують його чутливість. У зв'язку з цим в радіопередавальних пристроях НВЧ велика увага приділяється зменшенню рівня шумів всіх елементів: частотно-вибіркових систем, підсилювачів, перетворювачів частоти. Саме створення малошумових підсилювачів НВЧ – одна із особливих проблем сучасної радіоприймальної техніки.

Напівпровідникові параметричні підсилювачі (НПП) є самими мало шумовими із напівпровідникових підсилювачів. Їх шумова температура знаходиться в інтервалі від десятків до сотень градусів Кельвіна.

До переваг НПП, у порівнянні з підсилювачами на тунельних діодах і транзисторах НВЧ, крім кращих шумових властивостей, слід віднести здатність працювати в діапазоні більш високих частот, велике підсилення, можливість переналаштування частоти, малі габарити і можливість їх використання в ФАГ.

У НПП, як і в підсилювачах на ТД чи ЛПД, використовується принцип регенеративного підсилення і тому вони називаються регенеративними резонансними підсилювачами (РРП). У всіх РРП є резонатор, до якого підключається елемент з від'ємним опором, що компенсує втрати в резонаторі і лініях передачі. Підсилення за потужністю проходить за рахунок енергії, затраченої на створення від'ємного опору. Фізична природа утворення від'ємного опору різна: у НПП – за рахунок параметричної зміни (накачки) нелінійної ємності $p-n$ -переходу, а в підсилювачів на ТД чи ЛПД через наявність спадної ділянки ВАХ.

РРП поділяються на прохідні (рис. 8.28, а) і відбивні (рис. 8.28, б).

Прохідні підсилювачі, незважаючи на простоту конструкції, сьогодні вже практично не використовуються, так як мають великий коефіцієнт шуму, меншу смугу пропускання, ніж відбивні підсилювачі.

Розглянемо спочатку характеристики відбивних резонансних підсилювачів, еквівалентна схема яких подана на рис. 8.28, б. До триплечового циркулятора (фільтр, що розподіляє потужність) підключені генератор сигналу, резонатор і навантаження. Резонатор підключений до циркулятора через узгоджуючу ланку, що здійснює трансформацію опорів: вихідний опір узгоджуючої ланки $r_{\text{вх}} = n^2 Z_0$, де Z_0 – хвильовий опір

циркулятора, n – коефіцієнт трансформації. АЕ вносить у резонатор від’ємний опір $r_{вн}$; $r_{ае}$ – опір втрат АЕ.

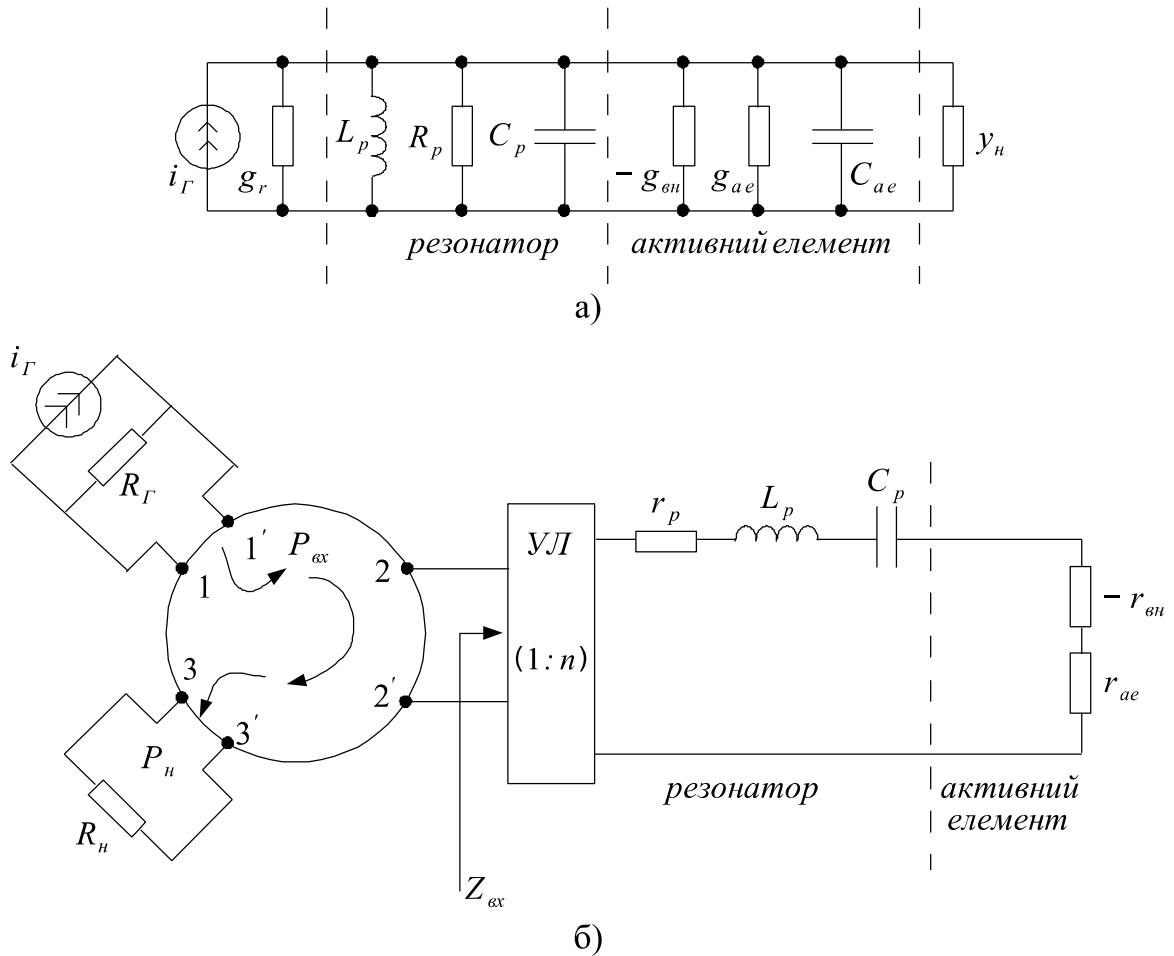


Рис. 8.28. Еквівалентні схеми регенеративних резонансних підсилювачів прохідного (а) і відбивного (б) типів

Енергія генератора сигналу, яка підводиться до плеча 1 циркулятора, направляється в плече 2, до якого через узгоджуючу ланку підключений резонатор та АЕ. При цьому потужність, яка відбивається від плеча 2, перевищує падаючу потужність і направляється в плече 3, до якого підключене навантаження. При узгодженні навантаження з циркулятором ($R_n = Z_0$) коефіцієнт передачі потужності відбивного РРП рівний відношенню потужності, відбитої від плеча 2, до входної потужності, тобто рівний квадрату модуля коефіцієнта відбивання від плеча 2:

$$K_p = \frac{P_n}{P_{вх}} = |\Gamma_2|^2,$$

де $\Gamma_2 = Z_{вх} - Z_0 / Z_{вх} + Z_0$ – коефіцієнт відбивання від плеча 2, $Z_{вх}$ – вхідний опір плеча 2. Завдяки тому, що активна складова $Z_{вх}$ є від’ємною, то модуль коефіцієнта відбивання $|\Gamma_2| > 1$. На резонансній частоті

$Z_{\text{вх}} = r_p + r_{ae} - r_{\text{вн}} / n^2$ і тоді резонансний коефіцієнт передачі потужності рівний

$$K_{p0} = \left(\frac{r_p + r_{ae} - r_{\text{вн}} - r_{\text{ул}}}{r_p + r_{ae} - r_{\text{вн}} + r_{\text{ул}}} \right)^2 = \left(\frac{\beta + \gamma}{\beta - \gamma} \right), \quad (8.7)$$

де $\gamma = r_{\text{ул}} / (r_{\text{ул}} + r_p + r_{ae})$ – коефіцієнт регенерації, $\beta = (r_{\text{ул}} - r_p - r_{ae}) / (r_{\text{ул}} + r_p + r_{ae})$ – коефіцієнт, який враховує втрати в резонаторі (при $r_p + r_{ae} \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow 1$).

Розглянемо, як залежить коефіцієнт передачі потужності (8.7) від значення вносимого опору:

1) при $r_{\text{ул}} = r_p + r_{ae} - r_{\text{вн}}$ в плечі 2 має місце узгодження, тоді коефіцієнт відбивання $\Gamma_2 = 0$, а $K_{p0} = 0$.

