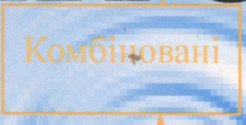


621.389
Ф-53

М. А. Філінюк

ОСНОВИ НЕГАТРОНІКИ

Том I Теоретичні і фізичні основи негатроніки



437

Міністерство освіти і науки України

B 621.396.6

Вінницький національний технічний університет

9253

М. А. Філінюк

ОСНОВИ НЕГАТРОНІКИ

Том I

Теоретичні і фізичні основи негатроніки

Монографія

329

УНІВЕРСУМ-Вінниця

2006

07

УДК 621.396.6:621.774.011.3

Ф 57

Рецензенти:

В. М. Кичак, доктор технічних наук, професор

Ф. Д. Касімов, доктор фізико-математичних наук, професор

О. В. Негоденко, кандидат технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 12 від 29.06.2006 р.)

Філінюк М. А.

Ф 57 Основи негatronіки. Том I. Теоретичні і фізичні основи негatronіки. Монографія. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2006 – 456 с.

ISBN 966-641-198-9

В монографії розглянуті теоретичні і фізичні основи негatronіки. Проведено аналіз параметрів напівпровідникових негatronів. Розглянуті принципи побудови та надані результати досліджень комбінованих динамічних негatronів. Обґрунтована теорія узагальнених перетворювачів імітансу, яка лежить в основі створення комбінованих динамічних негatronів. Книга розрахована на наукових співробітників, аспірантів, студентів та спеціалістів, що займаються проектуванням і розробкою інформаційних систем та пристроїв на базі негatronів.

УДК 621.396.6:621.774.011.3

ISBN 966-641-198-9

431411

НТБ ВНТУ
м. Вінниця

© М. Філінюк, 2006

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	7
ПЕРЕДМОВА	8
РОЗДІЛ 1. КОРОТКИЙ ІСТОРИЧНИЙ ОГЛЯД РОЗВИТКУ НАУКОВОГО НАПРЯМКУ "НЕГАТРОНІКА"	10
Перелік літератури до розділу 1.....	24
РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ НЕГАТРОНІКИ	29
2.1. Теорія кіл з R-негатронами.....	29
2.1.1. Визначення R-негатрона.....	29
2.1.2. Оптимальне значення негативного опору і негативної провідності R- негatrona.....	33
2.1.3. Взаємозв'язок вигляду вольт-амперної характе- ристики з типом оберненого зв'язку і характером реактивності R-негатрона.....	37
2.1.4. Види годографів і допоміжні елементи Баркгаузена для R-негатронів.....	47
2.1.5. Стійкість електричних схем з R-негатронами.....	50
2.2. Теорія кіл з C-негатронами.....	68
2.2.1. Визначення C-негатрона.....	68
2.2.2. Енергетичні властивості C-негатронів.....	71
2.2.3. Види годографів і допоміжні елементи Баркгаузена для C-негатронів.....	75
2.2.4. Стійкість електричних кіл з C-негатронами.....	76
2.2.4.1. Стійкість електричного кола з C-негатронами N-типу.....	77
2.2.4.2. Стійкість електричного кола з C-негатронами S-типу.....	86
2.3. Теорія кіл з L-негатронами.....	94
2.3.1. Визначення L-негатрона.....	94
2.3.2. Енергетичні властивості L-негатрона.....	97
2.3.3. Види годографів і допоміжні елементи Баркгаузена для L-негатронів.....	101
2.3.4. Стійкість електричних кіл з L-негатронами.....	103
2.3.4.1. Стійкість електричного кола з L-негатронами N-типу.....	103

2.3.4.2. Стійкість електричного кола з L-негатронами

S-типу.....	108
2.4. Про дуальність кіл з RLC- негatronами.....	115
2.5. Умови появи негативного диференційного опору на клемах електронних приладів.....	118
Перелік літератури до розділу 2.....	122

РОЗДІЛ 3. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ НЕГАТРОНИКИ.....123

3.1. Газорозрядний ефект (ефект електричної дуги).....	123
3.2. Динатронний ефект.....	128
3.3. Пролітний ефект у вакуумних негatronах.....	130
3.4. Термоелектричний ефект.....	140
3.5. Тунельний ефект.....	148
3.6. Лавинний ефект.....	155
3.7. Інжекційно-пролітний ефект у діодних напівпровідниково- вих структурах.....	167
3.8. Інжекційно-пролітні і пролітні ефекти в багатоелектрод- них напівпровідникових структурах.....	173
3.9. Тиристорний ефект.....	182
3.10. Лавинно-пролітний ефект.....	187
3.11. Ефект Ганна.....	193
Перелік літератури до розділу 3.....	200

РОЗДІЛ 4. НАПІВПРОВІДНИКОВІ НЕГАТРОНИ.....202

4.1. Тунельні діоди.....	202
4.2. Чотиришарові напівпровідникові прилади (тиристори).....	213
4.3. Лавинно-пролітні діоди.....	232
4.4. Діод Ганна.....	252
4.5. Інжекційно-прольотний діод.....	271
4.6. S-діод.....	279
4.7. Одноперехідний транзистор.....	290
4.8. Лавинні транзистори.....	298
4.9. Транзистори з колекторним витокком.....	301
4.10. Біністор.....	303
4.11. Інжекційно-польовий транзистор.....	306
4.12. Модуляційний транзистор.....	308
4.13. Кріосар.....	308
Перелік літератури до розділу 4.....	311

РОЗДІЛ 5. КОМБІНОВАНІ ДИНАМІЧНІ НЕГАТРОНИ.....	314
5.1. Синтез комбінованих динамічних негатронів на основі біполярних напівпровідникових структур.....	314
5.2. Визначення граничних частот негатрона на основі біполярної напівпровідникової структури.....	324
5.3. Синтез комбінованих динамічних негатронів на основі уніполярної напівпровідникової структури.....	329
5.4. Гранична частота негатрона на основі уніполярної напівпровідникової структури.....	336
Перелік літератури до розділу 5.....	338

РОЗДІЛ 6. УЗАГАЛЬНЕНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ.....	340
6.1. Визначення та класифікація узагальнених перетворювачів імітансу.....	340
6.2. Математична модель узагальненого перетворювача імітансу.....	345
6.3. Транзистор як узагальнений перетворювач імітансу.....	351
Перелік літератури до розділу 6.....	357

РОЗДІЛ 7. УЗАГАЛЬНЕНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ НА БІПОЛЯРНОМУ ТРАНЗИСТОРІ.....	359
7.1. Узагальнені перетворювачі імітансу на основі біполярного транзистора з спільним колектором.....	359
7.2. Узагальнені перетворювачі імітансу на основі біполярного транзистора зі спільною базою.....	381
7.3. Узагальнені перетворювачі імітансу на основі біполярного транзистора з спільним емітером.....	394
Перелік літератури до розділу 7.....	396

РОЗДІЛ 8. УЗАГАЛЬНЕНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ НА ПОЛЬОВОМУ ТРАНЗИСТОРІ.....	398
8.1. Узагальнений перетворювач імітансу на основі польового транзистора з спільним стоком.....	398
8.2. Узагальнений перетворювач імітансу на основі польового транзистора зі спільним витоком.....	410
8.3. Узагальнений перетворювач імітанса на основі польового транзистора зі спільним затвором.....	417
Перелік літератури до розділу 8.....	430

РОЗДІЛ 9. БАГАТОКАСКАДНІ УЗАГАЛЬНЕНІ	
ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ	431
9.1. Коефіцієнт перетворення імітансу.....	431
9.2. Якість.....	436
9.3. Стійкість.....	437
9.4. Узагальнені перетворювачі імітансу на основі	
двохзатворного транзистора Шоттки.....	441
9.4.1. Узагальнена математична модель двухзатворного	
польового транзистора Шоттки.....	441
9.4.2 Узагальнена математична модель УПІ на основі	
ПТШ2 при включенні його по схемі (31, 32).....	445
9.4.3 Узагальнена математична модель УПІ на базі	
ПТШ при включенні його по схемі (31, В).....	448
9.4.4 Узагальнена математична модель УПІ на базі	
ПТШ2 при підключенні його по схемі (ВС).....	450
Перелік літератури до розділу 9.....	453

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

АМ	– амплітудна модуляція
ВАХ	– вольт-амперна характеристика
ДГ	– діод Ганна
ДНО	– динамічний негативний опір
ЕРС	– електрорушійна сила
ЗІГ	– залізо-іттрієвий гранат
ІП	– інформаційний пристрій
ІПД	– інжекційно-пролітний діод
КІ –	– конвертор імітансу
ККД	– коефіцієнт корисної дії
ЛБХ	– лампа бігучої хвилі
ЛЗХ	– лампа зворотної хвилі
ЛПД	– лавинно-пролітний діод
МДН	– метал-діелектрик-напівпровідник
НВЧ	– надвисокі частоти
НЗЗ	– негативний зворотний зв'язок
НО	– негативний опір
НП	– негативна провідність
ОНОЗ	– обмежене нагромадження об'ємного заряду
ПЗЗ	– позитивний зворотний зв'язок
ПТШ	– польовий транзистор Шоттки
ПТШ2	– двозатворний польовий транзистор Шоттки
СБ	– спільна база
СЕ	– спільний емітер
СК	– спільний колектор
ТД	– тунельний діод
ТКЧ	– температурний коефіцієнт частоти
УП	– узагальнений перетворювач імітансу
ЧМ	– частотна модуляція

ПЕРЕДМОВА

Прогрес сучасного суспільства неперервно пов'язаний із вдосконаленням інформаційних технологій. В їх основі лежить досягнення в сфері електроніки, зокрема напівпровідникової електроніки. У витоків "ери" напівпровідникової електроніки лежить відкриття інженером О. В. Лосевим у 1922 році падаючої ділянки на вольт-амперній характеристиці напівпровідникового кристала, де, порушуючи класичний закон Ома, диференційний опір є від'ємним. Використовуючи цю властивість кристала О. В. Лосев вперше в світі здійснив генерацію та підсилення електромагнітних коливань з використанням напівпровідникового кристала. У подальшому були відкриті та винайдені різні види електронних приладів, що мають негативний опір. Незважаючи на те, що у них використовують різні фізичні ефекти не лише в напівпровідниках, але в газі та вакуумі, усі вони отримали назву "негатрони".

Розвиток негатронів та теорія проектування інформаційних пристроїв на їх основі протягом десятків років здійснювалася у самостійних напрямках, незважаючи на те, що загальні закони та принципи їх побудови були спільними.

Враховуючи це, на початку 80-х років минулого сторіччя була зроблена спроба об'єднання вчених, які займаються створенням негатронів та інформаційних пристроїв на їх основі в єдиному науковому напрямку, який отримав назву "Негатроніка".

В першому томі цієї монографії, автор дає систематичне викладення основ негатроніки, починаючи з історії розвитку негатроніки, аналізу її найважливіших досягнень та основоположних публікацій в цьому напрямку, розглядає її теоретичні та фізичні основи, досягнення в галузі реалізації напівпровідникових та комбінованих динамічних негатронів; дає теорію узагальнених перетворювачів імітансу, як основу аналізу та синтезу комбінованих динамічних негатронів і результати її застосування, на прикладі використання з цією метою багатоелектродних напівпровідникових структур.

Другий том монографії присвячений прикладним аспектам негатроніки. В ньому розглянуто теоретичні питання проектування взаємних та невзаємних інформаційних пристроїв на базі негатронів. Велику увагу приділено конкретним технічним рішенням створення інформаційних елементів та пристроїв на базі динамічних негатронів та стабілізації їх параметрів.

Враховуючи, що інформаційні пристрої на базі негатронів є в загальному випадку потенційно нестійкими, особливу увагу приділено питанням метрологічного забезпечення негатроніки.

В одній монографії неможливо розглянути всі напрямки розвитку негatronіки. Основну увагу приділено галузі динамічних комбінованих негatronів, інформаційним пристроям на їх основі, де автор має понад 30-ти річний досвід досліджень. Для отримання глибшої інформації в таких найважливіших галузях негatronіки, як вакуумна негatronіка, негatronіка, що використовує схемотехнічні аналоги, та інші рекомендується звертатися до фундаментальних публікацій в цих напрямках, список яких наведений в першому розділі.

Розуміючи, що запропоноване видання не позбавлене недоліків, автор буде вдячний усім, хто висловить свої зауваження та побажання за адресою

E-mail: Filinyuk@vstu.vinnica.ua

В завершення висловлюю щире подяку усім співробітникам лабораторії динамічної негatronіки Вінницького національного технічного університету за багаторічну працю, а також співробітнику кафедри проектування комп'ютерної та телекомунікаційної апаратури ВНТУ С. Є. Швейкиній та редактору Т. А. Ягельській за допомогу у підготовці цієї книги до видання.

РОЗДІЛ 1

КОРОТКИЙ ІСТОРИЧНИЙ ОГЛЯД РОЗВИТКУ НАУКОВОГО НАПРЯМКУ "НЕГАТРОНІКА"

Нині в сфері електроніки розвивається ряд наукових напрямків: квантова електроніка, оптоелектроніка, акустoeлектроніка, хемотроніка, магнітоелектроніка, криоелектроніка та ін. В кінці ХХ століття сформувався ще один напрямок – "Негатроніка" [1–3]. Цей напрямок електроніки пов'язаний з теорією і практикою створення і застосування негатронів – електронних приладів, що мають у визначеному режимі негативне значення основного диференціального параметра (негативних активного опору, ємності й індуктивності) [4]. Зараз розроблені різні види негатронів, узагальнена класифікація яких представлена на рис. 1.1. Тільки напівпровідникових негатронів створено більше двох десятків різновидів. Серед них найпотужніші надвисокочастотні (НВЧ) прилади – лавинно-пролітні діоди, найшвидкодійочі ключі на лавинних транзисторах, наймогутніші струмові напівпровідникові перемикачі на динисторах і тиристорах. Однак розвиток цього напрямку проходив нерівномірно і, на відміну від класичної транзисторної електроніки, довгий час не мав систематизованої методологічної і теоретичної бази. І тільки в 1985 році [1] було надане формулювання цього наукового напрямку.

Збудження електричних коливань за допомогою негативних імпедансів відоме ще з початку ХХ століття і пов'язане з відкриттям Дуделем [5] "Електричної дуги, що лунає". Внаслідок незручності практичного використання електричної дуги в схемах генераторів, вона була витиснута ламповими генераторами, що з'явилися. Перші електронні лампи, внаслідок недосконалості техніки одержання глибокого вакууму, були газонаповнені, і на їхніх вольт-амперних характеристиках спостерігалися падаючі ділянки. На цих ділянках дійсний імпеданс між анодом і катодом газонаповненої лампи є негативним [6], що в принципі дозволяє використовувати цю їхню властивість для побудови генераторів і підсилювачів електричних коливань. Однак їхні великі шуми і нестабільність виявилися причиною незначного інтересу до них, як до приладів, що мають негативний опір.

Винахід у 1924 році електровакуумного тетрода поставив перед фахівцями проблему "динатронного ефекту", в результаті якого на вихідній вольт-амперній характеристиці тетрода спостерігається падаюча ділянка, що призводить до росту нелінійних спотворень і самозбудженню підсилювача. Цей ефект не знайшов практичного застосування і був подоланий у 1931р. введенням в електронній лампі третьої антидинатронної сітки.



Рис. 1.1. Узагальнена класифікація негатронів

Відкриття 13 січня 1922 року інженером Нижегородської лабораторії О.В. Лосевим (рис. 1.2) падаючої ділянки на ВАХ напівпровідникового точкового діода, варто вважати початком розвитку напівпровідникової негатроніки [7]. Молодий вчений не тільки вперше одержав на ВАХ діода падаючу ділянку, але й реалізував з використанням такого діода регенеративний приймач – кристадин. Ці результати привернули увагу багатьох фахівців світу. В США журнал "Radio News" помістив у вересневому номері редакційну статтю під заголовком "Сенсаційний винахід". В ній говорилося: "Немає потреби доводити, що це – революційний радіовинахід. Незабаром ми будемо говорити про схему з трьома чи шістьма кристалами, як ми говоримо тепер про схему з трьома чи шістьма підсилювальними лампами. Потрібно буде кілька років для того, щоб генеруючий кристал удосконалився настільки, щоб стати краще вакуумної лампи, але ми пророкуємо, що такий час наступить". У цьому пророкуванні не виправдалися тільки терміни. Саме ці перші роботи О. В. Лосєва треба вважати початком "Ери" напівпровідникової електроніки.



Рис. 1.2. О. В. Лосєв
(10.5.1903 – 22.01.1942)

Електронні прилади з падаючою ділянкою на ВАХ надалі одержали найменування "негатрони" [9].