2) при $r_{\text{вн}} = r_p + r_{ae}$ в плечі 2 скомпенсовані втрати в резонаторі, вся потужність сигналу відбивається від плеча 2 без втрат і $K_{p0} = 1$.

3) при $r_{\text{вн}} = r_p + r_{ae} + r_{\text{ул}}$ в плечі 2 скомпенсовані всі втрати і в підсилювачі виникають автоколивання, що відповідає $K_{p0} \rightarrow \infty$.

Таким чином, коефіцієнт передачі потужності знаходиться в межах $1 < K_{p0} < \infty$ при виконанні умов $r_p + r_{ae} < r_{\text{вн}} < r_p + r_{ae} + r_{\text{ул}}$. Коефіцієнт передачі потужності K_{p0} змінюється шляхом підбору від'ємного вносимого опору $r_{\text{вн}}$ або вихідного опору узгоджуючої ланки $r_{\text{ул}} = n^2 Z_0$. Із виразу (8.7) випливає, що необхідне значення K_{p0} забезпечується при вихідному опорі

$$r_{\text{ул}} = \frac{\sqrt{K_{p0}} + 1}{\sqrt{K_{p0}} - 1} (r_{\text{вн}} - r_p - r_{ae}). \text{ Визначаємо звідси коефіцієнт трансформації}$$

$n = \sqrt{r_{\text{ул}} / Z_0}$. Наявність циркулятора у відбивному підсилювачі послаблює зв'язки між вхідними і вихідними колами, що підвищує його стійкість та стабільність характеристик у порівнянні з підсилювачами прохідного типу. Частотна характеристика відбивного підсилювача визначається в основному резонансною системою. Якщо резонатор подати послідовним коливальним контуром, як показано на рис. 8.28, б, то вираз для коефіцієнта передачі потужності від частоти приймає вигляд

$$K_p(j\omega) = \left| \frac{\beta + \gamma - j\xi}{\beta - \gamma - j\xi} \right|^2, \quad (8.8)$$

де $\xi = \frac{2(\omega - \omega_0)}{r_{\text{ул}} + r_p + r_{ae} \omega_0^2 C_p}$ – узагальнене розлаштування, $\omega_0 = 1 / \sqrt{L_p C_p}$ – резонансна частота.

Тепер можемо визначити смугу пропускання відбивного РРП за рівнем зменшення коефіцієнта передачі потужності в 2 рази.

$$\Pi = \frac{\beta + \gamma |r_{yl} + r_p + r_{ae}|}{2\pi L_p \sqrt{K_{p0} - 2}}. \quad (8.9)$$

Звідси випливає, що чим більший коефіцієнт передачі K_{p0} , тим менша смуга пропускання.

Характеристики параметричних підсилювачів в основному визначаються властивостями параметричного діода (ПД) (як АЕ) – діода з керуючою ємністю (варикапа). Еквівалентна схема ПД показана на рис. 8.29, де $C_U = dq/dU$ – бар'єрна диференціальна ємність p – n -переходу, q – заряд на ємності, r_n – послідовний опір втрат діода, $C_{кор}$ – ємність корпусу, L_6 – ємність виводів.

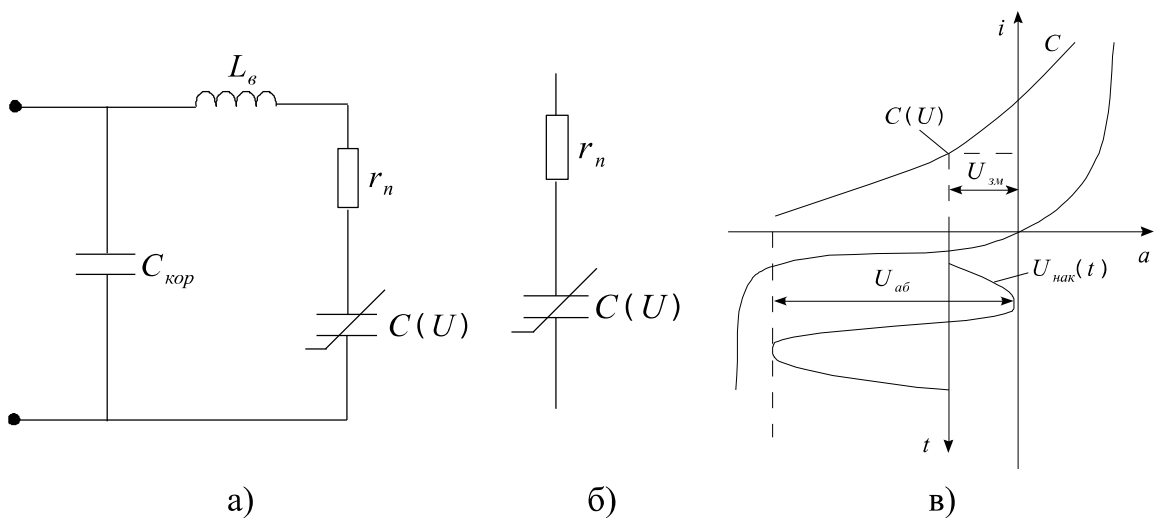


Рис. 8.29. Повна (а) і спрощена (б) еквівалентні схеми варикапа та його ВАХ і вольт-фарадна характеристики (в)

ПД використовується при зазірному p – n -переході, коли на нього подане зворотне зміщення. Тоді бар'єрна ємність залежить від прикладеної напруги на переході нелінійно згідно такого виразу:

$$C_U = C_0 \sqrt[n]{\varphi_k / \varphi_k - U}, \quad (8.10)$$

де C_0 – бар'єрна ємність при $U=0$, φ_k – контактна різниця потенціалів ($\varphi_k = 0,7V$ для Si і $1,2V$ для $GaAs$), n – параметр, що визначає тип переходу ($n=3$ для діодів з плавним p – n -переходом, $n=2$ для діодів із різким переходом і діодів Шотткі).

Для спрощення конструкції параметричних підсилювачів резонансний контур реалізують на власних реактивностях ПД, частоти послідовного і паралельного резонансів якого визначаються виразами

$$f_{посл} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_6 C_0}}, \quad f_{пар} = \frac{\sqrt{1 + C_0 / C_{кор}}}{2\pi \sqrt{L_6 C_0}}, \quad (8.11)$$

де C_0 – ємність варикапу (переходу) при $U = U_{3м}$.

Для аналізу нелінійної схеми НПП необхідно апроксимувати вольт-фарадну характеристику $p-n$ -переходу $C U$, визначити форму напруги накачки на переході $U_{\text{нак}} t$ і струму накачки $i_{\text{нак}} t$, а потім визначити закон зміни в часі параметричної ємності $C t$. У залежності від співвідношення опорів діода і резонатора в колі накачки є синусоїдальна напруга на переході або струм накачки через $p-n$ -перехід. У більшості ПД домінує режим накачки синусоїдальним струмом $i_{\text{нак}} t$, який забезпечує велику глибину модуляції ємності. Для забезпечення накачки синусоїдальним струмом опір резонатора в полі накачки повинен бути великим для всіх гармонік частоти накачки. При накачці синусоїдальним струмом зручніше користуватися не ємністю $C t$, а оберненою величиною $S t = 1/C t$, яка називається еластансом або електричною жорсткістю $p-n$ -переходу.

Як відомо, напруга $U t$ на ємності $p-n$ -переходу і струм через нього пов'язані співвідношенням $U t = \int \frac{i t}{C t} dt = \int S t i t dt = f[g t]$. Подамо напругу на переході у вигляді $U t = U_{\text{нак}} t + \Delta U t$. Розкладемо функцію $f[g t]$ в ряд Тейлора в околі точки $q_{\text{нак}} t$:

$$f[g t] \cong f[g_{\text{нак}}] + \left. \frac{df}{dq} \right|_{q_{\text{нак}}} \Delta q,$$

де приймаємо, що $f[g_{\text{нак}}] = U_{\text{нак}} t$, а $\left. \frac{df}{dq} \right|_{q_{\text{нак}}} = S_{\square} t$ – змінний еластанс переходу, на який діє напруга накачки. Тоді отримаємо, що $\Delta U t = S_{\square} t \int \Delta i t dt$.

Розкладемо періодичну функцію $S_{\square} t$ в ряд Фур'є і для першої гармоніки частоти накачки отримаємо:

$$S_{\square} t = S_0 [1 + M \cos \omega_{\text{нак}} t] = S_0 \left[1 + \frac{M}{2} e^{j\omega_{\text{нак}} t} + e^{-j\omega_{\text{нак}} t} \right],$$

де M – коефіцієнт модуляції еластансу.