Успішний розвиток електронно-вакуумних приладів відвернув увагу спеціалістів від цього напрямку. Хоча, у результаті розвитку електронних ламп і підвищення робочих частот, у них виявлялися ефекти, пов'язані з негативним опором. Це призводило до неконтрольованого збудження електронної апаратури і росту нелінійних спотворень, і тому розглядалося як паразитне явище. І тільки винахід у 1932 р. Д. А. Рожанським і А. Н. Арсенєвою пролітного клістрона, а в 1936–37 р. Н. Ф. Алексєєвим і Д. Е. Маляровим багаторезонаторного магнетрона стало подальшим поштовхом розвитку вакуумної негатроніки. У цих приладах, і пізніше у винайдених лампах бігучої (ЛБХ) і зворотної (ЛЗХ) хвилі, в результаті взаємодії електронів з електромагнітними полями відбувається перетворення кінетичної енергії електронів в енергію електромагнітного поля і, як наслідок, до появи негативного опору [10]. Значний внесок у створення таких приладів належить Н. Д. Девяткову, М. С. Нейману, С. Д. Гвоздоверу, В. Ф. Коваленко, М. Т. Греховій, Ю. А. Кацману, С. А. Зусманову, И. В. Лебєдеву та ін.

Освоєння НВЧ діапазону дало поштовх до пошуку нових фізичних ефектів і напівпровідникових приладів, що мають негативний опір. Зусилля насамперед були спрямовані на створення напівпровідникових негатронів, що мають негативний опір якомога на більш високих частотах у надвисокочастотному діапазоні. Початком пошуку шляхів створення таких НВЧ - приладів було покладено статтею Шоклі, опублікованою в 1954 році [11]. Автор викладає ідею двоелектродного приладу з негативним опором, що виникає завдяки ефекту

часу прольоту. Як перший приклад він розглядає "діод із затримкою неосновних носіїв". У пропонованій ним p^+-n-p чи (n^+-p-n) -структурі, неосновні носії, що інжектуються із p^+-n переходу, дрейфують до іншого $p-n$ -переходу, затримуючись при цьому на час, рівний часу прольоту. Інший прилад, запропонований Шоклі, являє собою $p-n-p$ структуру, що використовується в режимі прокола, щоб забезпечити її уніполярність. Ці дві структури надзвичайно схожі на інжекційно-пролітні діоди, що з'явилися пізніше, (ПІД).

У тій же статті Шоклі обговорює можливість створення двохелектродного приладу, що являє собою просто однорідний напівпровідник, у якому під дією сильного електричного поля можуть спостерігатися відхилення від закону Ома, що приводять до виникнення негативного диференціального опору. Відхилення від закону Ома виражається в зниженні швидкості носіїв зі збільшенням напруженості поля, тобто в появі ділянки негативної диференціальної рухливості. Однак практичної реалізації ця ідея не одержала через низку теоретичних недоробок. І тільки в 1963р. Ганном були отримані перші експериментальні дані про існування пролітних коливачів, пов'язаних з цією властивістю у GaAs і InP [12]. А прилади, що використовують цей ефект, одержали найменування "Діоди Ганна" чи "прилади на ефекті об'ємного негативного опору".

Цікавий двохелектродний прилад з негативним опором, діючий на новому принципі, – тунельний діод, був відкритий у 1957 р. японським фізиком Есакі [13]. На прямій ділянці ВАХ дуже вузького германієвого $p-n$ -переходу (тобто переходу, створеного на сильнолегованому матеріалі) була виявлена ділянка негативного опору кінцевої величини. Така характеристика виходить в результаті польової емісії (тунелювання) електронів через вузький збіднений шар. Варто помітити, що тунельний діод не виправдав надій, оскільки від нього не вдалося одержати великої вихідної потужності.

У 1958 р. Рід [14] запропонував використовувати для генерації НВЧ потужності діод з багатоскладовою n^+-p-p^- структурою. У цьому приладі використовується поєднання ефектів лавинного множення, заснованого на ударній іонізації, і часу прольоту електронів. Тому прилад був названий ІМАТТ-діод (Impact Avalanche and Transit Time). Однак запропонована ним спеціальна конструкція діода виявилася занадто складною, її вдалося втілити в життя тільки в 1964р.

В СРСР ці прилади одержали найменування "лавинно-пролітні діоди (ЛПД)" і були відкриті А.С. Тагером і його співробітниками в 1959 р. [15]. За кордоном перше повідомлення про практичну реалізацію ЛПД було опубліковано в 1965 році [16].

Подальшим розвитком ЛПД є ТРАПАТТ-діод (Trapped Plasma Avalanche-and-Transit Time, що означає "лавинно-пролітний діод із захопленням плазми"). Для реалізації ТРАПАТТ-режима, відкритого в 1966р. [17], необхідна дуже складна взаємодія між приладом і НВЧ схемою. Наприклад ТРАПАТТ - підсилювач вимагає налаштування по гармоніках і субгармоніках, а також використання ЛПД-режиму для запуску. Незважаючи на складність самого приладу і відповідної схеми, ТРАПАТТ-діоди відіграють провідну роль у фазованих антенних ґратках (ФАГ), оскільки забезпечують можливість одержання високої імпульсної потужності на НВЧ (>100 Вт), більшого коефіцієнта заповнення (1 - 20%), високого ККД (>25%) і ширини смуги пропускання в підсилювачах не менш 15%. Однак цим приладам властиві і деякі недоліки:

- процесу ударної іонізації властиві значні шуми, тому підсилювачі і генератори на їхній основі будуть також мати великі шуми;

- процес ударної іонізації вимагає більшої потужності для одержання значних електричних полів.

В 1971 р. вперше була отримана генерація у НВЧ діапазоні за допомогою інжекційно-пролітних діодів (ІПД) [18], теоретичні основи роботи якого були обґрунтовані ще в 1954 році Шоклі [11]. У ряді публікацій ці діоди одержали найменування "БАРИТТ-діоди" (Barrier Injection Transit Time Diodes). Маючи, як і ЛПД, динамічний негативний опір у діапазоні НВЧ, у них не використовується режим лавинного множення носіїв і, отже, відсутні недоліки, властиві ЛПД.

Всі вищерозглянуті діоди з негативним опором призначені для роботи в діапазоні НВЧ і здатні працювати при відносно невеликих значеннях потужності сигналу і робочих струмах.

На низьких частотах велике поширення одержали чотирьохшарові напівпровідникові структури типу р-п-р-п і їхні різні модифікації, що володіють негативним опором [19]. В основі їхньої роботи лежить тиристорний ефект, обумовлений лавинним множенням носіїв у закритому середньому р-п-переході. Найширше застосування одержали двохелектродні р-п-р-п (диністори) і трьохелектродні (тиристори) структури. Крім того відомі тиристори з керуванням по двох вхідних ланцюгах (тетристори) і тиристори з чутливим і нечутливим електродом. Систематичні дослідження таких тиристорних негатронів проведені С. А. Гаряїновим і Н. Д. Абезгаузом. Ці прилади можуть працювати в підсилювальному, генераторному і ключовому режимах. Для них характерна велика економічність по живленню при роботі в ключовому режимі, здатність комутувати сигнали великої потужності. Таким чином, теоретично вони є багатофункціональними приладами, за

допомогою яких можна здійснювати широку уніфікацію радіоелектронних пристроїв. Однак практична сфера їхнього застосування обмежується в основному пристроями імпульсної техніки, що пояснюється низкою характерних для них недоліків. До них відносяться: низька температурна стабільність, підвищена нестійкість коефіцієнта перетворення пристроїв до зміни негативного опору, низька економічність по живленню при роботі в лінійному режимі, високі живлячі напруги і малий частотний діапазон.

Дослідження ефекту лавинного множення в колекторному переході біполярного транзистора привело до створення лавинного транзистора, на ВАХ якого є ділянка негативного опору [20]. Теоретичні дослідження таких негатронів і імпульсних пристроїв на їхній основі, проведені В. П. Дьяконовим [21], показали можливість формування імпульсів з часом наростання $0,1 - 1$ нс і амплітудою до 15 В і більше на опорі навантаження в 750 Ом. Деякі транзистори дозволяють при меншій амплітуді генерувати імпульси з частотою повторення до 1 ГГц, інші, при значно менших частотах повторення, здатні формувати імпульси з амплітудою по нарузі до 100 В на навантаженні 50 Ом чи імпульси з амплітудою по струму до 50 А на опорі навантаження в $0,5 - 1$ Ом. Наявність між емітером і колектором лавинного транзистора індуктивного імпедансу з негативною речовинною складовою стало передумовою використання його в якості високодобротного напівпровідникового аналога індуктивності [22]. Однак великі шуми таких негатронів, обумовлені лавинним ефектом, і низька температурна стабільність зробили застосування лавинних транзисторів у такій якості безперспективним.

Технологічні методи створення планарних напівпровідникових приладів досягли високої досконалості. Тому негатрони на р-n переходах можуть мати відносно високу надійність і відтворюваність. Однак процес їх виготовлення трудомісткий, оскільки вимагає проведення від двох до чотирьох високотемпературних процесів окислювання і дифузії, і відповідної кількості процесів фотолітографії. З цього погляду більш цікаві аморфні і полікристалічні напівпровідникові плівки, у яких поряд з НО (негативним опором) існує і переключення з пам'яттю. При додаванні до плівки визначеної граничної напруги вона стрибком переходить у низькоомний стан і зберігає його, навіть, у випадку відключення живлення. Перше повідомлення в 1969 р. про спостереження НО у склоподібних напівпровідниках дало поштовх до створення різних негатронів на основі халькогенідних матеріалів [23]. Однак дотепер фізичні механізми виникнення НО у таких напівпровідниках остаточно не вивчені. Дослідження в цьому напрямку активно ведуться в Азербайджанській науковій школі під керівництвом про-

фесора Ф.Д. Касімова [24], де в 1991 році була проведена перша Всеоюзна науково-технічна конференція з негатроніки [2].

Загальним істотним недоліком усіх вищерозглянутих напівпровідникових негатронів є залежність їхнього негативного опору від фізичних властивостей напівпровідникових кристалів і фізичних процесів у них. А прагнення реалізувати 100% внутрішній позитивний зворотний зв'язок всередині кристала накладає тверді вимоги до технології виготовлення таких негатронів, створює труднощі у виробництві ідентичних приладів і подальшому їхньому застосуванні. Ці недоліки при створенні транзисторних негатронів були частково переборені шляхом реалізації комбінованого 100% позитивного зворотного зв'язку: частково внутрішнього, за рахунок тимчасової затримки неосновних носіїв у базі транзистора; частково, за рахунок введення ланцюга зовнішнього зворотного зв'язку. Початком цього напрямку, очевидно, варто вважати 1956 р., коли Ямагучі (J. Yamaguchi) досліджував негатрон на транзисторі з загальним колектором і індуктивним ланцюгом зворотного зв'язку між базою і колектором [25]. В подальшому були досліджені різні модифікації такого негатрона, що одержав назву "індуктивний транзистор", тому що він виявився перспективним як напівпровідниковий аналог індуктивності. Слід зазначити успішне застосування цього негатрона в різних аналогових НВЧ пристроях (активних фільтрах, генераторах, перетворювачах частоти, мультиплексорах, активних антенах та ін.). Основи проектування таких пристроїв були закладені в роботах Ділла (H. Dill) [22], Адамса і Хо (Adams D. K., Ho R. Y. C) [26] та ін. Систематизація і подальший розвиток цього наукового напрямку зроблено автором цієї монографії в роботах [24, 27], де запропоновано розглядати транзистор як узагальнений перетворювач імітансу і обґрунтовано фізичний механізм виникнення динамічного негативного опору на його клеммах.

Іншим напрямком негатроніки, спрямованим на подолання недоліків однокристалних напівпровідникових негатронів, є створення аналогів негатронів на базі різних схемотехнічних комбінацій активних приладів. Очевидно, однією з перших робіт у цьому напрямку варто вважати монографію С.А. Гаряїнова і І.Д. Абезгауза [19], опубліковану в 1966 р. Подальший розвиток цей напрямок одержав в широко відомих роботах Х. Стедлера [28], Л.Н. Степанової зі співавторами [29], О. Н. Негоденко [30], Нільсона й Уільсона та ін. Розвинута в роботах цих авторів теорія синтезу аналогів статичних негатронів N- і S-типу дозволила створити велику кількість різних схемотехнічних рішень для широкого класу як аналогових, так і ключових електронних пристроїв різного функціонального призначення. Їх можна розділити на три групи. У першій групі об'єднуються транзисторні аналоги, що

складаються з транзисторів однієї структури. Другу групу складають аналоги, виконані на транзисторах різної структури, але не складовий еквівалент р-п-р-п-структури. Третя група складається з транзисторних еквівалентів р-п-р-п-структури. Використання в таких схемах перекресних зв'язків обмежує їхнє застосування частотами до 1 ГГц.

Приведений вище історичний екскурс далеко не всеосяжно охоплює шляхи розвитку негатроніки і роль учених різних країн у її розвитку.

Не можна не звернути увагу читача на низку фундаментальних узагальнюючих робіт в сфері негатроніки.

Насамперед, це монографія С.А. Гаряїнова і І.Д. Абезгауза "Напівпровідникові прилади з негативним опором" (М.: Енергія, 1974) у якій сформульовано ряд основних положень, що стосується статичних R-негатронів.

Розглянуті негатрони відносяться до R-негатронів, тобто тих, що мають негативний активний диференціальний опір. Як видно з вище приведеного аналізу, вони зараз знаходять широке практичне застосування, особливо в техніці НВЧ і силовій електроніці.

431411
Зокрема, з бурхливим розвитком твердотільної НВЧ електроніки особливо гостро постала задача мініатюризації частотно-вибіркових кіл. Розв'язання задачі шляхом використання об'ємних резонаторів, відрізків лінії передачі, сегнетоелектричних і феритових резонаторів неможливе, тому що їхня добротність падає зі зменшенням розмірів. Коливальні контури на базі негатронів таких недоліків не мають, що дозволяє розв'язувати задачу по реалізації в одному кристалі декількох десятків високодобротних коливальних контурів (фільтрів, LC-генераторів і т.д.). Ці можливості були доведені ще в 80-і роки [27]. Однак, очевидно через відсутність інформації, у низці країн у даний час проведені в цьому напрямку дослідження розглядаються як „нові” [31, 32].

Крім R-негатронів ведуться дослідження по створенню і застосуванню C- і L-негатронів. Це прилади, або їхні схемотехнічні аналоги, що мають за певних умов негативну диференціальну ємність $C = \partial Q / \partial U < 0$ або індуктивність $L = \partial \psi / \partial i < 0$, відповідно [4]. Практичне застосування таких негатронів у наш час не одержало широкого поширення і вимагає подальших досліджень і пошуку напрямків їхнього ефективного використання.

Нині в сфері негатроніки починає формуватися ряд піднапрямів [33]: оптонегатроніка, акустонегатроніка, біонегатроніка. Основи оптонегатроніки також були закладені О.В. Лосевим, що у 1927 році зробив ще одне відкриття. Експериментуючи з детектуючим контак-

том «карборунд – сталевий провідник», він знайшов на його стику слабе світіння.

Молодий талановитий дослідник не пройшов повз незвичайне явище, не відніс його до розряду випадкових, а навпаки, звернув пильну увагу, передбачив, що воно базується на ще невідомому експериментальній фізиці принципі. Він почав проводити систематичні дослідження цього ефекту на різних матеріалах, у різних температурних режимах. Так трохи більш 70 років тому, ним було зроблено ще одне перспективне відкриття електроніки – електролюмінісценція напівпровідникового переходу.

9 березня 1927 року результати досліджень були повідомлені на науковому семінарі (на лабораторній бесіді, як називали ці заходи в ті роки), а в 1927 році були опубліковані в п'ятому номері журналу "ТиТбп" у статті "Карборундовий світящийся детектор и детектирование с кристаллами" [34]. Експериментуючи з різними сортами кристалів і контактних проводів, О.В. Лосев робить два найважливіших висновки: світіння відбувається без виділення тепла, тобто є "холодним", інерція виникнення і згасання світіння неймовірно мала. Тепер відомо, що ці характеристики світіння, відзначені в 20-і роки, є найважливішими для сучасних світлодіодів, індикаторів, оптронів, випромінювачів інфрачервоного світла.

Майже через 20 років це явище було знову "відкрите" в Америці, але не в карборунді, а в деяких кристалофосфорах відомим ученим Дестрію, що запропонував для нього назву "електролюмінісценція". Дестрію, проте, із самого початку відзначав у своїй публікації пріоритет О.В. Лосева й в Америці світіння карборунду одержало назву "Losev-light" – "Світіння Лосева" [35]. І за кордоном, і в СРСР робилися спроби його практичного застосування. Сам Лосев одержав патент на пристрій "Світлове реле" [36], але недостатня розробка в той період теорії твердого тіла і майже повна відсутність напівпровідникової технології не дозволили при житті вченого знайти практичне застосування роботам з електролюмінісценцією. Власне кажучи, вони відносилися до проблем майбутнього, і до них дійшла черга лише через 20–30 років.

Практичне застосування ефекту світіння О.В. Лосева почалося наприкінці п'ятидесятих років. Цьому сприяло освоєння напівпровідникових приладів: діодів, транзисторів, тиристорів. Ненапівпровідниковими залишалися тільки елементи відображення інформації – громіздкі і ненадійні. Тому у всіх розвинутих у науково-технічному відношенні країнах йшла інтенсивна розробка напівпровідникових світловипромінюючих приладів. У результаті була створена велика кількість різних світловипромінюючих діодів, цифросимвольних і матричних

індикаторів, модулів твердотільних екранів і табло [37].

Учений випередив своїх сучасників. Його заслуга не тільки у відкритті детекторного світіння і генерації електромагнітних коливань з використанням напівпровідникового діода, але, головним чином, у тим, що своїми дослідженнями він так гостро поставив проблему, що продовження робіт у цих сферах стало неминучим. Так інтуїції і наполегливості О. В. Лосева зобов'язані зародження нових напрямків електроніки – напівпровідникової оптоелектроніки і негatronіки.

Науковий напрямок, що знаходиться на стику цих двох фундаментальних напрямків електроніки одержало назву – "Оптонегатроніка" [33]. Це ще дуже молодий науковий напрямок і його досягнення значно скромніші, ніж таких напрямків, як оптоелектроніка і негatronіка. Основою розвитку цього напрямку є результати досліджень оптичних властивостей напівпровідникових негatronів – оптонегatronів (рис. 1.3).

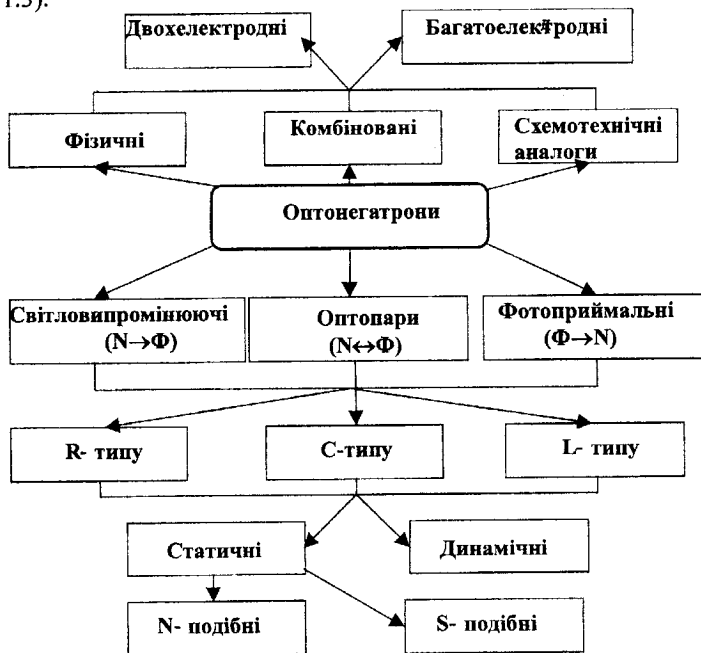


Рис. 1.3. Узагальнена класифікація оптонегatronів

Вона близька до класифікації негatronів, приведений в [38], але враховує здатність негatronів працювати в: оптичних режимах світловипромінювання – світловипромінюючі оптонегatronи; фотоприйому – фотоприймальні оптонегatronи; у режимі оптопарі, коли світ-

ловипромінювач, фотоприймач або їхня комбінація мають негативний диференційний опір. Дослідження негatronів і розробка електронних пристроїв на їхній основі неможливе без відповідного метрологічного забезпечення. При цьому виникають деякі труднощі використання стандартної апаратури, пов'язані з потенційною нестійкістю негatronів і пристроїв на їхній основі. Це стало причиною розвитку напрямку вимірювань потенційнонестійких електронних приладів і пристроїв на їхній основі [39]. Значний внесок у рішення цих задач внесли учені Вінницького національного технічного університету. При цьому раніше досягнуті пріоритетні результати при вимірюванні фізичних параметрів негatronів [40], інваріантного коефіцієнта стійкості [41], максимальнодосяжного негативного опору [42], імітансних параметрів [43], максимальнодосяжного коефіцієнта стійкого посилення k_{ms} [44] та ін.

В наш час негatronіка сформувалася як самостійний науковий напрямок, результати досліджень у якому набули широкого застосування. Організаційно цей науковий напрямок об'єднав вчених країн СНД у міжнародному координаційному центрі з проблеми «Негatronіка», організованому у Вінницькому політехнічному інституті в 1986 році, до складу якого ввійшли відомі вчені: професори В. С. Андреев, С. А. Гаряїнов, В. П. Дяконов, Л. Н. Степанова, Ф. Д. Касімов, О. Н. Негоденко, М. А. Філінюк, Л. Н. Біberman і ін. Значний внесок становлення цього напрямку внесли всесоюзні наукові школи-семінари «Прилади з негативним опором у радіоелектронних пристроях», проведені на ВДНГ СРСР під керівництвом проф. С. А. Гаряїнова і перша Всесоюзна НТК «Прилади з негативним опором і інтегральні перетворювачі на їхній основі», проведена в 1991 році в м. Баку під керівництвом проф. М. А. Філінюка і проф. Ф. Д. Касімова. Остаточним твердженням «Негatronіки», як самостійного наукового напрямку, стала опублікована Російською академією наук монографія колективу авторів «Негatronіка» [45]. За останні 20 років ученими країн СНД проводилися інтенсивні дослідження в сфері негatronіки, за результатами яких була захищена велика кількість кандидатських і низка докторських дисертацій (Ф. Д. Касімов, Л. Н. Степанова, П. А. Молчанов, В. М. Кичак, О. В. Осадчук і ін.) [46–50]. Ними підготовлено і видано низку монографій [24, 45, 51–57], що спільно з класичними монографіями, що стали вже базою [19, 21, 27, 29, 30, 58–60] для подальшого розвитку негatronіки.

Розвиток електронних інформаційних мереж дозволило активізувати роботу центра й обмін інформацією. З цією метою створений інформаційний сайт «Міжнародний координаційний центр Негatronіка»

[61] і отримано електронну адресу центру:
<http://kpi.kharkov.ua/albom/02/works/lis/>.

Найважливішим етапом діяльності центру і розвитку негatronіки було введення вперше у світі в навчальний процес Вінницького державного технічного університету в 2002 році навчального курсу «Основи негatronіки» з виданням для студентів низки навчальних посібників [62, 63]. Цей курс цілком або частково читається в національному технологічному університеті Поділля (м. Хмельницький), у Таганрозькому університеті радіоелектроніки (Росія) і в Азербайджанській республіканській національній академії авіації.

Простежити роль різних учених і наукових шкіл у становленні і розвитку негatronіки дозволяє приведена нижче коротка хронологія [64]:

10.05.1903 р. — у Твері народився основоположник негatronіки О. В. Лосєв.

13 січня 1922 р. — О. В. Лосєвим виявлена падаюча ділянка на ВАХ напівпровідникового кристала.

Лютий 1922 р. — О. В. Лосєв передав у журнал "ТиТбп" свою історичну статтю про генераторні властивості деяких кристалів [2].

9 березня 1922 р. — перше публічне повідомлення О.В. Лосєва на 36-й лабораторній бесіді НРЛ про спостереження і можливість застосування негативного активного диференціального опору напівпровідникового кристала.

Травень 1923 р. — О.В. Лосєв виготовив перший технічний зразок приймача-гетеродина з кристалічним детектором (початок "Ери" напівпровідникової електроніки).

1932 р. — Д.А. Рожанським і А.Н. Арсенєвою винайдений підсилювальний вакуумний негatron пролітний клістрон.

1936 р. — Н.Ф. Алексєєвим і Д.Е. Мадьяровим винайдений генераторний вакуумний негatron - багаторезонаторний магнетрон.

1938 р. — учена рада Ленінградського політехнічного інституту по представленню академіка А.Ф. Іоффе присудив О.В. Лосєву учений ступінь кандидата фіз.-мат. наук за сукупністю опублікованих робіт без захисту дисертації.

7 травня 1952 р. — наукова сесія Всесоюзного науково-технічного суспільства ім. А.С. Попова прийняла рішення про видання наукових праць О.В. Лосєва.

1954 р. — W. Shockley опублікував статтю, де сформулював принципи створення ряду напівпровідникових негatronів [11].

1956 р. — J. Yamaguchi запропонував і досліджував комбінований динамічний негatron на біполярному транзисторі [25].

1957 р. — японський фізик Л. Esaki винайшов тунельний діод [13].

1958 р. — W.T. Read винайшов діод, згодом названий його ім'ям (діод Ріда, реалізований у 1964 р.) [14].

1959 р. — А.С. Тагер зі співробітниками одержав диплом на відкриття лавинно-пролітного діода [15].

1961 р. — Н. Dill досліджував "індуктивний транзистор" у лавинному режимі [22].

1963 р. — J.B. Gunn винайшов діод, згодом названий його ім'ям (діод Ганна) [12].

1969 р. — D. K. Adams, R.Y.C. Но застосували комбінований транзисторний динамічний негатрон в активних НВЧ-пристроях [24].

1970 р. — С.А. Гаряїнов і И.Д. Абезгауз опублікували монографію, де сформулювали найважливіші теоретичні положення негатроніки [19].

1971 р. — виданий збірник наукових праць О.В. Лосева "У истоков полупроводниковой техники" [65].

1971 р. — створений інжекційно-пролітний діод.

1971 р. — F. Vening опублікував монографію з основами теорії кіл з R-, L-, C-негатронами [24].

1973 р. — В. П. Дияконов опублікував монографію з теорії лавинних транзисторів [21].

1981 р. — В. И. Стафеев, К. Ф. Комаровських, Г. И. Фурін опублікували монографію з застосування статичних негатронів S-типу у функціональній схемотехніці [58].

1985 р. — сформовано науковий напрямок "Негатроніка" [1].

1986 р. — при Вінницькому політехнічному інституті організований міжнародний координаційний центр з проблеми "Негатроніка", до складу якого ввійшли В. С. Андреев, С. А. Гаряїнов, В. П. Дияконов, Ф.Д. Касімов, О.Н. Негоденко, Л.Н. Степанова, А. С. Тагер, М.А. Філінюк, Ю.Л. Хотунцев і ін.

1987 р. — опублікована монографія М.А. Філінюка "Активні НВЧ фільтри", що узагальнила теорію і практику створення радіоелектронних схем на базі комбінованих транзисторних динамічних негатронів [27].

1991 р. — під керівництвом М. А. Філінюка і Ф. Д. Касімова у м. Баку проведена перша Всесоюзна науково-технічна конференція з негатроніки.

1995 р. — Російською академією наук опублікована монографія А.Н. Серьезнова, Л.Н. Степанової, С.А. Гаряїнова, С.В. Гагіна, О.Н. Негоденка, М.А. Філінюка, Ф.Д. Касімова "Негатроніка", що

остаточно затвердила негatronіку як один з напрямків електроніки [45].

1999 р. — опублікована коротка історія розвитку наукового напрямку "Негатроніка" [38].

2001 р. — сформульовано піднапрямок негatronіки — "Оптонегатроніка" [66].

2002 р. — у навчальний процес Вінницького державного технічного університету введено курс "Основи негatronіки".

Слід зазначити, що загальна теорія негatronіки формалізована завдяки введеним поняттям негативні опори, ємності й індуктивності, визначенню причинно-наслідкових зв'язків і ролі позитивних і негативних зворотних зв'язків, що лежать в основі роботи негatronа поза залежністю від його фізичної основи. Це дозволяє розширити пошук і відкриття нових видів негatronів, сфер їхнього застосування, формулювання і створення нових піднапрямків негatronіки, у тому числі таких, що виходять за рамки електроніки. Наприклад: «Економічна негatronіка» [67], «Біонегatronіка» [68] і т.д.

Автор розуміє, що зроблений ним історичний огляд, у зв'язку зі складністю поставленої задачі, далеко неповний. Тому буде вдячний усім, хто внесе свої побажання або критичні зауваження.

Перелік літератури до розділу 1

1. Филинюк Н.А. Перспективы развития динамической негатроники. // В кн. "Приборы с отрицательным сопротивлением". Тез. Докладов всесоюзного научно-технического семинара. – М.: ВДНХ, 1985. – С. 6–7.
2. Филинюк Н.А. Негатроника – достижения и перспективы // Материалы Всесоюзной научно-технической конференции "Приборы с отрицательным сопротивлением и интегральные преобразователи на их основе". – Баку, 15–17 октября, 1991, С.11–17.
3. Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Филинюк Н.А. и др. Негатроника. – Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1995. – 315 с.
4. Бенинг Ф. Отрицательные сопротивления в электронных схемах. – М.: Сов. радио, 1975. – 288 с.
5. Duddel W.: Electrician, 1900, 46, №. 219, 310.
6. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. – М.: Гос. издательство технико-теоретической литературы, 1950.
7. Лосев О.В. Детектор генератор и детектор усилитель // Телефония и телеграфия без проводов. – 1921. – № 3.
8. Бонч-Бруевич М.А. // Телефония и телеграфия без проводов. – 1928. – № 50.
9. Биберман Л.И. Широкодиапазонные генераторы на негатронах. – М.: Радио и связь, 1982. – 89 с.
10. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т. II. Электровакuumные приборы СВЧ. Под ред. Н.Д. Девяткова М., "Высшая школа", 1972.
11. Shockley W. Negative resistance arising from transit time in semi-conducting diodes.–Bell System tech.J.,1954, v.33, p.799–826.
12. Gunn J.B. Microwave oscillations of current in III-V semiconductors.– Solid state commun., 1963, N1, p.88–91.
13. Esaki L. New phenomenon in narrow germanium p-n junctions. – Physical Review, 1958, V. 109, N2, p. 603–604.
14. Read W.T. A proposed high frequency negative resistance diode. – Bell system tech. J., 1958, N 37, p. 401.
15. Тарер А.С., Мельников А.И., Цебков А.М., Кобельников Г.П. Явление генерации радиоволн полупроводниковым диодом. Диплом на открытие №24, приоритет от 27.10.1959, зарегистр. 17.03.1964.
16. Johnston R.L., De Loach B.C., Cohen B.G. A silicon diode microwave oscillator. – Bell System Tech. J., 1965, N4, p. 569 – 372.
17. Prager H.J., Chang K.K.N., Weisbrods. – Microwave oscillator. proc. IEEE, 1967, N 55, p. 586.

18. Coleman D.I., Sze S.M. A low-noise metal-semiconductor-metal (MSM) microwave oscillator. –Bell System Tech.3.,1971, v.50, p.1695–1699.
19. Гаряинов С.А., Абергауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. – М.: Энергия, 1970.
20. Kuroyanagi N., Watanabe M. High speed pulse Current using Punch-through Avalanche Transistors.–Rew. of the Electrical Commun. Lab., 1966, V.14, N 1–2, p. 97.
21. Дьяконов В.П. Лавинные транзисторы и их применение в импульсных устройствах – М.: Сов. радио, 1973. – 208 с.
22. Dill H. Inductive semiconductor elements and their application in bandpass amplifiers. – RE Transactions on military electronics. 1961, V. MIL-5, N3. – P. 239–250.
23. Коломиец Б.Т., Лебедев Э.В., Таксими И.А. Основные параметры переключателей на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников // ФТП. – 1965. – №5, с. 731–735.
24. Касимов Ф.Д., Агаев Ф.Г., Филинчук Н.А. Физико-технические особенности проектирования кремниевых микроэлектронных преобразователей на основе негатронов / Под редакцией доктора физико-математических наук, профессора Ф.Д. Касимова – Баку, 1999. – 234 с.
25. Jamaguchi J. On the inductive reactance and negative resistance the transistor. – Journal Physical Society of Japan, 1956, V.11, p. 717–718.
26. Adams D.K., Ho R.Y.C. Filtering, frequency multiplexing and other microwave application with inverted-common-collector transistor circuits. – Internat. microwave simp., Dallas, may 1969, p. 14–20.
27. Филинчук Н.А. Активные СВЧ фильтры на транзисторах. – М.: Радио и связь, 1987. – 112 с.
28. Стедлэр Х. Использование транзистора для получения аналога стабилитрона с нулевым динамическим сопротивлением. // Электроника (США). – 1969. – №7. – С. 30–31.
29. Арефьев А.А., Басканов Е.Н., Степанова Л.Н. Радиотехнические устройства на транзисторных эквивалентах p-n-p-n-структуры. – М.: Радио и связь, 1982. – 104 с.
30. Негоденко О.Н., Липко С.И., Мирошниченко С.П. Каскодные аналоги негатронов. // Полупроводниковая электроника в технике связи. Под ред. И.Ф.Николаевского. – М.: Радио и связь, 1986, Вып. 26.– С. 29–33.
31. Itoh T., Chang C. Microwave active filters based on complete negative resistance method // IEEE Trans. on Microwave theory and techn, Vol. 38, 1990, p. 1879–1884.
32. Бенинг Ф. Отрицательные сопротивления в электронных схемах. – М.: Сов радио, 1975 –288 с.