Розрахунок дає наступні значення $U_{\text{зм}}$ та M :

$$U_{\text{зм}} = \begin{cases} 0,75 U_{\text{об}} + 0,25 \varphi_{\kappa} \sqrt{1 + U_{\text{об}}/\varphi_{\kappa}} - 1, & \text{при } n = 2 \\ 0,75 U_{\text{об}}, & \text{при } n = 3 \end{cases}$$

$$M = \begin{cases} \frac{\sqrt{1 + U_{\text{об}}/\varphi_{\kappa}} - 1}{\sqrt{1 + U_{\text{об}}/\varphi_{\kappa}} + 1}, & \text{при } n = 2 \\ 0,4 \left(1 + 2 \varphi_{\kappa}/U_{\text{об}} \right)^{-1}, & \text{при } n = 3 \end{cases}$$

На практиці максимальна глибина модуляції еластансу $M = 0,3 \pm 0,4$.

Потужність накачки, що розсіюється на опорі r_r ПД і необхідна для забезпечення необхідного коефіцієнта модуляції M , рівна

$$P_{\text{нак } \partial} = \frac{1}{2} \pi^2 f_{\text{нак}}^2 C_0^2 r_r U_{\text{об}}^2. \quad (8.12)$$

Потужність накачки, що відбирається від генератора накачки, відрізняється від потужності накачки варикапа (діода) на величину втрат, що враховує коефіцієнт накачки $k_{\text{нак}}$:

$$P_{\text{нак}} = k_{\text{нак}} P_{\text{нак } \partial},$$

де

$$k_{\text{нак}} = \begin{cases} 1,5 & \text{при } f_{\text{нак}} < 10 \text{ ГГц}; \\ 1,5 + f_{\text{нак}} - 10 / 40 & \text{при } 10 < f_{\text{нак}} \leq 50 \text{ ГГц}; \\ 2,5 & \text{при } f_{\text{нак}} > 50 \text{ ГГц}. \end{cases}$$

Важливим параметром ПД, який відповідно характеризує його частотні властивості в параметричному підсиленні, є критична частота, яка визначається як $f_{\text{кр}} = M / 4 \pi r_r C_0$.

8.2.4. Дво- і одноконтурні напівпровідникові параметричні підсилювачі потужності.

У вхідних пристроях радіолокаційних приймачів, зазвичай, застосовують двоконтурні напівпровідникові підсилювачі відбивного типу. Структурна схема відбивного НПП подана на рис. 8.30, де введені наступні позначення: VD – варикап; ϕ_c , $\phi_{\text{нак}}$, ϕ_x – резонатори, які налаштовані на частоту сигналу $\omega_c = \omega_1$, накачки $\omega_{\text{нак}} = \omega_2$ і холосту частоту $\omega_x = \omega_3$ відповідно; r_c , $r_{\text{нак}}$, r_x – опори втрат відповідних резонаторів; $e_{\text{нак}} t$ – е.р.с. генератора накачки; $U_{\text{зм}}$ – напруга зміщення. Резонатори ϕ_c , $\phi_{\text{нак}}$, ϕ_x – реактивні двополюсники, які мають нескінченно малий опір для частот ω_c , $\omega_{\text{нак}}$ і ω_x відповідно і нескінченно великий опір для інших частот. На основі рис. 8.30 а складемо еквівалентну схему НПП (рис. 8.30, б), в якому параметричний діод (VD) замінений еквівалентною RC -ланкою. Вважатимемо, що накачка проводиться синусоїдальним струмом, елестанс якого $S_{\text{п}} t$. Через $X_c \omega$ і $X_x \omega$ позначимо реактивні опори резонаторів ϕ_c і ϕ_x .

Із попереднього підрозділу відомо, що НПП відноситься до класу регенеративних підсилювачів, основними параметрами якого є:

- коефіцієнт передачі потужності K_p ;
- смуга пропускання Π ;
- коефіцієнт шуму $K_{\text{ш}}$.

Для їх визначення необхідно знайти вносимий від'ємний опір – $r_{\text{вн}}$.

Приймемо, що холоста частота $\omega_x = \omega_{\text{нак}} - \omega_c$.

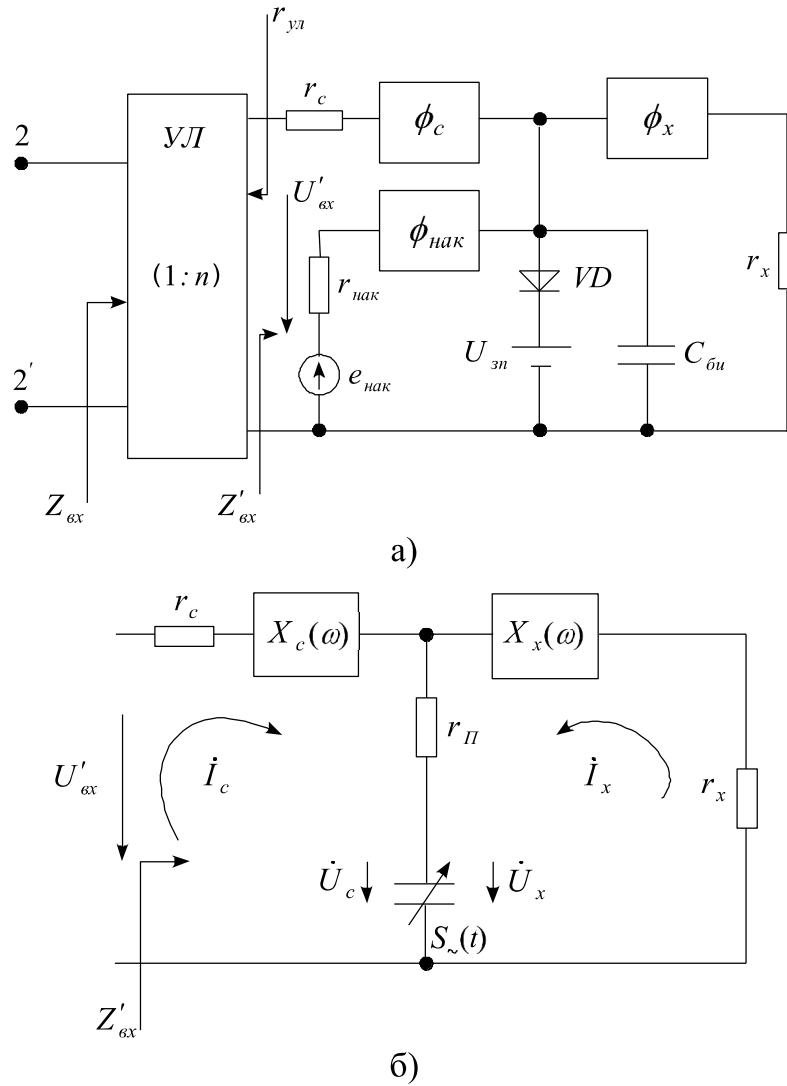


Рис. 8.30. Структурна (а) та еквівалентна (б) схеми двоконтурного параметричного підсилювача

У відповідності з еквівалентною схемою (рис. 8.30, б) струм, який протікає через еластанс $S_{\Pi} t$, буде рівний сумі струмів з частотами ω_c і ω_x :

$$\begin{aligned} \Delta i t &= i_c t + i_x t = I_c \cos \omega_c t + \varphi_c + I_x \cos \omega_x t + \varphi_x = \\ &= \frac{1}{2} \dot{I}_c e^{j\omega_c t} + \dot{I}_c^* e^{-j\omega_c t} + \dot{I}_x e^{j\omega_x t} + \dot{I}_x^* e^{-j\omega_x t} . \end{aligned}$$

Аналогічно напруга на переході варикапа $\Delta U t$ буде визначатися подібним виразом:

$$\begin{aligned} \Delta U t &= U_c \cos \omega_c t + \theta_c + U_x \cos \omega_x t + \theta_x = \\ &= \frac{1}{2} \dot{U}_c e^{j\omega_c t} + \dot{U}_c^* e^{-j\omega_c t} + \dot{U}_x e^{j\omega_x t} + \dot{U}_x^* e^{-j\omega_x t} . \end{aligned}$$

Враховуючи, що $\Delta U t = S_{\Pi} t \int \Delta i t dt$ та прирівнюючи комплекси \dot{U}_c і \dot{U}_x^* як рівняння 4-полюсника, отримаємо:

$$\begin{cases} \dot{U}_c = Z_{11} \dot{I}_c + Z_{12} \dot{I}_x^* & \text{для частоти } \omega_c, \\ \dot{U}_x^* = Z_{21} \dot{I}_c + Z_{22} \dot{I}_x^* & \text{для частоти } \omega_x. \end{cases}$$

Значення коефіцієнтів $Z_{11} = \frac{1}{j\omega_c C_0}$, $Z_{12} = -\frac{M}{2j\omega_x C_0}$, $Z_{21} = \frac{M}{2j\omega_c C_0}$,
 $Z_{22} = -\frac{1}{j\omega_x C_0}$.