33. Филинюк Н.А. К вопросу определения научного направления «Негатроника». – Вестник ВПИ, 1999, №3. – С. 79-87.
34. Лосев О.В. Светящийся карборундовый детектор и детектирование с кристаллами. – Телефония и телеграфия без проводов, 1927 октябрь, №5 (44) – С. 485–494.
35. "Свечение Лосева". // Моделист-конструктор, 1987, №11. – С.40–41.
36. Лосев О.В. Световое реле. – Патент № 12191, заявка № 14672 от 28.02 1927, опубл.31.12.1929. БИ №3.
37. Иванов В.И., Аксенов А.И., Юшин А.М. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы. Под ред. Н.Н. Горюнова. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 184 с.
38. Филинюк Н.А. Краткий исторический обзор научного направления "Негатроника". – Измерительная и вычислительная техника в технологических процессах. – Хмельницкий, 1999, №3. – С.38-43.
39. Филинюк Н.А., Гаврилов Д.В., Лищенко С.А. Методы и средства измерения параметров потенциально-неустойчивых многополосников // Вісник Технологічного університету Поділля. – Хмельницький. –2002. - Т.1. - №3. -С. 43-47.
40. Филинюк Н.А. Способ определения максимальной частоты генерации транзистора. А.С. СССР №1038892, 1983, Б.И. №32.
41. Филинюк Н.А. Способ определения коэффициента устойчивости четырехполосника. А.С. СССР, №1335895, 1987, Б.И. №33.
42. Филинюк Н.А., Гаврилов Д.В. Способ измерения минимально-достижимого входного активного сопротивления четырехполосника. Патент Украины №53004А 15.01.2003р. Бюл. №1, 2003г.
43. Филинюк Н.А. Устройство для измерения параметров матрицы Y-проводимости четырехполосника. А.с. СССР №1095102А, заявл. 19.08.1982, опубл. 30.05 1984. БИ №20.
44. Филинюк Н.А., Возняк А.М., Анфилов Р.А., Ле Туан Ту. Способ определения прямой и обратной проводимости четырехполосника. Патент Украины, №32856А, Бюл. №1, 2001.
45. Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Гаряинов С.А., Гагин С.В., Негоденко О.Н., Филинюк Н.А., Касимов Ф.Д. Негатроника. – Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1995. – 315с.
46. Касимов Ф.Д. Физические свойства и функциональные возможности эпитаксиальных структур, содержащих локальные пленки моно- и поликристаллического кремния со средней концентрацией легирующей примеси: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 05.27.01. – Баку, – 1989.
47. Кичак В.М, Основы теории частотно-импульсных логических

- и операционных элементов цифровой техники: Дис. ... д-ра техн. наук: 05.13.05. – Винница, 2002.
48. Степанова Л.Н. Интегральные радиоэлектронные устройства на эквивалентах р-п-р-п структуры: Дис. ... д-ра техн. наук: 05.27.01.– М., 1991.
49. Молчанов П. А. Теория нелинейных транзисторных негatronов для устройств систем управления: Дис. ... д-ра техн. наук: 05.13.05. – Винница, 1998.
50. Осадчук А.В. Радиоизмерительные микроэлектронные преобразователи на основе реактивных свойств транзисторных структур с отрицательным сопротивлением: Дис. ... д-ра техн. наук: 05.13.05.– Винница, 2002.
51. Молчанов П.А. Основы нелинейной теории транзисторных негatronов. – Винница: «УНИВЕРСУМ-Винница», 1998. –207с.
52. Кичак В.М. Радиоимпульсные логические СВЧ элементы. – Винница: «УНИВЕРСУМ-Винница», 1999. –240с.
53. Осадчук А.В. Микроэлектронные частотные преобразователи на основе транзисторных структур с отрицательным сопротивлением: Монография. – Винница; «УНИВЕРСУМ-Винница», 2000. – 303 с.
54. Филинюк Н.А. Активные УКВ фильтры. –М.: Радио и связь, 1984, – 55с.
55. Негоденко О.Н., Румянцев К.Е., Зинченко Л.А., Липко С.И. Схемотехника, моделирование и применения транзисторных устройств с отрицательным сопротивлением. – Таганрог: Изд-во ТРТУ. 2002. – 214с.
56. Касимов Ф.Д., Гусейнов Я.Ю., Негоденко О.Н., Румянцев К.Е. Микроэлектронные преобразователи на основе негatronных элементов и устройств – Баку: Элм, 2001. – 236с.
57. Филинюк Н.А. Анализ и синтез информационных устройств на базе потенциально-неустойчивых обобщенных преобразователей иммитанса // ВГТУ. –Винница. – 1998. – 85 с.
58. Стафеев В. И., Комаровских К.Ф., Фурсин Г.И. Нейристорные и другие функциональные схемы с объемной связью.— М.: Радио и связь, 1981. — 112 с.
59. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Сов. Радио, 1968.
60. Хотунцев Ю.Л., Тамарчак Д.Я. Синхронизированные генераторы и автодины на полупроводниковых приборах. – М.: Радио и связь, 1982. –240с.
61. Filinyuk N., Lishinskaya L. WEB-site creation of international scientific coordination center "Negatronics". –The fourth Int. Conf. "INTERNET-Education – Science 2004", Baku-Vinnitsya-Veliko Turnovo, Sep-

tember 28-October 16,2004, p.110-113.

62.Филинюк Н.А. Теоретические основы негатроники. – Винница: ВГТУ, 2002. – 105с.

63.Филинюк Н.А. Физические основы негатроники. – Винница: ВГТУ, 2003. – 79с.

64.Филинюк Н.А. Краткая хронология развития научного направления «Негатроника». Труды 5-й МНТК «Современные информационные и электронные технологии». Одесса, 2004, – С. 212-213.

65.Лосев О.В. У истоков полупроводниковой техники. – Избранные труды. –Л.: Наука, 1972. – 202с.

66.Филинюк Н.А, Оптонегатроника – исторический путь развития и перспективы // Оптоэлектронные информационно-энергетические технологии. – Винница, 2001, № 1. – С. 251-259.

67.Лещинская Л.Б., Филинюк Н.А. Экономическая негатроника. – Научный вестник Черновицкого торгово-экономического института. – Черновцы, 2003, – С.38-40.

68.Филинюк Н.А., Филинюк Е.Н. Бионегатроника – путь к решению проблем КВЧ-терапии и акупунктуры. //Труды «Научно-практической конференции высших медицинских учреждений образования Винницкого региона». – Винница, 2000. – С.59-60.

РОЗДІЛ 2

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ НЕГАТРОНІКИ

2.1. Теорія кіл з R-негатронами

2.1.1. Визначення R-негатрона

При протіканні електричного струму I через електричне коло у ньому може відбуватися спад напруги U . Ця властивість електричного кола характеризує коефіцієнт R , що отримав назву “активний опір”. Його значення показує яка величина спаду напруги при протіканні одиничного струму і виражається в одиницях опору: омах, кілоомах, мегаомах, гігаомах, тераомах. Залежність спаду напруги від струму, що протікає, визначається законом Ома, який для постійного струму має вигляд $U = RI$. Компоненти електронних схем, що використовують цю властивість електричного кола, називаються резисторами. У випадку незалежності величини R від струму, що протікає, чи прикладеної напруги, резистори називаються лінійними і мають лінійну вольт-амперну характеристику (рис. 2.1а). Якщо R залежить від U або I , тоді резистори є нелінійними і мають нелінійну ВАХ (рис. 2.1б).

Загальною властивістю цих видів резисторів є позитивний характер їхнього опору при постійному струмі ($R = U/I > 0$) і споживання енергії постійного струму, тому що електрична потужність постійного струму, яка виділяється в резисторі визначається виразом $P_0 = UI > 0$.

Для змінного струму опір резистора визначається відношенням приросту напруги до приросту струму і є диференціальним параметром $R_{\sim} = \partial U / \partial I$. Для лінійного резистора $R_0 = R_{\sim} > 0$. У випадку нелінійного резистора величина R_{\sim} залежить від положення робочої точки на ВАХ. Наприклад, для ВАХ, зображеної на рис. 2.1б, у точках O_1 і O_3 маємо $R_{\sim} > 0$, а на спадній ділянці ВАХ у точці O_2 – $R_{\sim} < 0$.

Потужність змінного струму, що виділяється на такому резисторі, визначається виразом [1]:

$$P_{\sim} = \frac{1}{T} \int_0^T iU dt, \quad (2.1)$$

де $i = I_m \sin \omega t$; $u = U_m \sin(\omega t + \varphi)$ – миттєві значення струму і напруги; φ – зсув фаз між струмом і напругою u ; I_m і U_m – амплітудні значення струму і напруги; T – період коливань. Якщо активний опір по відношенню до постійного струму є споживачем енергії, то відносно змін-

ного струму це не завжди так. З (2.1) випливає, що якщо зсув по фазі між миттєвим значенням струму i і напруги u дорівнює нулю, тобто $\varphi=0$, то $P_> 0$.

Елемент електричного кола в даному випадку є активним опором, що споживає змінну потужність. При $\varphi = \pi / 2$ елемент має опір чисто реактивного характеру і не споживає змінної потужності $P_> = 0$. У проміжному випадку $0 < |\varphi| < \pi / 2$ – елемент є споживачем змінної потужності. У випадках, коли має місце зсув по фазі $\pi / 2 < |\varphi| < \pi$ або, $\pi < |\varphi| < 3\pi / 2$ потужність $P_> < 0$.

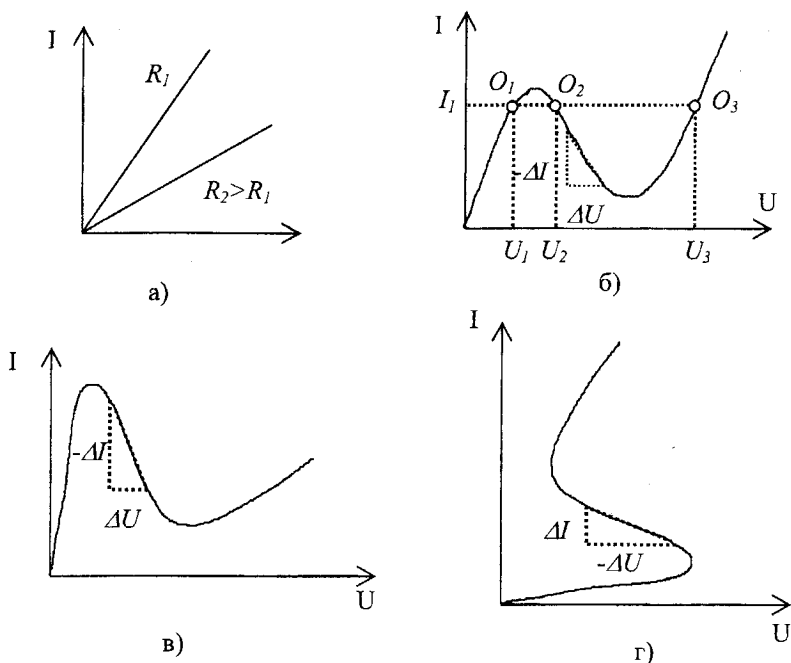


Рис. 2.1. Статичні вольт-амперні характеристики приладів:

- а) – лінійних резисторів; б) – нелінійних резисторів;
- в) – вольт-амперна характеристика приладу, керованого напругою;
- г) – вольт-амперна характеристики приладу, керованого струмом

З формальної точки зору це означає, що елемент, у якому з тієї чи іншої причини створюється негативна потужність, повинен розглядатися не як споживач, а як джерело енергії змінного струму. Тому що

при $P_- < 0$ відношення u / i , що має розмірність опору, менше нуля, такому елементу, також чисто формально, присвоюють негативний опір (НО)

$$Z^{(-)} = \frac{u}{i} < 0. \quad (2.2)$$

або негативну провідність (НП)

$$Y^{(-)} = \frac{1}{Z^{(-)}} = \frac{i}{u} < 0.$$

Необхідно підкреслити, що НО і НП є диференційними величинами і здатні віддавати потужність відповідно до прикладеного змінного сигналу. Величина цієї потужності пропорційна квадрату природного струму або напруги:

$$P^{(-)} = \frac{1}{2}(\Delta I)^2 R^{(-)}; P^{(-)} = \frac{1}{2}(\Delta U)^2 G^{(-)}. \quad (2.3)$$

В електротехніці вважають, що елемент електричного кола має НО або НП, якщо він здатний виділяти потужність на змінному струмі і тим самим компенсувати втрати в приєднаному до нього електричному колі. Елемент, який має негативний опір або негативну провідність, називається R-негатроном. З вищесказаного випливає, що джерело постійного струму не може бути таким елементом. Разом з цим, R-негатрон здатний перетворювати енергію джерела живлення, у тому числі постійного струму, завдяки чому він може служити джерелом потужності змінного струму.

Таким чином, під R-негатроном треба розуміти елемент електричного кола, який здатний віддавати змінну потужність, завдяки перетворенню енергії джерела живлення.

Якщо уявити коло, що складається з джерела напруги U_T і двох з'єднаних послідовно опорів однакової величини, але з різними знаками, ($R_T, R_H = -R_T$), то загальний опір цього кола дорівнює нулю (рис. 2.2).

Таким чином, R-негатрон може компенсувати позитивний опір у колі. Однак ця властивість справедлива лише частково, тому що в цьому випадку отримуємо коло із загальним опором малої величини.

Струм I у такому колі при будь-якій невеликій напрузі $U_{\Gamma} \rightarrow 0$ приймає значення $I \rightarrow \infty$. Це суперечить здоровому глузду і практиці.

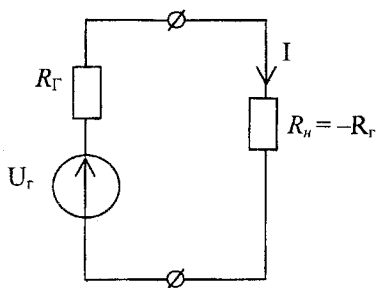


Рис. 2.2. Послідовне з'єднання джерела напруги U_{Γ} та двох опорів однакової величини, але з різними знаками

Тому співвідношення (2.2) може бути справедливим тільки на деякій кінцевій ділянці вольт-амперної характеристики. Практично будь-яка крива, що характеризує негативний опір у великому діапазоні амплітуд, повинна бути нелінійною. Однак обмеження області лінійності не вирішує всіх проблем. Так, у колі з еквівалентною схемою, приведеною на рис. 2.2, підведений струм короткочасної дії не буде згасати в часі й у будь-який момент часу повинен залишатися незмінним.

Фізичне пояснення рівняння (2.2) дозволяє навести ще й інші міркування [1, 2]. Знак мінус у відношенні напруги до струму може вийти подвійним чином: зміною полярності напруги або зміною напрямку струму

$$R^{(-)} = \frac{U}{I} = \frac{(-U)}{I} = \frac{U}{(-I)}$$

З фізичної точки зору різні причини виникнення негативних опорів можуть бути також пов'язані з різними режимами роботи негатрона. Тому стосовно до R-негатронів вибір в якості параметра опору $R^{(-)}$ чи провідності $G^{(-)}$ не можна робити довільно. Це можна показати на прикладі R-негатронів, вольт-амперна характеристика яких приведена на рис. 2.1в. Такі R-негатрони керуються напругою, оскільки струм I , що протікає через них, є однозначною функцією прикладеної до його

затискачів напруги $I=f(U)$, тобто кожному значенню напруги відповідає тільки одне значення струму. Але стосовно струму ця характеристика не є однозначною. У випадку R-негатронів, керованих напругою, похідна $dI/dU = G^{(-)}$ у кожній точці кривої $I = f(U)$ характеризує диференційну провідність приладу.

R-негатрони, що мають вольт-амперну характеристику, представлену на рис. 2.1г, керуються струмом, тому що напруга на їх затискачах є однозначною функцією струму: $U = f(I)$. Нахил вольт-амперної характеристики визначає диференційний опір R-негатрона: $R = dU/dI$.

Таким чином, у залежності від вигляду вольт-амперної характеристики всі R-негатрони можна розділити на R-негатрони, керовані напругою, що мають N-подібну вольт-амперну характеристику, і які варто характеризувати негативною провідністю, і на R-негатрони, керовані струмом, що мають S-подібну вольт-амперну характеристику, і які варто характеризувати негативним опором.

Якщо вольт-амперні характеристики R-негатронів, керованих напругою, зобразити в координатах $(I; U)$, а характеристики R-негатронів, керованих струмом, зобразити в координатах $(U; I)$, то вони будуть мати однаковий вигляд, але струми і напруги на координатних осях при цьому взаємно зміняться. Тому такі прилади не є простими аналогами. Між ними існує так звана дуальна аналогія. Внаслідок чого їх називають дуальними негатронами. Слід зазначити, що вищерозглянуті поняття відносяться до двополюсних R-негатронів. Як буде показано далі, у випадку чотириполюсних R-негатронів наявний дуальний характер вольт-амперних характеристик вхідного і вихідного кола. Таким чином, введення самостійних понять про негативний опір і негативну провідність не є формальною операцією. Негативний опір і негативна провідність як елементи електричного кола мають різні властивості. Власне, саме це і зумовлює розбіжності в способах їхнього застосування і у способах вмикання в схемах, а при аналізі схем – необхідність використання різної системи параметрів.