Складемо тепер контурні рівняння для сигнального і холостого контурів, залишаючи в них складові лише з частотами ω_c і ω_x відповідно:

$$\begin{cases} U'_{ax} = r_c + r_n + jX_c + Z_{11} \dot{I}_c + Z_{12} \dot{I}_x^*, \\ 0 = Z_{21} \dot{I}_c + r_n + r_x + jX_x + Z_{22} \dot{I}_x^*. \end{cases}$$

Розв'язавши систему цих рівнянь, визначимо вхідний опір сигнального контуру:

$$Z'_{ax} = \frac{U'_{ax}}{\dot{I}_c} = r_c + r_n + jX_c + Z_{11} - Z_{en}, \quad (8.13)$$

де $Z_{en} = \frac{Z_{12} Z_{21}}{r_n + r_x - jX_x + Z_{22}} = \frac{M^2}{4\omega_c \omega_x C_0^2 (r_n + r_x - jX_x + Z_{22})}$ – комплексний опір,

який вноситься в сигнальний контур із сторони холостого контуру.

На резонансній частоті ω_c вхідний опір стає активним і рівним

$$r'_{ax} = r_c + r_n - r_{en},$$

де $r_{en} = \frac{M^2}{4\omega_c \omega_x C_0^2 (r_n + r_x)}$ – модуль від'ємного вносимого опору, який із

врахуванням критичної частоти буде рівний:

$$r_{en} = \frac{f_{кр}^2 r_n^2}{f_c f_x (r_n + r_x)}.$$

Звідси випливає, що $f_{кр} > \sqrt{f_c f_x}$.

Резонансний коефіцієнт передачі потужності відбивного НПП буде визначатися через коефіцієнти регенерації γ та коефіцієнт втрат β , які в нашому випадку рівні:

$$\gamma = \frac{r_{en}}{r_{yl} + r_n + r_c}, \quad \beta = \frac{r_{yl} - r_c - r_n}{r_{yl} + r_n + r_c}.$$

Смуга пропускання такого НПП відбивного двоконтурного типу буде визначатися співвідношенням

$$\Pi \sqrt{K_{p0}}_{\max} = M f_c \frac{A^2 m^2 - A}{m m + A^{3k-2}},$$

де $m = f_{кр} / f_c$, $A = f_x / f_c$.

Із цього виразу випливає, що при $f_{кр} = \sqrt{f_c f_x}$, $\Pi = 0$. При збільшенні параметра m смуга пропускання розширюється. Тому завжди вибирають, щоб $f_{кр} \square f_c$ ($f_{кр} \geq 8 \div 10 f_c$).

Залежність смуги пропускання від параметра A має максимум, який досягається при $f_x = 1,25 m^{0,73} f_c$. Тоді максимальна смуга пропускання

$$\Pi_{\max} = \frac{0,198 M m^{0,434} f_c}{\sqrt{K_{p0}}}.$$

Проте, головна мета застосування НПП полягає в досягненні мінімального коефіцієнта шуму, який визначається виразом

$$K_{ш} = 1 + \frac{T}{T_0} \left(1 - \frac{1}{K_{p0}} \right) \frac{m^2 + A}{A m^2 - A}.$$

Звідси випливає, що коефіцієнт шуму НПП в значній мірі залежить від параметра A , тобто від вибору холостої частоти f_x . Мінімальний коефіцієнт шуму досягається при $f_x = \sqrt{m^2 + 1} - 1 f_c$ і складає

$$K_{ш \min} = 1 + \frac{2T}{T_0} \left(1 - \frac{1}{K_{p0}} \right) \frac{1}{\sqrt{1 + m^2} - 1}.$$

Визначимо тепер відмінності в параметрах одноконтурного НПП, який ще називають виродженням, тому що частота сигналу f_c і холоста частота $f_x = f_{нак} - f_c$ близькі одна до одної і можна прийняти, що $f_{нак} = 2 f_c$. Тоді для обох коливань з частотами f_c і f_x створюється тільки один резонатор ϕ , який налаштований на половину частоти накачки. АЧХ такого резонатора показана на рис. 8.31. Структурна схема одноконтурного НПП витікає із структурної схеми двоконтурного НПП (рис. 8.30), в якому відсутній холостий контур. Основна перевага одноконтурного НПП, у порівнянні з двоконтурним, полягає у спрощенні конструкції та зниженні частоти накачки. Такий одноконтурний НПП може працювати у двох режимах: синхронному та асинхронному.

Синхронний режим відповідає рівності $f_{нак} = 2 f_c$ або $f_x = f_c$. Максимальне підсилення досягається, коли $\varphi_{нак} = 2\varphi_c + \pi/2$, а при $\varphi_{нак} = 2\varphi_c - \pi/2$ у контур вноситься не від'ємний опір, а додатний, що збільшує втрати. У цьому плані синхронний одноконтурний НПП можна розглядати як фазовий детектор.

Асинхронний режим накачки відповідає наближеній рівності частот $f_{нак} \approx 2 f_c$. Позначимо $|2 f_c - f_{нак}| = 2 F$, тоді рознесення частоти сигналу і холостої частоти також складає $|f_c - f_x| = 2 F$ (рис. 8.31). Тут розрізняють дві різновидності асинхронного режиму – одно- і двосмуговий.

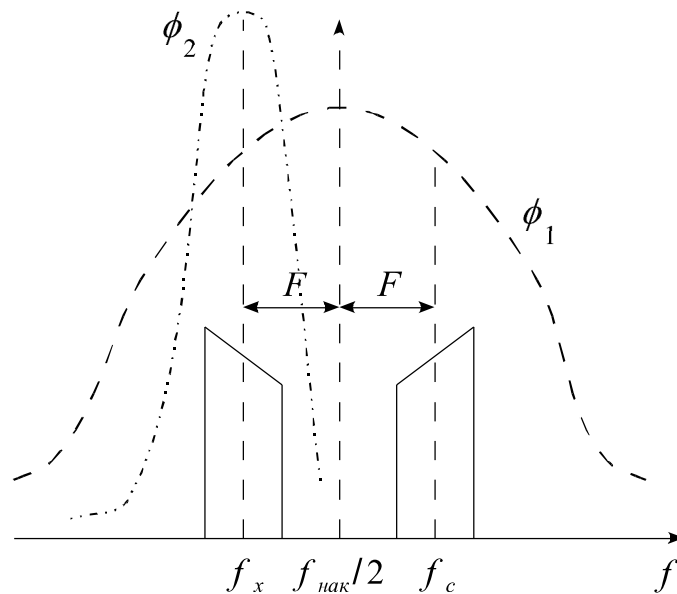


Рис. 8.31. Спектри коливань в одноконтурному НПП

При односмуговому прийманні рознесення частот $2F$ перевищує ширину спектра сигналу, що дозволяє відфільтрувати одне із підсилених коливань за допомогою вузькосмугового фільтра. Це видно з рис. 8.31, де за допомогою вузькосмугового каскаду ϕ_2 виділена тільки одна смуга – f_c . Коливання холостої частоти може бути також виключене за допомогою балансової схеми, яка містить два варикапи, увімкнених зустрічно-паралельно.

При двосмуговому прийманні фільтрація коливань холостої частоти не проводиться, а підсилюється, і потім детектується з відніманням сигналу і холостої частоти.

8.3. Діодні перетворювачі частоти

У супергетеродинних приймачах (рис. 8.32) сигнал від антени поступає на малoshумовий підсилювач високої частоти *ПВЧ*. Потім за допомогою перетворювача частоти *ПЧ* спектр сигналу переноситься на більш низьку проміжну частоту $\omega_{пч} = \omega_c - \omega_r$. Основне підсилення в приймачі здійснюється на проміжній частоті.