2.1.2. Оптимальне значення негативного опору і негативної провідності R-негатрона

З рівняння (2.3) випливає, що потужність, що виділяється негативним опором, пропорційна $R^{(-)}$, а потужність, яка виділяється негативною провідністю, пропорційна $G^{(-)}$. Здавалося б, що для збільшення негативної потужності $P^{(-)}$ варто домагатися збільшення $R^{(-)}$ і $G^{(-)}$. Од-

нак, як можна показати на прикладі R-негатронів, це можливо лише до певних меж.

Введемо деяке середнє значення активної складової негативної провідності:

$$\bar{G}^{(-)} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{U_{\max} - U_{\min}} = -\frac{\Delta I'}{\Delta U'}$$

що характеризується середнім нахилом вольт-амперної характеристики на ділянці негативної провідності (див. рис. 2.1). Припустимо, що $|Y^{(-)}| \rightarrow \infty$. Це може бути, якщо $\Delta U' \rightarrow 0$ або $\Delta I' \rightarrow \infty$. Однак реальні R-негатрони мають вольт-амперні характеристики з обмеженою ділянкою негативної провідності. Тому величину $\Delta I'$, що залежить від конструктивних і технологічних факторів, можна застосовувати тільки у певних межах і не можна зробити нескінченно великою.

Отже, забезпечити $|\bar{G}^{(-)}| \rightarrow \infty$ можна тільки при $\Delta U' \rightarrow 0$. Але при $\Delta U' \rightarrow 0$ середнє значення негативної потужності

$\bar{P}^{(-)} = -\frac{1}{2} \Delta U' \Delta I' = \frac{1}{2} \bar{G}^{(-)} \Delta U'^2$ також буде прямувати до нуля, тобто прилад втрачає здатність компенсувати втрати в під'єднаному до нього колі.

Аналогічний результат одержимо для негатронів, керованих струмом (рис. 2.1г). Для них

$$\bar{P}^{(-)} = \frac{1}{2} R^{(-)} \Delta I'^2,$$

де $\bar{R}^{(-)} = -\Delta U' / \Delta I'$ — середнє значення негативного опору.

Для збільшення негативної потужності здавалося б варто збільшувати негативний опір $\bar{R}^{(-)}$. Однак при $|\bar{R}^{(-)}| \rightarrow \infty$ необхідно, щоб $\Delta I' \rightarrow 0$, тому що величина $\Delta U'$ у R-негатронів цього виду обмежена і не може бути нескінченно великою. Але при $\Delta I' \rightarrow 0$ середнє значення негативної потужності $\bar{P}^{(-)} = -\frac{1}{2} \Delta U' \Delta I'$ також прямує до нуля.

Таким чином, при $|\bar{G}^{(-)}| \rightarrow \infty$ у R-негатронах, керованих напругою, і при $|\bar{R}^{(-)}| \rightarrow \infty$ у R-негатронах, керованих струмом, негативна

потужність, що віддається приладом, прямує до нуля. Негативна потужність також прямує до нуля, якщо $|\bar{G}^{(-)}| \rightarrow 0$ або $|\bar{R}^{(-)}| \rightarrow 0$. Очевидно, що при будь-якому проміжному значенні $0 < |\bar{G}^{(-)}| < \infty$, $0 < |\bar{R}^{(-)}| < \infty$ негативна потужність не дорівнює нулю і при деякій оптимальній величині середнього значення негативного $\bar{P}^{(-)}_{\text{MAX}}$ або опору негативної провідності $\bar{G}^{(-)}_{\text{OPT}}$ буде мати місце максимум величини $P^{(-)}$ (рис. 2.3).

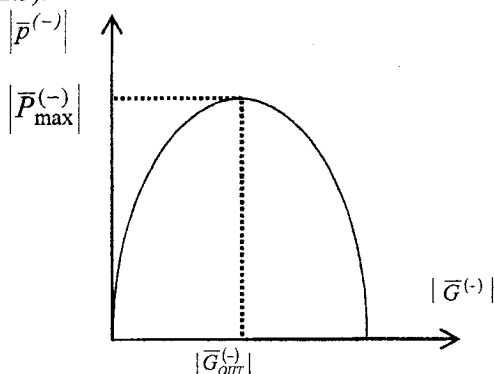


Рис. 2.3. Залежність модуля середньої величини негативної потужності, що виділяється приладом на ділянці НП, від модуля середнього значення негативної провідності

Максимальну величину середньої потужності $\bar{P}^{(-)}_{\text{MAX}}$ і відповідне їй оптимальне середнє значення негативного опору $\bar{R}^{(-)}_{\text{OPT}}$ і негативної провідності $\bar{G}^{(-)}_{\text{OPT}}$ можна встановити, виходячи з наступних міркувань. Звичайно для кожного R-негатрона ділянка негативного опору (провідності) обмежена як за струмом, так і за напругою, тобто не можна отримати $\Delta U' > \Delta U'_{\text{MAX}}$ і $\Delta I'' > \Delta I''_{\text{MAX}}$. Припустимо, що маємо можливість змінювати нахил вольт-амперної характеристики на ділянці негативної провідності і що при цьому величина максимального струму I_{MAX} не змінюється, а точка на вольт-амперній характеристиці, що відповідає мінімуму струму I_{MIN} , рухається по стороні СВ трикутника ABC (рис. 2.4). При цьому середнє значення негативної провідності $\bar{G}^{(-)}$ буде змінюватися від ∞ до 0, а середнє значення негативної потужності, обмежене площею трикутника AB'C' – відповідно до які-

сної залежності, зображеної на рис. 2.4. З подібності трикутників ABC і AB'C' визначимо:

$$\bar{P}^{(-)} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta I' \Delta U'_{\text{макс}} (\Delta I'_{\text{макс}} - \Delta I')}{\Delta I'_{\text{макс}}}$$

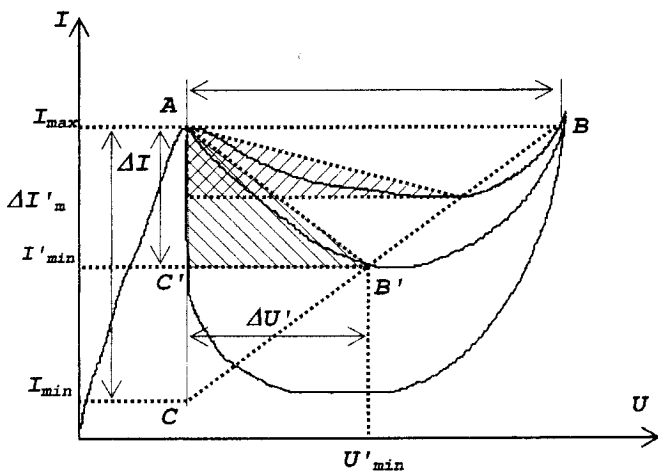


Рис. 2.4. Залежність негативної потужності від величини $|G^{(-)}|$, що характеризується усередненим нахилом вольт-амперної характеристики на ділянці НП

Площа заштрихованих трикутників визначає середню потужність, що виділяється приладом на ділянці НП.

Аналогічний вираз можна отримати і для R-негатрона, керованого струмом. Знайшовши максимум функції $\bar{P}^{(-)} = f(\Delta I')$, отримуємо в ідеальному випадку

$$\bar{P}_{\text{макс}}^{(-)} = -\frac{1}{8} \Delta I'_{\text{макс}} \Delta U'_{\text{макс}},$$

де $\bar{P}_{\text{макс}}^{(-)}$ – максимальне значення середньої негативної потужності, яке можна отримати від R-негатрона, якщо ділянка негативного опору на

його вольт-амперній характеристиці обмежена максимально можливими для даного R-негатрона значеннями $\Delta U'_{\text{МАКС}}$ і $\Delta I'_{\text{МАКС}}$.

Оптимальні значення середніх величин $\bar{G}^{(-)}$ і $\bar{R}^{(-)}$, що відповідають $\bar{P}_{\text{МАКС}}^{(-)}$, будуть рівні:

$$\bar{G}_{\text{ОПТ}}^{(-)} = \frac{-\Delta I'_{\text{МАКС}}}{\Delta U'_{\text{МАКС}}}; \quad \bar{R}_{\text{ОПТ}}^{(-)} = \frac{-\Delta U'_{\text{МАКС}}}{\Delta I'_{\text{МАКС}}}.$$

2.1.3. Взаємозв'язок вигляду вольт-амперної характеристики з типом зворотного зв'язку і характером реактивності

R-негатрона

Термін “зворотний зв'язок” взятий з теорії кіл, розробленої стосовно до радіотехніки й автоматики. Загальноприйняті уявлення цієї теорії відносяться до кіл і схем, що звичайно представляються у вигляді чотириполосника. При цьому розглядається взаємодія чотириполосника-підсилювача з чотириполосником зворотного зв'язку. Чотириполосник зворотного зв'язку є передавальною ланкою між виходом і входом чотириполосника - підсилювача. За певних умов вхід або вихід може мати негативний опір або негативну провідність. Ряд R-негатронів є двополосниками. До них не слід застосовувати поняття зворотного зв'язку в зазначеному вище розумінні. Однак якщо поняття “зворотний зв'язок” надати більш загальний характер, то воно може бути поширене і на такого роду R-негатрони [1]. З цієї метою можна використовувати метод еквівалентних схем або скористатися доцільними аналогіями, тому що при аналізі принципу дії R-негатрона доводиться розглядати взаємодію між фізичними процесами і елементами приладу, аналогічними тим, що розглядаються в теорії зворотного зв'язку. Розглянемо два приклади. На рис. 2.5 приведені чотириполосники зі зворотним зв'язком за напругою (рис. 2.5а) і за струмом (рис. 2.5б). На цих схемах: μ і α – коефіцієнти передачі чотириполосника за напругою і струмом відповідно, при розірваному колі зворотного зв'язку; $\beta(u)$ і $\gamma(i)$ – коефіцієнти зворотного зв'язку.

Завдяки наявності кола зворотного зв'язку, частина вихідного сигналу з виходу чотириполосника буде надходити на його вхід. Якщо фазова характеристика чотириполосника зворотного зв'язку така, що сигнал, що пройшов через коло зворотного зв'язку, збігається по фазі з вхідним сигналом, то будь-який приріст вихідного сигналу приво-

дить до збільшення сигналу на вході, який, підсилюючись в підсилувачі в α раз, буде викликати додаткове збільшення сигналу на виході. Такий зворотний зв'язок називається позитивним.

Якщо фазова характеристика чотириполосника зворотного зв'язку така, що сигнал, що пройшов через коло зворотного зв'язку, виявиться в протифазі, то дія кола зворотного зв'язку буде зменшувати будь-який приріст вхідного сигналу. Такий зворотний зв'язок називається негативним.

Розглянуті чотириполосники зі зворотним зв'язком набули широкого застосування в підсилувачах і генераторах електромагнітних коливань. Зворотний зв'язок у них реалізується за допомогою додаткових кіл і він отримав назву зовнішнього.

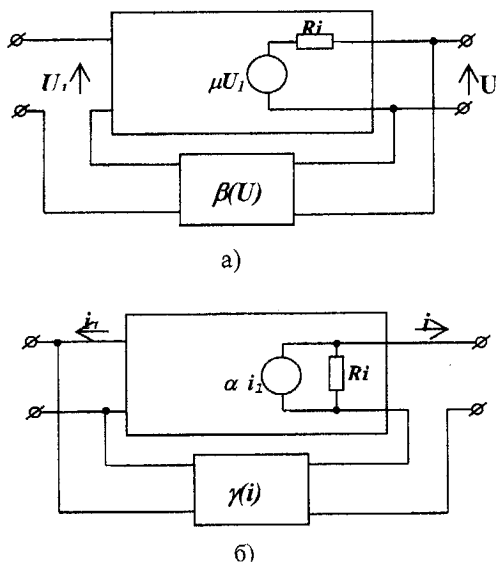


Рис. 2.5. Чотириполосники із зворотним зв'язком:
а) – за напругою, б) – за струмом

Однак зворотний зв'язок може бути і внутрішнім. Розглянемо проходження струму через напівпровідник з негативним температурним коефіцієнтом опору, наприклад, кремній, у випадку відсутності тепловідводу. Якщо пластину кремнію приєднати до джерела струму, то струм розігріє пластину й опір кремнію зменшиться. У результаті струм від джерела збільшиться. Це приводить до подальшого розігрі-

ву пластини і збільшенню струму і т.д. струм буде збільшуватися до-ти, поки опір пластинки не стане менше внутрішнього опору батареї або поки не зруйнується пластинка. Тут, як і у випадку з підсилювачем з позитивним зворотним зв'язком, має місце самопідтримувальний процес підсилення зовнішнього впливу (у даному випадку струму). Тому, за аналогією з попереднім прикладом, можна говорити про внутрішній позитивний зворотний зв'язок за струмом. Якщо напівпровідникова пластинка буде мати позитивний температурний коефіцієнт опору, то за тих самих умов, одержимо протилежний результат – система буде прямувати до зменшення будь-якого приросту струму в колі. У цьому випадку можна говорити про деяку аналогію з внутрішнім негативним зворотним зв'язком за струмом. Подібні приклади надалі будуть розглянуті для різних видів негатронів. Вони спостерігаються й у більш складних системах, у тому числі і в тих, що не відносяться до електричних: у живих організмах; механічних системах; у відповідності до явищ громадського життя.

Між типом позитивного зворотного зв'язку (за струмом чи напругою), виглядом вольт-амперної характеристики і характерною реактивністю приладів з НО існує цілком визначений взаємозв'язок. Цей взаємозв'язок можна встановити, розглянувши залежність провідності й опору приладів з вольт-амперною характеристикою N-і S-типу і повного опору чотириполосника з колом позитивного зворотного зв'язку за напругою або за струмом. Вихідною при такому розгляді служить та обставина, що для двополосника з НО можна підібрати еквівалент у вигляді виходу чотириполосника з позитивним зворотним зв'язком. Покажемо це на прикладі чотириполосників зі зворотним зв'язком за напругою і струмом (див. рис. 2.5).

Відомо, що у випадку чотириполосника зі зворотним зв'язком за напругою, вихідний опір визначається за умови к.з. на вході як реакція на його виході. У випадку чотириполосника зі зворотним зв'язком за струмом, вихідний опір визначається при розімкненому вхідному колі. У такому режимі чотириполосники, показані на рис. 2.5, можна розглядати як двополосники, еквівалентні двоелектродним приладам із внутрішнім зворотним зв'язком за напругою (рис. 2.5а) і за струмом (рис. 2.5б) і, навпаки, двополосники з внутрішнім зворотним зв'язком – як чотириполосники з колом зовнішнього зворотного зв'язку.

Приклад представлення динистора у вигляді чотириполосника зі зворотним зв'язком за струмом при розімкненому вході приведений на рис. 2.6а. При цьому мають на увазі, що динистор має структуру р-

n-p-n типу (рис. 2.6б), модель якої складена з двох транзисторів: p-n-p- і n-p-n-типу (рис. 2.6в).

З викладеного випливає, що двополюсник із внутрішнім зворотним зв'язком за напругою можна уявити як окремий випадок чотириполюсника з колом позитивного зворотного зв'язку за напругою, якщо замкнути вхідні клеми і розглядати тільки його вихід (рис. 2.5а). У свою чергу двополюсник зі зворотним зв'язком за струмом можна представити у вигляді чотириполюсника зі зворотним зв'язком за струмом при розімкненому вході.

Представлення двополюсника у вигляді чотириполюсника з колом зовнішнього зворотного зв'язку дозволяє визначити вплив типу зворотного зв'язку на форму вольт-амперної характеристики R-негатронів і характер їхньої реактивності.

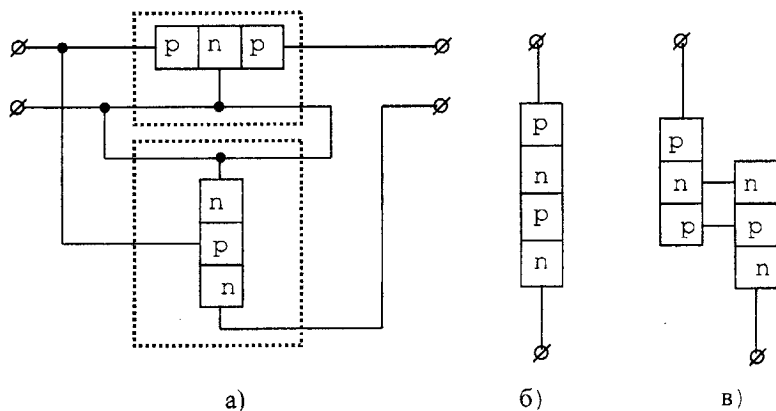


Рис. 2.6. Представлення динистора у вигляді чотириполюсника зі зворотним зв'язком за струмом

Для обґрунтування можливості заміни двополюсника чотириполюсником покажемо, що вольт-амперна характеристика чотириполюсника з позитивним зворотним зв'язком за напругою, знята на його виході при к. з. вхідних затискачів, має таку ж форму, як вольт-амперна характеристика R-негатрона N-типу. Для цього досить, щоб провідність R-негатрона N-типу і вихідна провідність чотириполюсника змінювалася з напругою за однаковим законом. Аналогічний метод доведення буде використаний до R-негатронів з вольт-амперною характеристикою R-типу.

У R-негатронах з вольт-амперною характеристикою N-типу, струм є однозначною функцією напруги, тобто вони керуються напругою. У R-негатронах з вольт-амперною характеристикою S-типу напруга є однозначною функцією струму і вони керуються струмом. Залежність $G(U)$ і $R(U)$ для R-негатронів з ВАХ N- і S-типу приведені на рис 2.7. Видно, що ділянки негативної провідності і негативного опору обмежені точками, де $G = 0$ і $R = 0$.

Покажемо, що за певних умов у чотириполосника з позитивним зворотним зв'язком за напругою залежність від напруги буде аналогічна до приведеної на рис. 2.7а, а в чотириполосника зі зворотним зв'язком за струмом – залежність опору від струму буде аналогічна до зображеної на рис. 2.7б.

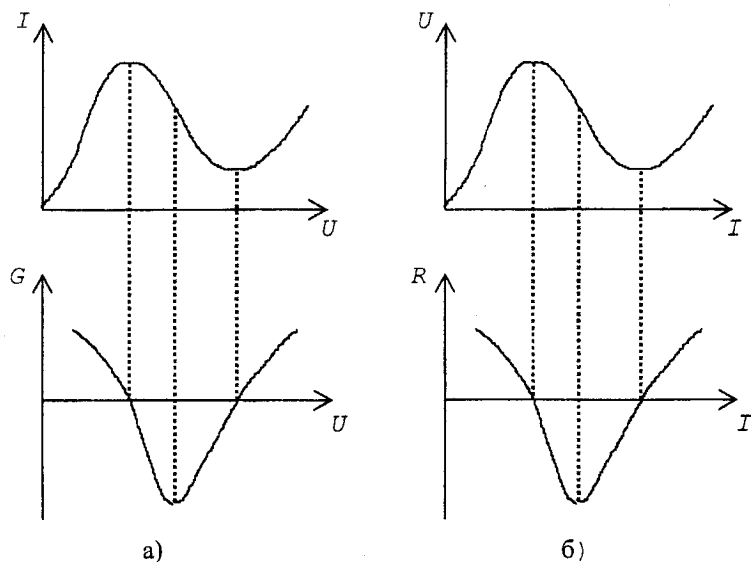


Рис. 2.7. Залежність диференційної провідності від напруги для R-негатронів N-типу і диференційного опору від струму для R-негатронів S-типу

Припустимо що в чотириполоснику, зображеному на рис. 2.5а, через коло зворотного зв'язку на вхід подається частина вихідного сигналу, пропорційного напрузі на навантаженні, а в чотириполоснику, зображеному на рис. 2.5б, – частина вихідного сигналу, пропорційного струму навантаження. Отже передбачається, що в схемі на рис.

2.5а, струм, що відгалужується в коло зворотного зв'язку, малий у порівнянні зі струмом навантаження, а в схемі на рис. 2.5б, напруга на вході кола зворотного зв'язку, мала в порівнянні з напругою навантаження.

У випадку зворотного зв'язку за напругою (рис. 2.5а), струм є реакцією на збудження U і визначається виразом

$$i = \frac{U - \mu U_1}{R_i}.$$

Тут $U_1 = \beta U$, а вхідна провідність чотириполосника дорівнює

$$Y = \frac{i}{U} = \frac{1 - \beta \mu}{R_i}, \quad (2.4)$$

де μ – коефіцієнт підсилення за напругою, β – коефіцієнт передачі кола зворотного зв'язку, R_i – вихідний опір чотириполосника при відсутності зворотного зв'язку ($\mu = 0$).

При зворотному зв'язку за струмом (див. рис. 2.5б) напруга U є реакцією на струм i (зовнішнє збудження) і дорівнює

$$U = i_2 R_i + U_1 \approx i_2 R_i.$$

де $i_2 = i - \alpha i_1$; $i_1 = \gamma i$; α – коефіцієнт підсилення за струмом; γ – коефіцієнт передачі кола зворотного зв'язку.

Вихідний опір Z чотириполосника зі зворотним зв'язком за струмом визначається за виразом:

$$Z = \frac{U}{I} = R_i (1 - \alpha \gamma). \quad (2.5)$$

З (2.4) випливає, що оскільки $R_i = \text{const}$, вихідна провідність чотириполосника Y буде визначатися величиною зворотного зв'язку $(1 - \mu\beta)$. Покажемо, що при визначеному виборі параметрів кола зворотного зв'язку залежність Y від коефіцієнта зворотного зв'язку $\mu\beta$ якісно не буде відрізнятися від залежності диференційної провідності R -негатронів з вольт-амперною характеристикою N -типу від напруги.

Дійсно, за умови що коефіцієнт зворотного зв'язку $\mu\beta \rightarrow 1$, вихідна провідність чотириполосника $Y \rightarrow 0$. При $\mu\beta > 1$ вихідна провід-

ність стає негативною. У залежності від характеру зміни коефіцієнта зворотного зв'язку $\mu\beta$ можна одержати будь-який закон зміни вихідної провідності Y , яку для малого сигналу можна розглядати як диференційну. Підбравши таким способом елементи, що входять у коло зворотного зв'язку за напругою, щоб коефіцієнт зворотного зв'язку був однозначною функцією напруги, отримаємо чотириполосник з вихідною провідністю, що керована напругою.

Підбором елементів кола зворотного зв'язку можна одержати будь-який вигляд залежності $\beta(u)$. На рис. 2.8 представлена залежність коефіцієнта передачі кола зворотного зв'язку β від напруги, при якій залежність $Y(u)$ відповідає аналогічній залежності для реальних двоелектродних R-негатронів з ВАХ N-типу (див. рис. 2.7а).

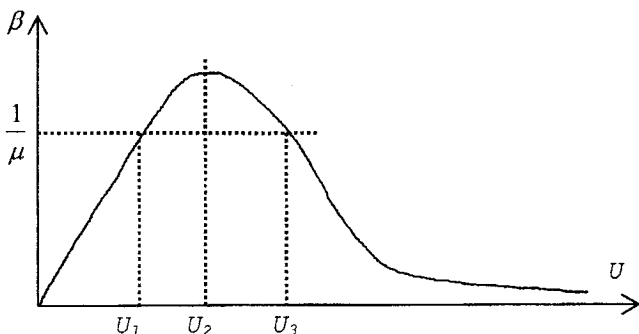


Рис. 2.8. Залежність коефіцієнта передачі кола зворотного зв'язку від напруги, необхідна для одержання вольт-амперної характеристики N-типу

Аналогічний аналіз вихідного опору чотириполосника при позитивному зворотному зв'язку за струмом дозволяє показати, що якщо коефіцієнт зворотного зв'язку є однозначною функцією струму, то вихідний опір чотириполосника керується струмом. Залежність коефіцієнта передачі кола зворотного зв'язку γ від струму i , необхідна для одержання залежності $R(i)$, подібної до залежності в R-негатронів з S-подібною ВАХ (див. рис. 2.7б), має той же вигляд, що і $\beta(u)$ (рис. 2.8). Таким чином, тип позитивного зворотного зв'язку визначає вигляд ВАХ: при позитивному зворотному зв'язку за напругою ВАХ має ділянку негативної провідності, а при позитивному зворотному зв'язку за струмом – ділянку негативного опору.

Взаємозв'язок між типом зворотного зв'язку і характером реактивності можна установити, якщо врахувати те, що в реальних системах процес здійснення зворотного зв'язку не є безінерційним. Інерційність врахуємо шляхом введення в коло зворотного зв'язку параметра, що залежить від часу. Відлік часу починається з моменту прикладення зовнішньої дії. Оскільки вихідна провідність Y залежить тільки від підсилення системи β у випадку зворотного зв'язку за напругою і $\alpha\gamma$ – у випадку зворотного зв'язку за струмом, будемо вважати, що від часу залежать тільки β і γ . Вважаємо, що β і γ змінюються за експоненційним законом [1]

$$\beta = \beta_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right];$$

$$\gamma = \gamma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) \right],$$

де τ_c – постійна часу кола зворотного зв'язку за напругою; τ_l – постійна часу кола зворотного зв'язку за струмом.

Тоді (2.4) і (2.5) приймуть вигляд:

$$Y = \frac{1}{R_i} \left[1 - \mu\beta_0 + \mu\beta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_C}\right) \right]; \quad (2.6)$$

$$Z = R_i \left[1 - \alpha r_0 + \alpha r_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \right]. \quad (2.7)$$

На рис. 2.9, а приведена залежність $Y(t)$ для чотириполосника зі зворотним зв'язком за напругою, а на рис. 2.9б, – залежність $Z(t)$ для чотириполосника зі зворотним зв'язком за струмом.

Видно, що залежності $Y(t)$ та $Z(t)$ якісно близькі до аналогічних залежностей вихідної провідності і вихідного опору кола з емнісним і індуктивним характером реактивності при дії зовнішнього впливу.

До аналогічного висновку можна прийти з чисто фізичних міркувань. Дійсно, оскільки для проходження сигналу у колі зворотного зв'язку потрібен обмежений час, то при позитивному зворотному зв'язку за струмом варто очікувати запізнення струму щодо зовнішнього

впливу, а при позитивному зворотному зв'язку за напругою - заізнання напруги. Це означає, що в першому випадку R-негатрон матиме індуктивний характер реактивності, а в другому - ємнісний.

Слід зазначити, що при $\mu\beta_0 > 1$ і $\alpha\gamma_0 > 1$ протягом часу $t = \tau_{3C}$ (рис. 2.9а) чи $t = \tau_{3L}$ (рис. 2.9б) за умови зовнішнього впливу, $Y(t)$ і $Z(t)$ залишаються позитивними. Приймаючи у виразах (2.6) $Y=0$ і в (2.7) $Z=0$, одержимо значення часу затримки:

$$\tau_{3C} = \tau_C \ln \left(\frac{\mu\beta_0}{\mu\beta_0 - 1} \right); \quad (2.8)$$

$$\tau_{3L} = \tau_L \ln \left(\frac{\alpha\gamma_0}{\alpha\gamma_0 - 1} \right). \quad (2.9)$$

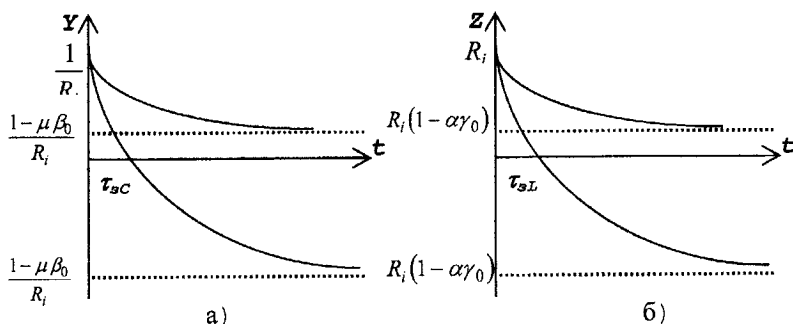


Рис. 2.9. Залежності вихідної провідності $Y(t)$ і вихідного опору $Z(t)$:
 а) - для чотириполосника зі зворотним зв'язком за напругою;
 б) - для чотириполосника зі зворотним зв'язком за струмом

Розв'язуючи (2.8) відносно $\tau_3 = rC$ і (2.9) відносно $\tau_3 = L/r$, маємо вирази для еквівалентних ємності C і індуктивності L R-негатронів:

$$C = \frac{\tau_{3C}}{r \ln \left[\mu\beta_0 / (\mu\beta_0 - 1) \right]}, \quad (2.10)$$

$$L = \frac{\tau_{3L} r}{\ln \left[\alpha\gamma_0 / (\alpha\gamma_0 - 1) \right]}. \quad (2.11)$$

На підставі вищеприведеного аналізу сформульована теорема про вплив типу зворотного зв'язку на вигляд вольт-амперної характеристики R-негатронів і характер їх реактивності на ділянці негативного опору (провідності) [1]:

"R-негатрони, що мають внутрішній позитивний зворотний зв'язок за напругою, мають на статичній вольт-амперній характеристиці ділянку негативної провідності і ємнісний характер реактивності, R-негатрони з внутрішнім позитивним зворотним зв'язком за струмом мають на статичній вольт-амперній характеристиці ділянку негативного опору й індуктивний характер реактивності".

Ця теорема дозволяє за типом зворотного зв'язку, що використовується в R-негатроні, заздалегідь передбачати, який вигляд вольт-амперної характеристики він буде мати і який буде характер його реактивності на ділянці негативного опору (провідності), чи, навпаки, за виглядом статичної вольт-амперної характеристики можливо визначити тип внутрішнього зворотного зв'язку та характер реактивності.

Слід зазначити, що фізичні процеси в R-негатронах, еквівалентних індуктивності, часто не збігаються з процесами, що протікають у котушці індуктивності. Однак стосовно зовнішнього кола при малих сигналах такі R-негатрони подібні котушці індуктивності, оскільки в них запізнення струму близько до 90° відносно напруги. Це ж зауваження відноситься і до R-негатронів, які використовуються у якості високодобротної ємності. У більшості напівпровідникових R-негатронів з S-подібною вольт-амперною характеристикою спостерігається індуктивний характер реактивності на ділянці негативного опору. До них відносяться триністор, двобазовий діод і лавинний транзистор (вхідне коло). У R-негатронів з N-подібною вольт-амперною характеристикою – тунельного діода і N-транзистора (вихідне коло) на ділянці негативної провідності спостерігається ємнісний характер реактивності.

2.1.4. Види годографів і допоміжні елементи Баркгаузена для R-негатронів

R-негатрони треба розрізняти за видом позитивного зворотного зв'язку, типом вольт-амперної характеристики та за характером реактивності. Частотні властивості R-негатронів характеризує їхній годограф.

Якщо встановити робочу точку R-негатрона на падаючій ділянці його ВАХ, причому керуюча величина (струм або напруга достатньо низької частоти) буде змінюватися в невеликих межах, то його опір буде знаходитись на негативній дійсній осі комплексної площини опору (рис. 2.10). При зростанні частоти керуючої змінної величини ω , хід годографів для R-негатронів з N-і S-подібними ВАХ матиме різні напрямки.

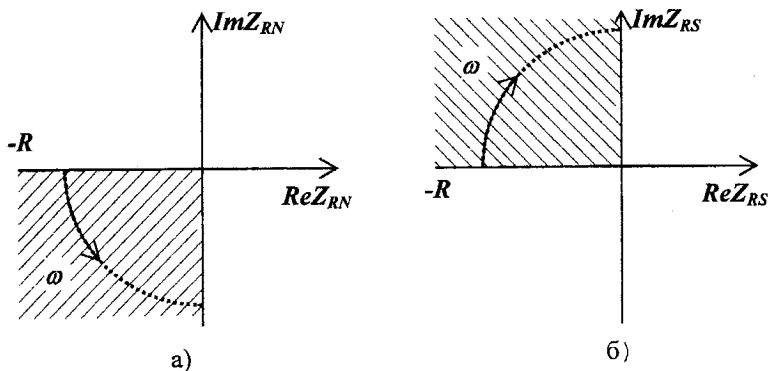


Рис. 2.10. Хід годографів повного опору: а) – для R-негатрона, керованого напругою; б) – для R-негатрона, керованого струмом

Для R-негатрона з ВАХ N-типу напруга U є причинною величиною, а струм I являє собою наслідок. Відповідно до закону причинності струм I повинен відставати від напруги U . Оскільки напруга випереджає струм, на комплексній площині опору кут зсуву фаз позитивний і дорівнює $+180^\circ$ (див. рис. 2.10а), що відповідає негативному опору. Зі збільшенням частоти струм ще більше відстає від напруги, інакше кажучи, кут зсуву фаз між струмом і напругою збільшується. Внаслідок цього годограф у математичному поясненні має позитив-

ний напрямок (проти часової стрілки) і переміщується в межах третього квадранта площини опору.

Для R-негатрона з ВАХ S-типу струм I є причинною величиною, а напруга U являє собою наслідок. Відповідно до закону причинності напруга U відстає від струму I . На комплексній площині опору, оскільки струм випереджає напругу, для негативного опору отримуємо негативний кут зсуву фаз, рівний -180° . Тут також при збільшенні частоти збільшується кут зсуву фаз між струмом і напругою. На комплексній площині опору кут зсуву фаз перевищує -180° ; годограф негативного опору в математичному поясненні має негативний напрямок (за стрілкою годинника) а переміщується в межах другого квадранта (рис 2.10б).