Чутливість приймача такого типу досягає $10^{-17} \div 10^{-18} \text{ Вт}$, тоді як чутливість приймачів прямого підсилення не перевищує 10^{-12} Вт . Для супергетеродинного приймача НВЧ-діапазону характерні проміжні частоти $20 \div 300 \text{ МГц}$, проте в окремих сучасних приймачах високого класу використовується дво- або трикратне перетворення частоти, і перша проміжна частота може досягати $> 1 \text{ ГГц}$ (у приймачах діапазону міліметрових хвиль).

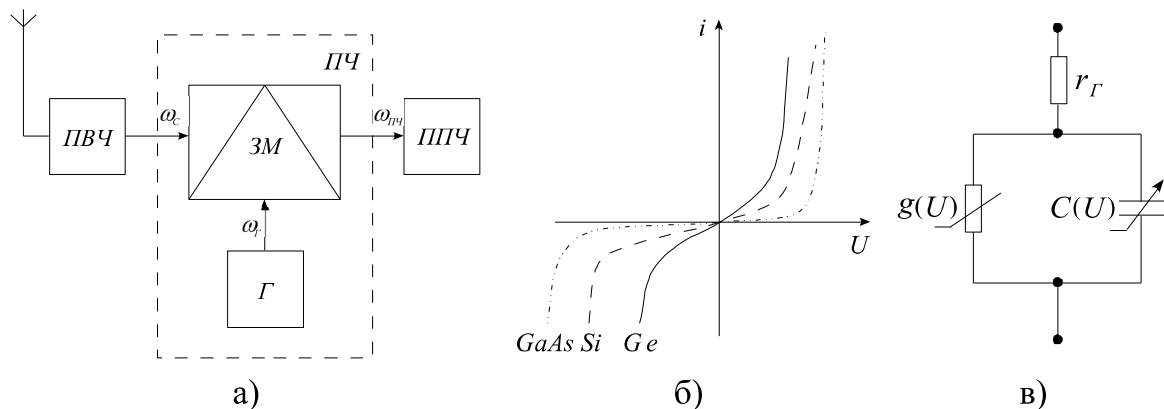


Рис. 8.32. Структурна схема супергетеродинного приймача (а), ВАХ змішувальних діодів (б) та еквівалентна схема змішувального діода (в)

Перетворювач частоти складається із змішувача $Зм$ та гетеродина $Г$, в ролі яких найбільш часто використовуються малопотужні генератори на діодах Ганна. Потужність коливань гетеродина, які поступають у змішувач, є малою ($0,2 \div 10 \text{ мВт}$), але набагато більшою потужності сигналу. Перетворення частоти сигналу проходить за рахунок нелінійності ВАХ змішувального діода.

У змішувачах можна використовувати обернені тунельні діоди, варикапи, точкові діоди і діоди з бар'єром Шотткі. Сьогодні найбільше застосування у змішувачах сантиметрового і міліметрового діапазонів довжин хвиль отримали точкові діоди і діоди з бар'єром Шотткі. У дециметровому діапазоні застосовуються обернені тунельні діоди, в яких використовується обернена вітка ВАХ. На рис. 8.32, б наведені ВАХ діодів трьох типів з Ge , Si і $GaAs$. Діод з бар'єром Шотткі вимагає великої потужності гетеродина ($2 \div 10 \text{ мВт}$) для діодів з $GaAs$ та $0,5 \div 1 \text{ мВт}$ для Si діодів. Основними параметрами змішувальних діодів є: опір втрат діода r_T , нелінійна ємність $C(U)$ і нелінійна провідність бар'єрного (запінного) шару $g(U)$. Тому часто змішувальні діоди називають варисторами.

8.3.1. Електричні характеристики змішувача.

На відміну від транзисторних змішувачів, для яких найбільш суттєвим є ефект прямого перетворення частоти, у діодних змішувачах спостерігається ефект оберненого перетворення частоти. Дійсно, напруга проміжної частоти $\omega_{нч} = \omega_c - \omega_s$, що є на виході змішувача в результаті взаємодії напруг сигналу і гетеродина, знову взаємодіє з напругою гетеродина, що приводить до отримання на вході змішувача напруги з частотою сигналу $\omega_c = \omega_s + \omega_{нч}$. Таким чином, ефект оберненого перетворення частоти обумовлений наявністю сильного оберненого зв'язку в діодному змішувачі, оскільки останній каналізує енергію в обох напрямках, тобто такі діоди представляють собою взаємні пристрої.

Крім цього, в діодних змішувачах існує ефект вторинного оберненого перетворення частоти. При дії на виході змішувача напруги проміжної частоти на вході змішувача можлива поява так званої дзеркальної частоти $\omega_d = \omega_z - \omega_{nc}$ (названої через дзеркальне розміщення по відношенню до частоти сигналу відносно частоти гетеродина) (рис. 8.33).

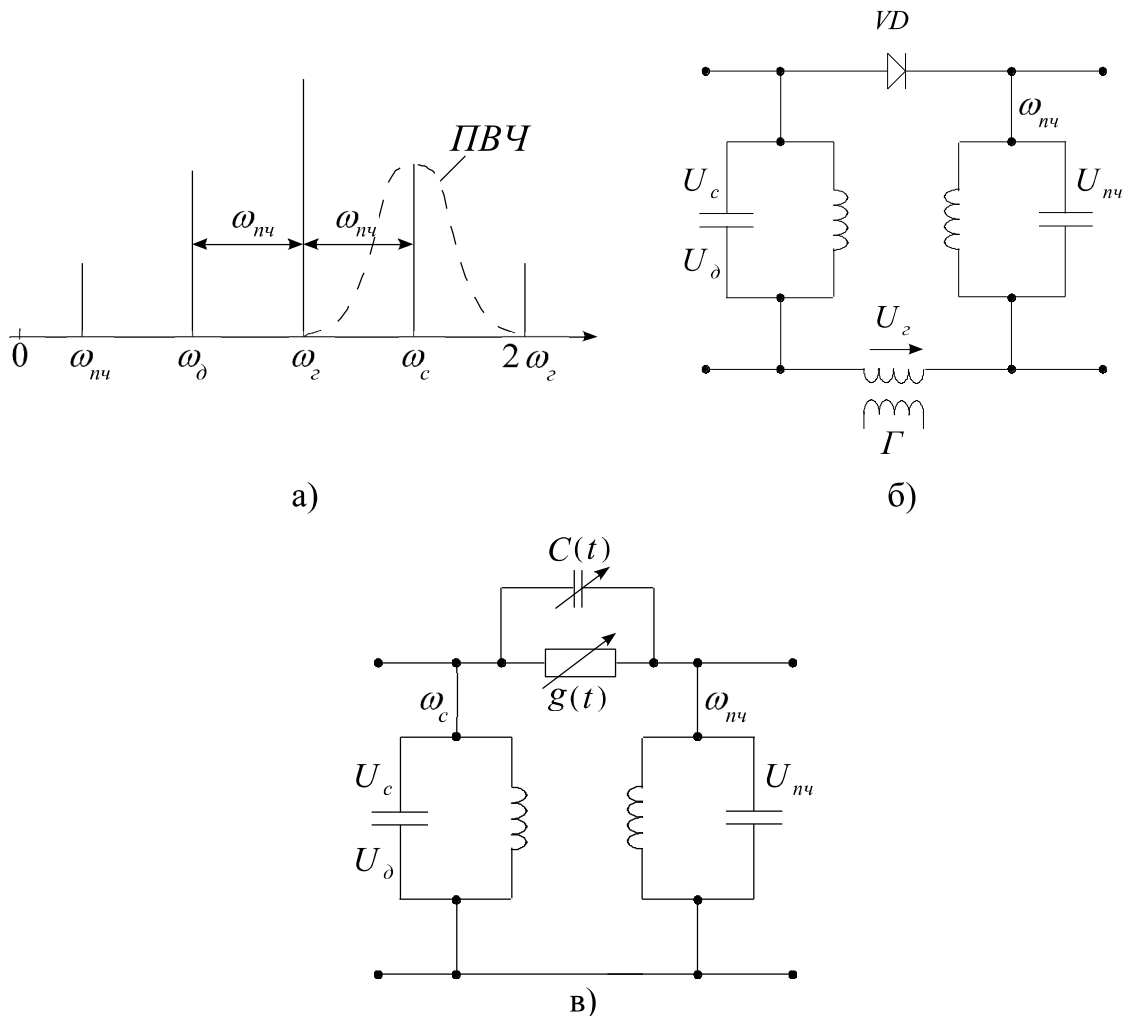


Рис. 8.33. Спектр коливань у перетворювачі частоти (а), принципова (б) та еквівалентна (в) схеми одноконтурного змішувача

Виникнення коливань дзеркальної частоти можливе також в результаті взаємодії напруги сигналу і другої гармоніки гетеродина, бо $\omega_d = 2\omega_z - \omega_c$.