Таким чином, визначають напрямки годографів для обох типів ВАХ Крім того, з'являється можливість за двома вимірами на змінному струмі визначати тип невідомого R-негатрона. При цьому доцільно робити вимірювання його опору на двох досить далеко відстаючих частотах і стежити за напрямком годографа при збільшенні частоти. При позитивному (у математичному розумінні) напрямку годографа R-негатрон керується напругою, а при негативному – струмом.

Баркгаузен запропонував вивчати хід годографів різних типів негатронів з врахуванням послідовності вимірювання в часі напруги і струму для опору N-типу або струму і напруги для негатрона S-типу, подаючи це як результат наявності в схемі відповідних реактивних опорів. Таким чином, закон причинності був переведений ним на мову електротехніки, що дозволило обминути метод оцінки проходження процесів у часі [3]. Розглянемо коротко хід міркувань Баркгаузена. Насамперед визначимо, які реактивні опори в поєднанні з негативним опором $R_{\text{нег}}$ дають такі ж годографи, які зображені на рис. 2.11.

Годограф R-негатрона, що керується струмом, зі збільшенням частоти переміщається у верхню половину комплексної площини опору, тобто позитивно уявну область. Отже, частотозалежна позитивна уявна частина негативного опору може бути представлена опором індуктивності L (рис. 2.11а). З врахуванням цього повний опір R-негатрона $Z = -R + j\omega L$.

Годограф R-негатрона, керованого напругою, при зростанні частоти переміщається в нижню половину комплексної площини опору. Такий напрямок можна пояснити підключенням паралельної ємності C (рис. 2.11б).

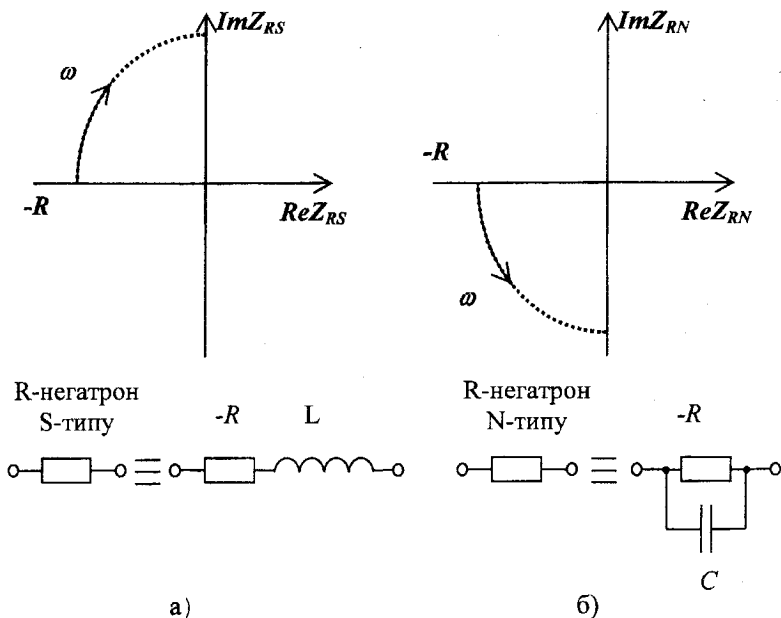


Рис. 2.11. Хід годографа й узагальнені еквівалентні схеми:
 а) – для R-негатрона, керованого струмом; б) – для R-негатрона, керованого напругою

Враховуючи це, повний опір R-негатрона $Z = -R / (1 - j\omega RC)$. Його годограф знаходиться поблизу негативної дійсної осі і має необхідний напрямок. Тому для нього справедлива схема заміщення, представлена на рис. 2.11б.

Слід зазначити, що використання допоміжних елементів Баркгаузена недостатнє, щоб з необхідною точністю описувати хід годографа в широкому діапазоні частот. Для цього необхідною є наявність більше двох допоміжних елементів. Їхній зміст у значній мірі полягає в тому, щоб за схемою визначити зсув в часі між причиною і наслідком, і цій вимозі вони цілком задовольняють. Крім того, схеми заміщення Баркгаузена заслуговують на увагу завдяки їхній простоті. Тому їм, по можливості, варто віддавати перевагу в порівнянні з більш складними моделями.

2.1.5. Стійкість електричних схем з R-негатронами

Наявність негативного опору (провідності) у R-негатронів ставить задачу визначення умов стійкості електронних схем на їхній основі. Систему, у тому числі і ту, що використовує R-негатрони, називають стійкою, коли на короточасне зовнішнє збудження $e(t)$ (вхідний сигнал) вона відповідає загасаючими з часом процесами $a(t)$ (вихідний сигнал). Навпаки, система являється нестійкою, коли збудження викликає процеси, що зростають з часом. При дослідженні залежності стійкості системи від частоти (проведеному за допомогою перетворень Лапласа) основну роль відіграють полюси передатної функції або корені характеристичного рівняння. Передатна функція системи – це відношення функцій, що являють собою перетворення Лапласа вхідних і вихідних величин у системі

$$A(p)=Z[a], E(p)=[e]. \quad (2.12)$$

Загальний вигляд передатної функції $H(p)$ для системи з зосередженими елементами:

$$H(p) = \frac{P(p)}{Q(p)} = \frac{P(p)}{p^m + b_m - 1p^{m-1} + \dots + b_1p + b_0}, \quad (2.13)$$

де багаточлен чисельника $P(p)$ і багаточлен знаменника $Q(p)$ – функції комплексної частоти, $P = \sigma + j\omega$; коефіцієнти b_i – дійсні постійні.

Якщо вираз $P_i = \sigma_i + j\omega_i$ має негативну дійсну частину, тобто $\sigma < 0$, то коливання вихідного сигналу з часом згасають; при $\sigma_i = 0$ амплітуда вихідного сигналу постійна, а при $\sigma_i > 0$ вона зростає [4].

Таким чином, стійкість можна досліджувати за допомогою визначення положення полюсів передатної функції на комплексній площині (рис. 2.12). Якщо замість полюсів передатної функції $H(p)$ досліджувати корені знаменника багаточлена, то виходить такий же результат, який безпосередньо випливає з рівняння (2.12). Рівняння $Q(p)$ називають характеристичним рівнянням кола.

Задача дослідження стійкості R-негатрона без наявності інших додаткових опорів позбавлена сенсу. Проблема стійкості виникає тільки тоді, коли R-негатрон працює разом із зовнішнім колом.



Рис. 2.12. Дозволені і заборонені області для полюса функції $H(p)$ у стійких системах: ліва півплощина (крім осі $j\omega$) з $\sigma < 0$ позначає стійку область; права півплощина (включаючи вісь $j\omega$) з $\sigma \geq 0$ позначає нестійку область

У цьому випадку необхідно з'ясувати при яких опорах навантаження коло з R-негатроном залишається стійким. З врахуванням вищевикладеного проведемо аналіз стійкості електронних схем, що включають R-негатрони з ВАН N- і S-типу.

У випадку використання R-негатрона N-типу його найпростішу еквівалентну схему з урахуванням навантаження представимо у вигляді рис. 2.13. Вона описується такими рівняннями Кірхгофа:

$$E = iR_H + L_1 \frac{di_1}{dt} + U, \quad (2.14)$$

$$i = C_7 \frac{du}{dt} + i(U).$$

Продиференціювавши друге рівняння, одержимо:

$$\frac{dC}{dU} \left(\frac{dU}{dt} \right) + C_1 \frac{d^2 U}{dt^2} = \frac{di_1}{dt} - \frac{di(U)}{dU} \cdot \frac{dU}{dt}. \quad (2.15)$$

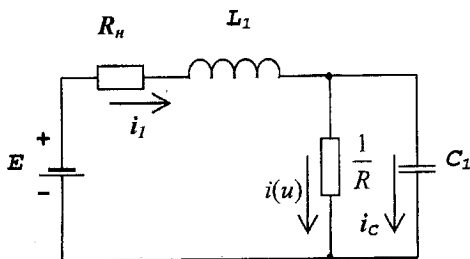


Рис. 2.13. Еквівалентна схема навантаженого R-негатрона N-типу. L_1 і C_1 – загальні індуктивність і ємність; R_H – загальний активний опір навантаження і внутрішнього опору джерела живлення; $i(u)$ – активна складова струму, що протікає через негатрон (вольт - амперна характеристика); u – напруга на негатроні; $R=1/G$ – диференційний опір негатрона

Розв'язавши сумісно рівняння (2.14) і (2.15), знаходимо:

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \left[\frac{1}{C_1 R} + \frac{R_H}{L_1} \right] \frac{dU}{dt} + \frac{1}{C_1(U)} \frac{dC_1(U)}{dU} \left(\frac{dU}{dt} \right)^2 + \left(\frac{R_H/R + 1}{L_1 C_1} \right) U = \frac{E}{L_1 C_1}. \quad (2.16)$$

При виведенні (2.16) зроблене припущення, що для малого сигналу

$$\frac{U}{i(U)} \approx \frac{dU}{di(U)} = R. \quad (2.17)$$

Рівняння (2.16) розв'яжемо, нехтуючи залежністю C від U , тобто вважаючи

$$\frac{dC}{dU} = 0.$$

У цьому випадку характеристичне рівняння для (2.16) має вигляд:

$$\lambda^2 + \sigma \lambda + p = 0, \quad (2.18)$$

$$\text{де} \quad \sigma = \frac{1}{RC_1} + \frac{R_H}{L_1}. \quad (2.19)$$

$$p = \frac{R_i / R + 1}{L_1 C_1} \quad (2.20)$$

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} \quad (2.21)$$

Розв'язок неоднорідного рівняння (2.14), у випадку якщо $dC_1(U)/dU = 0$, матиме вигляд

$$U = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t} + E \left(1 + \frac{RH}{R} \right)^{-1} \quad (2.22)$$

Для аналізу стійкості схеми, приведеної на рис. 2.13, необхідно визначити положення рівноваги в робочій точці і її стійкість. У положенні рівноваги фазові швидкості дорівнюють нулю. Тому, підставивши в (2.14)

$$\frac{di(U)}{dt} = 0 \quad \text{та} \quad \frac{dU}{dt} = 0$$

і розв'язавши рівняння (2.14), отримуємо рівняння прямої навантаження

$$i(U) = \frac{E - U}{R_H} \quad (2.23)$$

Станами рівноваги є точки перетину ВАХ R-негатрона N-типу з прямою навантаження. Таких точок перетину може бути або одна, або три (рис. 2.14). У випадку, якщо $|R^{(-)}| < R_n$, навантажувальна пряма перетинає ВАХ у трьох точках (рис. 2.14а). Якщо $|R^{(-)}| > R_n$, то є тільки одна спільна точка (рис. 2.14б).

Про стійкість у цих точках можна судити за коренями характеристичного рівняння λ_1 і λ_2 (2.21). Якщо λ_1 і λ_2 – дійсні, то з (2.22) випливає, що при $\lambda_{1,2} < 0$ будь-яке початкове відхилення в системі буде згасати за експоненціальним законом, а при $\lambda_{1,2} > 0$ – зростатиме. Якщо

$\lambda_{1,2}=a+jb$ – комплексні величини, то в системі можливі синусоїдальні коливання, причому при $a > 0$ коливання, що виникають, будуть зростати, а при $a < 0$ – згасати.

Отже, стан системи буде стійким, якщо дійсні частини коренів характеристичного рівняння (2.18) будуть негативними. Для цього за теоремою Рауса-Гурвіца для системи другого порядку досить, щоб виконувалися одночасно дві умови [5]:

$$\sigma > 0; \quad p > 0. \quad (2.24)$$

Коефіцієнти σ і p залежать від параметрів схеми. З (2.19) і (2.20) видно, що для постійних L_1 і C_1 виконання або невиконання умов (2.24) залежить від опору навантаження R_H і диференційного опору R -негатрона. Активний опір R -негатрона змінюється зі зміною напруги зміщення. Тому при зміні опору навантаження або напруги зміщення змінюється режим роботи схеми.

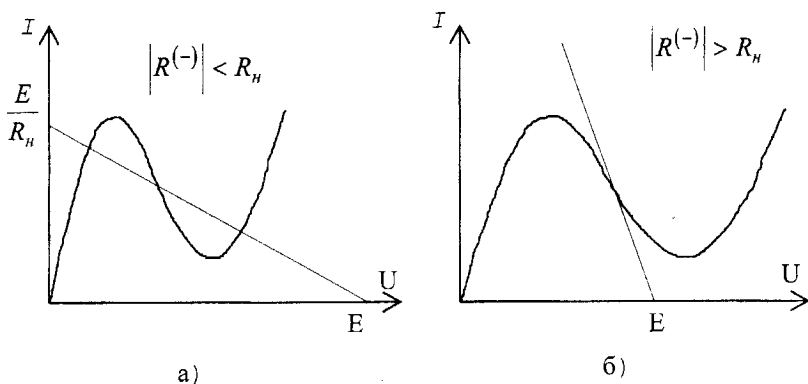


Рис. 2.14. Можливі стани стійкості R -негатронів N -типу

Ми будемо цікавитись тільки інтервалом напруг зміщення, у якому диференційний опір негативний ($R = R^{(-)} < 0$), тобто тільки один стан рівноваги на ділянці III вольт-амперної характеристики R -негатрона.

Розглянемо стан рівноваги схеми при різних співвідношеннях σ і p , тобто в залежності від співвідношення величин R_H і $R^{(-)}$. Із виразів (2.19) – (2.20) видно, що можна записати три граничних умови, при

яких рівняння, що додаються, (2.18) і підкореневий вираз в (2.21) перетворюються в нуль:

$$1) \quad p = 1 + \frac{R_H}{R} = 0, \quad (2.25)$$

якщо $R_H = -R = R^{(-)}$.

$$2) \quad \sigma = \frac{R_H}{L_1} + \frac{1}{RC_1} = 0, \quad (2.26)$$

якщо $R_H = \frac{L_1}{R^{(-)}C_1}$.

$$3) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.27)$$

якщо $R_H = \frac{L_1}{R^{(-)}C_1} \pm 2\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$.

На графіку (рис. 2.15) з осями координат R_H і $R^{(-)}$ рівнянню (2.25) відповідає пряма, що виходить з початку координат під кутом 45° , рівнянню (2.26) відповідає гіпербола, симетрична відносно координатних осей, рівнянню (2.27) відповідає гіпербола, симетрична щодо осі

R_H та зсунута відносно осі $R^{(-)}$ на $\frac{1}{2}\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$.

Вони ділять площину $R^{(-)}$; R_H на шість областей.

Область I

$$\sigma < 0 \text{ або } R_H < \frac{L_1}{\left|R^{(-)}\right|C_1},$$

$$p < 0 \text{ або } R_H > \left|R^{(-)}\right|,$$

$$\sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > \frac{\sigma}{2}.$$

Корені характеристичного рівняння λ_1 і λ_2 – дійсні числа, причому $\lambda_1 > 0$, а $\lambda_2 < 0$. Отже, перший член рівняння (2.22) буде зростати за експоненційним законом, а другий зменшується. Оскільки в цій області $\left|R^{(-)}\right| < R_H$, можливі три стани рівноваги (див. рис. 2.14). То-

му що один з коренів характеристичного рівняння позитивний, то один із станів рівноваги на ділянці НО буде нестійким. Два інших стани рівноваги будуть стійкими, тому що в них $R > 0$ і обидва коефіцієнти σ і p позитивні. Таким чином, в області I схема буде працювати в режимі перемикання.

Область II

$$\sigma > 0 \text{ або } R_H > \frac{L}{|R^{(-)}|C_1},$$

$$p < 0 \text{ або } R_H > |R^{(-)}|,$$

$$\sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > \frac{\sigma^2}{2}.$$

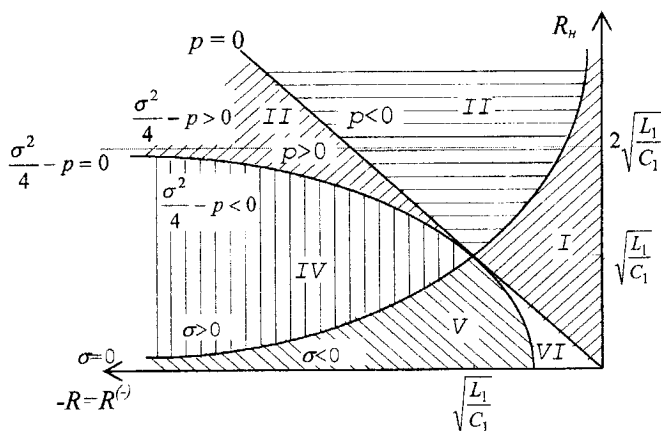


Рис. 2.15. Діаграма стійкості, що визначає режими роботи R-негатрона N-типу

Корені λ_1 і λ_2 – дійсні числа. Перший член рівняння (2.22) зростає за експоненційним законом, а другий зменшується. Можливі три стани рівноваги ($R_H > |R^{(-)}|$), причому на ділянці НО стан рівноваги нестійкий. Схема працюватиме в режимі перемикання.