Переважно змішувач узгоджений із входом ППЧ (підсилювач проміжної частоти), тому вся потужність на частоті ω_{nc} передається в ППЧ. Коливання дзеркальної частоти, які утворилися в результаті перетворення частоти сигналу, можуть поширюватися у вхідне коло приймача. Тому, якщо на вході змішувача помістити відповідні фільтри, то коливання дзеркальної частоти будуть відбиватися назад у змішувач для перетворення у коливання проміжної частоти $\omega_{nc} = \omega_c - \omega_z$. Тоді отримаємо додаткову вихідну

потужність, внаслідок чого збільшується коефіцієнт передачі перетворювача. При додаванні струмів у протифазі, навпаки, виникають додаткові втрати. Таким чином, взаємодія між коливаннями сигнальної і дзеркальної частот дуже суттєво впливає на параметри діодного перетворювача частоти.

Перейдемо тепер до аналізу роботи простого однократного змішувача, поданого на рис. 8.33, б, в. У діапазоні довжин хвиль менших $2-3\text{ см}$ можна знехтувати впливом нелінійної частоти $C U$ та опором втрат r_e . У результаті змішувальний діод представляється у вигляді нелінійної провідності $g t$ і ємності $C t$ від дією напруги гетеродина. Провідність $g t$ представляє собою періодичну функцію, яка змінюється з частотою ω_z . Тому розкладемо її в ряд Фур'є:

$$g t = g_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} g_n \cos n \omega_z t, \quad (8.14)$$

де $g_n = \frac{1}{T_r} \int_0^{T_r} g t \cos n \omega_z t dt$ – амплітуда n -гармоніки провідності на частоті $n \omega_z$, $n = 0, 1, 2, \dots$, $T_r = 2\pi / \omega_z$.

Вигляд провідності $g t$ визначається ВАХ змішувального діода. Зокрема, ВАХ діода з бар'єром Шотткі описується експоненціальною залежністю

$$i U = i_s \left[\exp \left(\frac{U}{m \phi_T} \right) - 1 \right], \quad (8.15)$$

де i_s – струм насичення бар'єру Шотткі, $\phi_T = kT/e$ – температурний потенціал переходу, $m = 1, 1 \div 1, 6$ – діодний коефіцієнт, який визначає генераційно-рекомбінаційні процеси в переході чи контакті.

При відсутності сигналу до переходу прикладається напруга

$$U = U_{zm} + U_z \cos \omega_z t, \quad (8.16)$$

де U_{zm} – напруга зміщення, U_z – амплітуда гетеродина.

Оскільки диференціальна провідність $g = di/dU$, то для слабкого сигналу можна записати

$$\begin{cases} g t = \frac{i_s}{m \phi_T} \exp \left(\frac{U_{zm}}{m \phi_T} \right) \exp \left(\frac{U_z}{m \phi_T} \cos \omega_z t \right), \\ g_n t = \frac{i_s}{m \phi_T} \exp \left(\frac{U_{zm}}{m \phi_T} \right) I_n \left(\frac{U_z}{m \phi_T} \right), \end{cases}, \quad (8.17)$$

де I_n – функція Бесселя першого роду n -ого порядку.

Якщо обмежитися розглядом коливань тільки на трьох частотах (частоті сигналу, проміжній і дзеркальній), то перетворювач частоти можна подати у вигляді лінійного шестиполюсника з постійними параметрами (рис. 8.34).

Кожна пара полюсів шестиполіусника відповідає певній частоті. Шестиполіусник описується системою рівнянь в Y -параметрах:

$$\begin{cases} \dot{I}_c = y_{11} \dot{U}_c + y_{12} \dot{U}_{nc} + y_{13} \dot{U}_{\partial z}, \\ \dot{I}_{nc} = y_{21} \dot{U}_c + y_{22} \dot{U}_{nc} + y_{23} \dot{U}_{\partial z}, \\ \dot{I}_{\partial z} = y_{31} \dot{U}_c + y_{32} \dot{U}_{nc} + y_{33} \dot{U}_{\partial z}, \end{cases} \quad (8.18)$$

де $\dot{I}_c, \dot{U}_c, \dot{I}_{nc}, \dot{U}_{nc}, \dot{I}_{\partial z}, \dot{U}_{\partial z}$ – комплексні амплітуди струмів і напруг частоти сигналу, проміжної і дзеркальної частот на відповідних затискачах шестиполіусника.

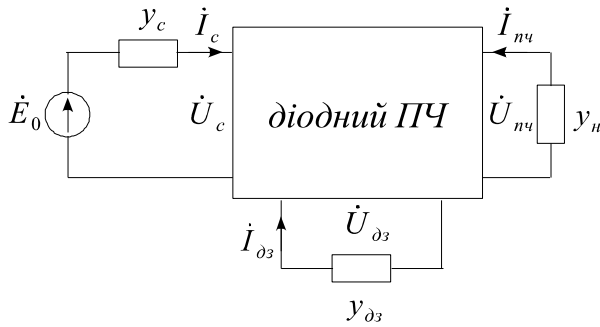


Рис. 8.34. Діодний перетворювач частоти як шестиполіусник

Конкретизуємо Y -параметри шестиполіусника $[y_{ij}]$, уточнивши фізичні властивості змішувача. У зв'язку з тим, що $\omega_c \approx \omega_{\partial z} \approx \omega_{nc}$, то можна прийняти, що $y_{32} = y_{12}$, $y_{31} = y_{13}$, $y_{23} = y_{21}$, $y_{23} = y_{11}$. Прийmemo також, що Y -параметри є дійсними величинами, так як знехтували впливом нелінійної ємності, а взяли до уваги нелінійну

провідність. У результаті зроблених припущень параметри в системі рівнянь (8.18) приймають вигляд:

$$y_{11} = y_{22} = y_{33} = g_0, \quad y_{12} = y_{23} = y_{21} = y_{32} = g_1, \quad y_{31} = y_{13} = g_2.$$

Тут параметр g_0 характеризує вхідну провідність змішувача на частоті сигналу ω_c , параметр g_1 – перетворення сигналу на проміжну частоту $\omega_{nc} = \omega_c - \omega_{\partial z}$, а параметр g_2 – перетворення сигналу на дзеркальну частоту $\omega_{\partial z} = 2\omega_{\partial z} - \omega_c$ за допомогою другої гармоніки гетеродина.

Спростимо рівняння (8.18), виключивши струм і напругу дзеркальної частоти. Позначивши провідність вхідного кола змішувача на дзеркальній частоті через $y_{\partial z}$, отримаємо співвідношення $\dot{I}_{\partial z} = -y_{\partial z} \dot{U}_{\partial z}$. Тоді з третього рівняння системи (8.18) знаходимо $\dot{U}_{\partial z} = -g_2 \dot{U}_c + g_1 \dot{U}_{nc} / g_0 + y_{\partial z}$.

Підставивши вирази $\dot{I}_{\partial z}$ та $\dot{U}_{\partial z}$ в перші два рівняння системи (8.18), отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{cases} \dot{I}_c = y_{11}^{np} \dot{U}_c + y_{12}^{np} \dot{U}_{nc}, \\ \dot{I}_{nc} = y_{21}^{np} \dot{U}_c + y_{22}^{np} \dot{U}_{nc}, \end{cases} \quad (8.19)$$

де $y_{11}^{np} = g_0 - g_2^2 / g_0 + y_{\partial z}$, $y_{12}^{np} = y_{21}^{np} = g_1 - g_1 g_2 / g_0 + y_{\partial z}$, $y_{22}^{np} = g_0 - g_1^2 / g_0 + y_{\partial z}$ є Y -параметрами вже перетворювача частоти. Звідси видно, що властивості перетворювача частоти визначаються не тільки

параметрами змішувального діода і потужності гетеродина, але й характером провідності вхідного кола змішувача на дзеркальній частоті.

Розрізняють два режими роботи змішувача в залежності від характеру провідності дзеркальної частоти $y_{\partial z}$:

1) коли вхідні кола змішувачів широкосмугові (їх смуга $> 2\omega_{нч}$), тоді можна прийняти, що $y_{\partial z} = g_c$, де g_c – вихідна провідність сигнального контуру, що перерахована до входу змішувача;

2) коли на вході змішувача включений вузько смуговий преселектор, так що його провідність на дзеркальній частоті є чисто уявною, тобто $y_{\partial z} = j b_{\partial z}$, в результаті чого потужність не поглинається на дзеркальній частоті і збільшується коефіцієнт передачі потужності перетворювача.

Величина $b_{\partial z}$ залежить від відстані між змішувальним діодом і преселектором (фільтром). На практиці використовують крайні випадки, коли $b_{\partial z} = 0$ (режим холостого ходу на дзеркальній частоті) і коли $b_{\partial z} \rightarrow \infty$ (режим короткого замикання). Другий випадок більш простий і часто використовується на практиці.

Вузькосмуговий змішувач при короткозамкненому колі на дзеркальній частоті.

При $b_{\partial z} \rightarrow \infty$ Y -параметри в режимі перетворення приймають значення $y_{11}^{np} = y_{22}^{np} = g_0$ і $y_{12}^{np} = y_{21}^{np} = g_1$. На основі загальної теорії 4-полосників з постійними параметрами знайдемо основні характеристики перетворювача частоти. Врахуємо, що частота сигналу еквівалентна провідності сигнального контуру, яка є дійсною і рівною g_c , і яка на проміжній частоті еквівалентна провідності контуру проміжної частоти, яка рівна g_n . Тоді основними характеристиками змішувача є:

- вхідна провідність $g_{вх} = g_0 - g_1^2 / (g_0 + g_n)$;
- вихідна провідність $g_{вих} = g_0 - g_1^2 / (g_0 + g_c)$;
- коефіцієнт передачі номінальної потужності

$$K_{p\text{ ном}} = \frac{P_{\text{вих ном}}}{P_{\text{втр ном}}} = \frac{g_1^2 g_c}{g_0 (g_0 + g_c) - g_1^2 (g_0 + g_c)}.$$

Коефіцієнт передачі номінальної потужності приймає максимальне значення при двосторонньому узгодженні на вході і виході, тобто при $g_{c\text{ опт}} = g_{n\text{ опт}} = g_0 \sqrt{1 - \mu_c^2}$, де $\mu_c = g_1 / g_0$.

У зв'язку з тим, що в діодних перетворювачах частоти $K_{p\text{ ном}} < 1$, то замість коефіцієнта передачі потужності частіше використовують інший параметр, який називають втратами перетворення $L_0 = 1 / K_{p\text{ ном}}$, який для змішувачів складає $4 \div 10 \text{ дБ}$.

Коефіцієнт шуму перетворювача визначається формулою

$$K_{ш\,np} = \frac{P_{ш\,вих\,ном}}{k T_0 \Pi_{ППЧ} K_{р\,ном}}.$$

Загальний коефіцієнт шуму перетворювача частоти і ППЧ розраховується за формулою

$$K_{ш\,\Sigma} = K_{ш\,np} + \frac{K_{ш\,ППЧ} - 1}{K_{р\,ном}}.$$

Великий вклад в шуми вносить гетеродина. Для їх зменшення треба підвищувати добротність резонансної системи гетеродина.

8.3.2. Балансові і двобалансові змішувачі.

Для зменшення впливу шумів гетеродина застосовуються балансові змішувачі (рис. 8.35). Змішувач містить два діоди, які включені так, що їх струми $i_{\partial 1}$ та $i_{\partial 2}$ протікають у первинній обмотці вихідного трансформатора WT_2 у зустрічному напрямі. При цьому синфазні складові магнітного потоку взаємно компенсуються, а протифазні додаються. Переконаємося спочатку у здатності даної схеми виконувати функції перетворювача частоти. Напруга гетеродина подається на діоди синфазно, а напруга сигналу – протифазно. Відповідно, струми перетвореного коливання проміжної частоти в обох діодах також протифазні і тому створювані ними магнітні потоки сумуються і наводять у вторинній обмотці трансформатора WT_2 напругу проміжної частоти.

Перейдемо тепер до кількісної характеристики балансного змішувача. Для цього апроксимуємо ВАХ діодів рядом Тейлора:

$$i_{\partial} = I_0 + aU_{\partial} + bU_{\partial}^2 + \dots$$

До першого змішувального діода VD_1 прикладається сума напруг $U_{\partial 1} = U_{\Sigma} + U_c$, а до другого – різниця $U_{\partial 2} = U_{\Sigma} - U_c$. Якщо $U_c = U_c \cos \omega_c t$ – напруга сигналу, а $U_{\Sigma} = U_{\Sigma} \cos \omega_{\Sigma} t$ – напруга гетеродина, то результуючий струм у первинній обмотці трансформатора WT_2 буде рівний

$$i_{\Sigma} = i_{\partial 1} - i_{\partial 2} \cong 2a U_c \cos \omega_c t + 2b U_{\Sigma} U_c \cos [\omega_c - \omega_{\Sigma} t] + \dots$$

У даному випадку другий доданок вказує на перетворення частоти.

У зв'язку з тим, що складові струму з частотою гетеродину ω_{Σ} взаємно компенсуються, то шуми гетеродина не попадають на вихід змішувача і відносна шумова температура гетеродина $T_{\Sigma} = 0$.

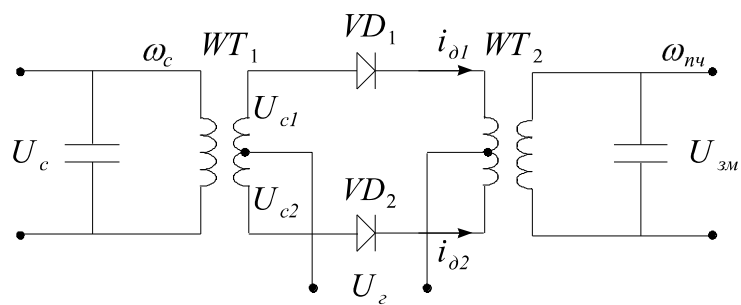
Більш поширеною є друга схема (рис. 8.35, б). Різниця полягає в тому, що в ній відсутній вихідний трансформатор, напруга гетеродина подається на діоди в протифазі, а напруга сигналу – у фазі. Проте через зустрічне увімкнення у цій, як і в попередній схемі, зберігаються ті ж фазові співвідношення і ті ж властивості, що і в балансовому змішувачі.

Існує третій варіант змішувача – двобалансний змішувач за кільцевою схемою (рис. 8.35, в). Його перевага – більш висока вибірковість за каналом

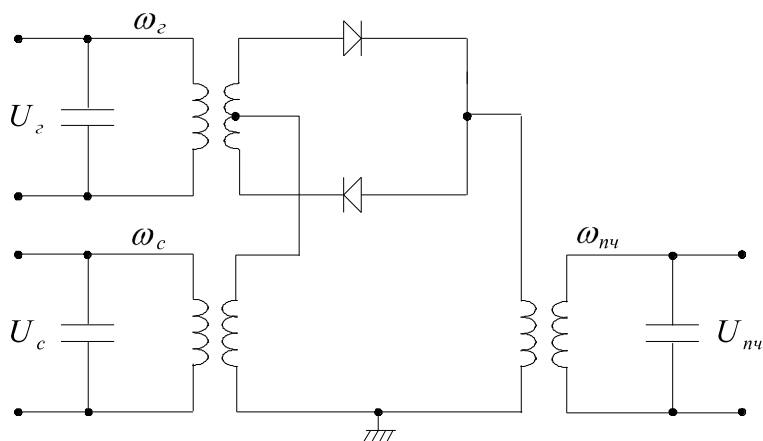
прямого проходження. Завдяки симетрії трансформаторів WT_1 і WT_2 та діодів забезпечується внутрішня розв'язка входів сигналу, гетеродина і виходу змішувача. У цьому легко переконатися, визначивши результуючий струм первинної обмотки трансформатора WT_2 :

$$i_{\Sigma} = i_{\partial 1} - i_{\partial 2} \cong 4bU_{\Sigma}U_c \cos[\omega_c - \omega_{\Sigma} t] + \dots$$

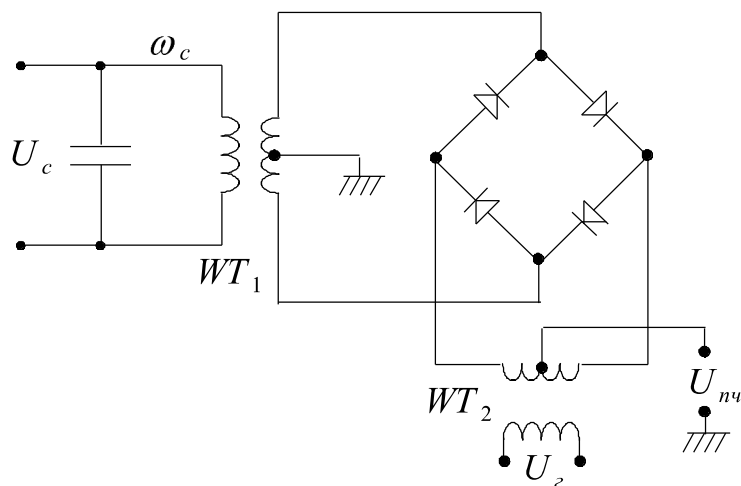
Тут, як бачимо, відсутня також складова з частотою сигналу ω_c . Його шумові характеристики є кращими за попередні.



а)



б)



в)

Рис. 8.35. Принципові електричні схеми балансних змішувачів

8.3.3. Перетворювачі частоти з подавленням дзеркального каналу.

Характеристики перетворювачів частоти помітно покращуються при подавленні сигналів дзеркальної частоти $\omega_{dz} = \omega_c - \omega_{пч}$. До числа таких сигналів відносяться як зовнішні сигнали з частотою ω_{dz} , так і їх комбінаційні частоти, які утворилися в процесі перетворення частоти. Подавлення же комбінаційних складових зменшує втрати перетворювача і понижує рівень паразитного випромінювання гетеродина.

Сьогодні існує два основних способи подавлення сигналу дзеркальної частоти. Перший спосіб полягає у використанні вузькосмугового преселектора. Приклад топологічної схеми вузькосмугового одноканального змішувача з подавленням дзеркального каналу за допомогою селективної ланки наведений на рис. 8.36, а. Більш дієвим є другий спосіб – з використанням схем із фазовим подавленням сигналу дзеркальної частоти, наприклад, з використанням балансових змішувачів на діодах Шотткі (рис. 8.36, б), в якому реалізований режим холостого ходу і короткого замикання на дзеркальній частоті. Коефіцієнт шуму в таких змішувачах сьогодні доведений до рівня $2 \div 3$ дБ. Недоліком таких змішувачів є їх вузька смуга частот.

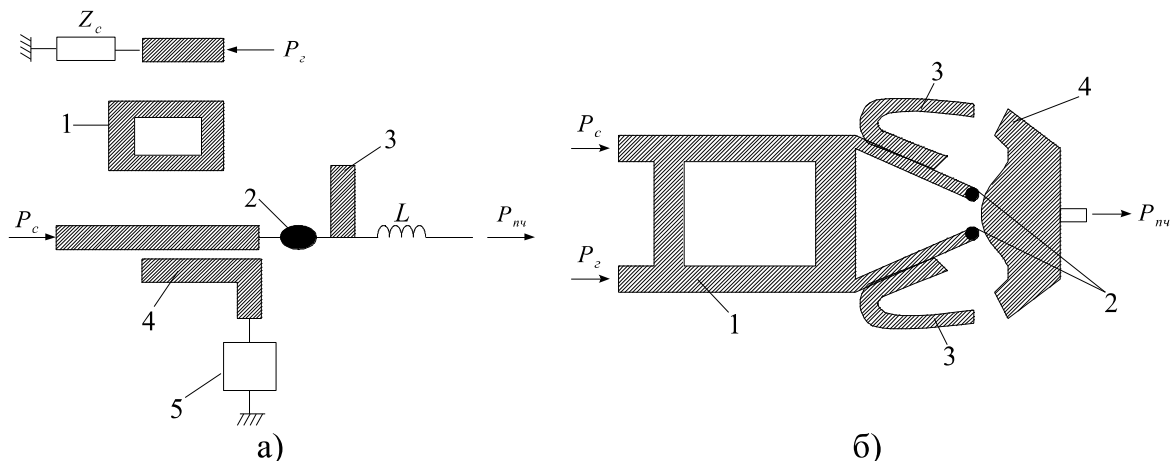


Рис. 8.36. Топологічні схеми змішувачів з подавленням дзеркального сигналу:

а) одноканальний вузькосмуговий змішувач (1 – фільтр зв'язку з гетеродином, 2 – діод, 3 – четвертьхвильовий шлейф, 4 – фільтр дзеркального каналу, 5 – навантаження на дзеркальній частоті);

б) балансний змішувач з преселектором (1 – направлений відвід, 2 – діоди, 3 – фільтр дзеркального каналу, 4 – фільтр короткого замикання на частоті ω_c).

Контрольні запитання

1. Які мікроелектронні пристрої називаються активними? Що лежить в їх основі? Що відноситься до активних мікроелектронних пристроїв?

2. Який пристрій називається автогенератором? Що є основним елементом автогенератора? Як виглядає функціональна схема автогенератора?

3. Які є види автогенераторів, чим вони відрізняються один від одного?

4. Яким умовам повинні задовольняти автогенератори НВЧ? Назвіть режими збудження коливальних в автогенераторі. Якою є найбільш суттєва вимога до автогенераторів?

5. Вкажіть, які існують схеми транзисторних автогенераторів за способами здійснення зовнішнього позитивного оберненого зв'язку? Який вигляд має схема таких автогенераторів?

6. Вкажіть особливості побудови автогенераторів на тунельних діодах, діодах Ганна і лавино-пролітних діодах. Вкажіть принципи роботи та основні параметри і характеристики даних діодів.

7. Який пристрій називається підсилювачем потужності? Яка його функціональна схема? Які функції виконують узгоджуючі кола? Які параметри використовуються для характеристики підсилювача потужності?

8. Назвіть особливості проектування підсилювачів потужності на базі польових транзисторів. Які функції виконують узгоджуючі ланки у вузькосмугових підсилювачах потужності?

9. Назвіть основні характеристики і параметри параметричних підсилювачів. Що являють собою дво- і одноконтурні параметричні підсилювачі потужності?

10. Яке призначення діодних перетворювачів частоти? Назвіть основні електричні характеристики змішувача. Які функції виконують балансові змішувачі, які схеми використовуються для їх реалізації? Назвіть основні способи подавлення сигналу дзеркальної частоти та основні топологічні схеми змішувачів.

Рекомендована література

1. Веселов Г.И. Микроэлектронные устройства СВЧ. – М.: Высшая школа, 1988. – 280 с.

2. Бова Н.Т., Ефремов Ю.Г., Конин В.В. Микроэлектронные устройства СВЧ. – К.: Техника, 1984. – 184 с.

3. Москалюк В.О. Фізика електронних процесів. Динамічні процеси. – К.: Політехніка, 2004. – 180 с.

4. Левитский С.М., Кошечкина С.В. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. – К.: Высшая школа, 1986. – 272 с.

5. Тараненко В.П. Електронні та квантові прилади НВЧ. – К.: Вища школа, 1974. – 248 с.

6. Федоров Н.Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. – М.: Атомиздат, 1979. – 288 с.

7. Шварц Н.З. Усилители СВЧ на полевых транзисторах. – Радио и связь, 1987. – 920 с.

8. Шварц Н.З. Линейные транзисторные усилители СВЧ. – М.: Советское радио, 1980. – 368 с.

9. Шварц Н.З. Транзисторные СВЧ усилители. – М.: Радио и связь, 1976. – 368 с.
10. Шумилин М.С., Козырев В.Б., Власов В.А. Проектирование транзисторных каскадов передатчиков. – М.: Радио и связь, 1997. 420 с.
11. Проектирование радиопередающих устройств СВЧ: Учеб. пособие для вузов / Уткин Г.М., Благовещенский М.В., Жуховицкая В.П. и др.; под ред. Г.М. Уткина. – М.: Советское радио, 1979. – 320 С.
12. Карсон Р. Высокочастотные усилители. – М.: Радио и связь, 1981. – 216 с.
13. Давыдов Н.С., Данюшевский Ю.З. Диодные генераторы и усилители СВЧ. – М.: Радио и связь, 1986. – 345 с.
14. Проектирование радиопередающих устройств с применением ЭВМ / Под ред. О.А. Алексеева. – М.: Радио и связь, 1987. – 428 с.
15. Артюнов Л.М., Блудов И.П., Давыдов В.Д. Модули СВЧ. – М.: Радио и связь, 1987. – 172 с.