Область III

$$\sigma > 0 \text{ або } R_H > \frac{L_1}{|R^{(-)}|C_1},$$

$$p > 0 \text{ або } R_H < |R^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p > 0.$$

Корені λ_1 і λ_2 – дійсні і негативні числа. Обидва експонентні члени рівняння (2.22) зменшуються в часі. Оскільки $R_H < |R^{(-)}|$, то можливий ще один стан рівноваги. Він буде стійким, оскільки $\lambda_1 < 0$ і $\lambda_2 < 0$. Схема може працювати в якості нелінійного елемента (детектора, змішувача, обмежувача) з підсиленням.

Область IV

$$\sigma > 0 \text{ або } R_H > \frac{L}{|R^{(-)}|C_1},$$

$$p > 0 \text{ або } R_H < |R^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p < 0.$$

Корені λ_1 і λ_2 – комплексні числа з негативною дійсною частиною. Отже, відповідно до (2.22) у системі буде мати місце коливальний процес, що згасає за експоненціальним законом. Єдиний стан рівноваги ($|R^{(-)}| > R_H$) є стійким. Схема працюватиме в режимі підсилення.

Область V

$$\sigma < 0 \text{ або } R_H < \frac{L_1}{|R^{(-)}|C_1},$$

$$p > 0 \text{ або } R_H < |R^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p < 0.$$

Корені λ_1 і λ_2 – комплексні з позитивною дійсною частиною. Отже, два перших члени в (2.20) описують періодичний процес, амплі-

туда якого зростає за експоненційним законом. Єдиний стан рівноваги – нестійкий. Схема працює в режимі генерації синусоїдальних коливань.

Область VI

$$\sigma < 0 \text{ або } R_H < \frac{L_1}{|R^{(-)}|C_1},$$

$$p > 0 \text{ або } R_H < |R^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{2} > \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > 0.$$

Корені λ_1 і λ_2 – дійсні і позитивні числа. Обидва експоненційні члени рівняння (2.22) зростають у часі. Єдиний стан рівноваги нестійкий; схема працює в режимі релаксаційних коливань.

Таким чином, режим роботи схеми з R-негатроном N-типу залежить від опору навантаження і величини негативного опору. Вибираючи відповідним чином опір навантаження і напругу зсуву, що визначає величину $R^{(-)}$, можна отримати будь-який з таких режимів роботи:

- а) перемикання – області I і II;
- б) детектування (зсув, обмеження) з підсиленням – область III;
- в) підсилення – області IV;
- г) генерація синусоїдальних коливань – області V;
- д) генерація релаксаційних коливань – області VI.

З приведеного вище аналізу стійкості випливає, що схема буде абсолютно стійкою при одночасному виконанні умов

$$R_H < |R^{(-)}|; \quad (2.28)$$

$$R_i > \frac{L_1}{|R^{(-)}|C_1}, \quad (2.29)$$

тобто якщо

$$\frac{L_1}{|R^{(-)}|C_1} < R_H < |R^{(-)}|. \quad (2.30)$$

Звичайно умову (2.28) називають умовою стійкості на постійному струмі, а (2.29) – умовою стійкості на змінному струмі. Однак слід зазначити, що умова (2.29) є необхідною, але недостатньою для хара-

ктеристики режиму роботи на змінному струмі. Так, невиконання (2.29) ще не означає, що схема буде збуджуватися на будь-якій частоті. Збуджуватися вона буде тільки на резонансній частоті навантаженого R-негатрона. Дійсно, повний опір схеми, приведеної на рис. 2.13 при $R=R^{(-)}$, дорівнює:

$$Z = R_H + \frac{R^{(-)}}{(\omega C_1 R^{(-)})^2 + 1} + j \left[\omega L_1 - \frac{\omega C_1 R^{(-)2}}{(\omega C_1 R^{(-)})^2 + 1} \right].$$

При

$$\omega L_1 - \frac{\omega C_1 R^{(-)2}}{(\omega C_1 R^{(-)})^2 + 1} = 0 \quad (2.31)$$

у схемі настає резонанс. Резонансна частота

$$\omega_p = \frac{1}{|R^{(-)}| C_1} \sqrt{\frac{R^{(-)2} C_1}{L_1} - 1}. \quad (2.32)$$

Якщо на частоті $\omega = \omega_p$ дійсна частина повного опору буде меншою або рівною нулю

$$R_H + \frac{R^{(-)}}{(\omega_p C_1 R^{(-)})^2 + 1} \leq 0, \quad (2.33)$$

то в схемі виникнуть синусоїдальні коливання. Підставивши (2.32) у (2.33), отримуємо

$$R_H - \frac{L_1}{R^{(-)} C_1} < 0.$$

Таким чином, умовою виникнення генерації, чи, інакше кажучи, умовою нестабільності на змінному струмі на резонансній частоті, буде:

$$R_H < \frac{L_1}{|R^{(-)}| C_1},$$

а умова стійкості на змінному струмі на резонансній частоті буде

$$R_H > \frac{L_1}{\left| R^{(-)} \right| C_1}.$$

За відсутності резонансу виконання умови

$$R_H < \frac{L_1}{\left| R^{(-)} \right| C_1}$$

недостатнє, щоб судити про нестабільність схеми на змінному струмі. Так, в області I

$$R_H < \frac{L_1}{\left| R^{(-)} \right| C_1},$$

однак схема не збуджується, а працює в режимі перемикачання. Отже, критерієм збудження схеми є одночасне виконання умови (2.28) і невиконання умови (2.29). Тоді, у випадку якщо $\frac{\sigma^2}{4} - p < 0$, що відповідає умові

$$\left(R_H C_1 - \frac{L_1}{\left| R^{(-)} \right|} \right)^2 - 4L_1 C_1 < 0,$$

у схемі будуть виникати синусоїдальні коливання (область V), а у випадку якщо

$$\left(R_H C_1 - \frac{L_1}{\left| R^{(-)} \right|} \right)^2 - 4L_1 C_1 > 0,$$

будуть виникати релаксаційні коливання (область VI).

При виконанні умов (2.28) і (2.29) немає необхідності перевіряти, чи виконуються умови резонансу (2.31), для того щоб судити про нестійкість на змінному струмі.

Для аналізу стійкості R-негатронів S-типу в схемах скористаємося їхньою дуальною аналогією з R-негатронами N-типу. Еквівалентна схема навантаженого R-негатрона S-типу приведена на рис. 2.16. Вона отримана шляхом дуального перетворення еквівалентної схеми навантаженого R-негатрона N-типу, приведеної на рис. 2.13. Рівняння, що описує цю схему являється дуальним рівнянням (2.16). Його можна отримати з (2.16), зробивши, за правилами дуального переходу, таку заміну змінних і коефіцієнтів при них:

$$u \rightarrow i, \quad R \rightarrow \frac{1}{G}, \quad G_H \rightarrow \frac{1}{R}, \quad L_1 \rightarrow C_1, \quad C_1 \rightarrow L_1.$$

Розв'язувати нове рівняння будемо, нехтуючи залежністю $L_1(i)$, тобто, вважаючи

$$\frac{dL(i)}{dt} = 0.$$

Характеристичне рівняння (2.18) не зміниться, однак його коефіцієнти σ і p , звичайно, будуть дуальними, обумовленими виразами (2.19) і (2.20), тобто

$$\sigma = \frac{R}{L_1} + \frac{1}{R_H C_1};$$

$$p = \frac{\frac{R}{R_H} + 1}{C_1 L_1}.$$

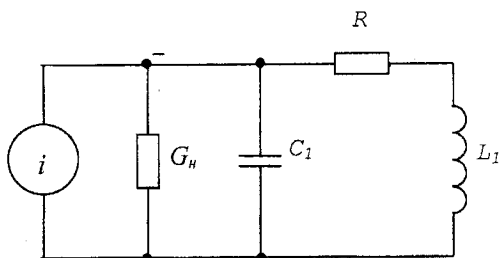


Рис. 2.16. Еквівалентна схема навантаженого R-негатрона S-типу.
 $G_H = 1/R_H$ – загальна активна провідність навантаження з урахуванням внутрішнього опору джерела живлення; R – диференціальний опір негатрона; L_1 – сумарна індуктивність негатрона і навантаження; C_1 – сумарна ємність навантаження негатрона

Розв’язок будемо шукати у вигляді:

$$i = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t} + \frac{i}{1 + \frac{R}{R_H}}$$

де

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p}$$

Граничні умови (2.25), (2.26) і (2.27), при яких доданки характеристичного рівняння (2.18) і підкореневий вираз в (2.21) перетворюються в нуль, запишуться у вигляді:

$$1) \quad p = 1 + \frac{R}{R_H} = 0, \quad (2.34)$$

якщо $R_H = -R = R^{(-)}$.

$$2) \quad iP = \frac{1}{R_f C_1} + \frac{R}{L_1} = 0, \quad (2.35)$$

якщо $R_f = -\frac{L_1}{C_1 R} = \frac{L}{C_1 R^{(-)}}$.

$$3) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.36)$$

$$\text{якщо } R_i = \left[\frac{C_1 R}{L_1} \pm 2 \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} \right]^{-1} = \left[\frac{-C_1 R^{(-)}}{L_1} \pm 2 \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} \right]^{-1}.$$

Криві, описані виразами (2.34) і (2.36), зображені на рис. 2.17. Як і в попередньому випадку, вони ділять площину $R^{(-)}$; R_H на шість областей, у яких значення σ , p і $\sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p}$ розподіляються аналогічно тому, як зображено на рис. 2.15. Так, в області I

$$\sigma < 0; \quad p < 0; \quad \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > \frac{\sigma}{2};$$

в області II

$$\sigma > 0; \quad p < 0; \quad \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > \frac{\sigma}{2},$$

і т. д. Відмінність полягає в тому, що в даному випадку умові $\sigma < 0$ відповідає умова $R_H > L_1 / |R^{(-)}| C_1$, а умові $p < 0$ – умова $R_H < |R^{(-)}|$ і відповідно умові $p > 0$ відповідає $R_H > |R^{(-)}|$, а умові $\sigma > 0$, $R_H < L_1 / |R^{(-)}| \times C_1$.

Варто врахувати, що при виконанні умови $|R^{(-)}| > R_H$ навантажувальна пряма перетинає вольт-амперну характеристику в трьох точках, тобто можливі три стани рівноваги, а при $|R^{(-)}| < R_H$ – один стан (рис. 2.18).

З врахуванням цієї відмінності легко показати, що режими роботи R-негатрона S-типу, що відповідає областям I – VI, не відрізняються від режимів роботи R-негатрона N-типу в тих же областях, таким чином перемикання – області I і II, детектування (змішування, обмеження) з підсиленням – область III, підсилення – область IV, генерація синусоїдальних коливань – область V, генерація релаксаційних коливань – область VI.

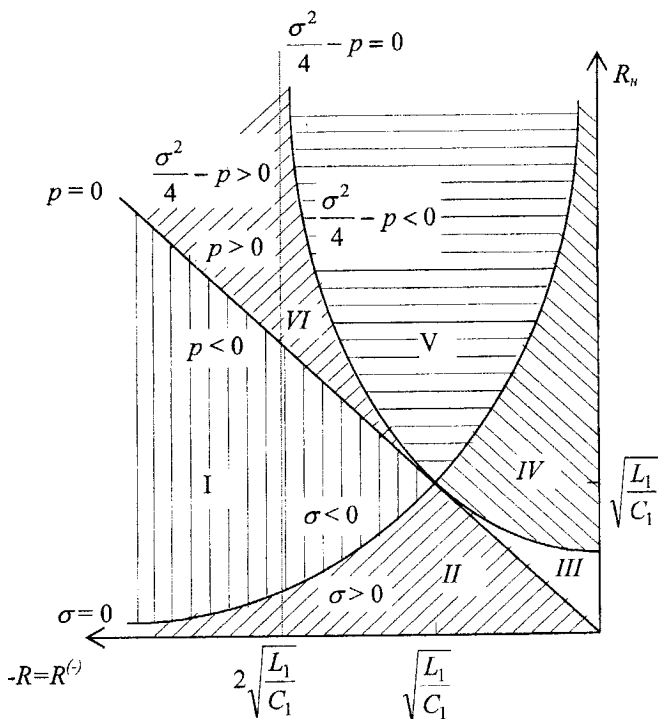


Рис. 2.17. Діаграма стійкості, що визначає режими роботи R-негатрона S-типу

Схема, зображена на рис. 2.16, буде абсолютно стійкою при одночасному виконанні умов

$$R_H > |R^{(-)}|; \quad (2.37)$$

$$R_H < \frac{L_1}{|R^{(-)}| C_1}. \quad (2.38)$$

Критерієм збудження R-негатрона S-типу в схемі генератора синусоїдальних коливань буде служити одночасне виконання умов

$$R_H > |R^{(-)}|,$$

$$R_i > \frac{L_1}{|R^{(-)}| C_1}.$$

Вираз (2.37) є умовою стійкості R-негатрона S-типу на постійному струмі, а (2.38) – на змінному струмі. Ці рівняння можна отримати шляхом дуального перетворення аналогічних умов (2.28) і (2.29) R-негатрона N-типу.

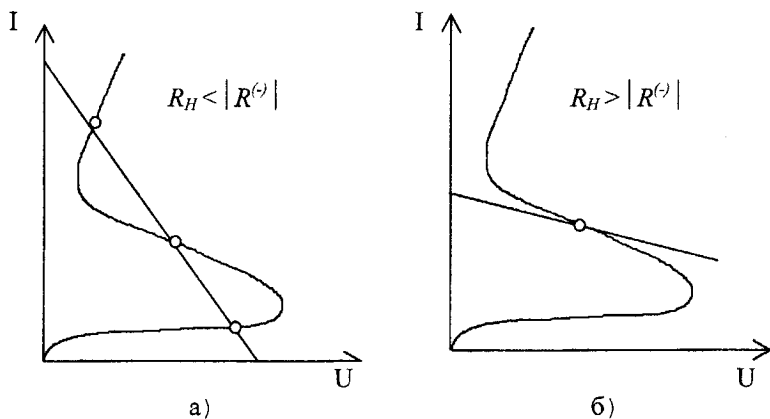


Рис. 2.18. Можливі стани рівноваги R-негатронів S-типу

Результати розглянутого вище аналізу зведені в табл. 2.1.

Умови стійкості і режими роботи R-негатронів

Область	R-негатрони N-типу			R-негатрони S-типу			Режим роботи
	p	σ	$\frac{\sigma^2}{4} - p$	p	σ	$\frac{\sigma^2}{4} - p$	
I	<0 $R_H > R^{(-)} $	<0 $R_H < \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	$\frac{\sigma^2}{4} - p$ $> \frac{\sigma^2}{4}$	<0 $R_H < R^{(-)} $	<0 $R_H > \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	$\frac{\sigma^2}{4} - p$ $> \frac{\sigma^2}{4}$	Переклочення
II	<0 $R_H > R^{(-)} $	>0 $R_H > \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	$\frac{\sigma^2}{4}$ $> \frac{\sigma^2}{4}$	<0 $R_H < R^{(-)} $	>0 $R_H < \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	$\frac{\sigma^2}{4}$ $> \frac{\sigma^2}{4}$	Переклочення
III	>0 $R_H < R^{(-)} $	>0 $R_H > \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	>0	>0 $R_H > R^{(-)} $	>0 $R_H < \frac{L_1}{ R^{(-)} }$	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Дефектування (перетворення, змішання) з посиленням

Продовження табл. 2.1

Область	R-негатрони N-типу			R-негатрони S-типу			Режим роботи
	p	σ	$\frac{\sigma^2}{4} - p$	p	σ	$\frac{\sigma^2}{4} - p$	
IV	>0 $R_H < R^{(-)} $	>0 $R_H > \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	<0	>0 $R_H > R^{(-)} $	>0 $R_H < \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	<0	Посилена
V	>0 $R_H < R^{(-)} $	<0 $R_H < \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	<0	>0 $R_H > R^{(-)} $	<0 $R_H > \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	<0	Генерація синусоїдальних коливань
VI	>0 $R_H < R^{(-)} $	<0 $R_H < \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	>0 $R_H > R^{(-)} $	<0 $R_H > \frac{L_1}{ R^{(-)} C_1}$	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Генерація релаксаційних коливань

2.2. Теорія кіл з С-НЕГАТРОНАМИ

2.2.1. Визначення С – негатрона

У радіоелектронних пристроях в якості найбільш поширених компонентів застосовуються конденсатори, в електричному полі яких відбувається накопичення енергії. Ідеальний ємнісний нагромаджувач не повинен витрачати активну потужність, тобто опір втрат у ньому повинен бути відсутнім. Як відомо, в ідеальному ємнісному нагромаджувачеві заряд q , що накопичується, пропорційний напрузі на елементі (рис 2.19а):

$$q = CU. \quad (2.39)$$

З (2.39) визначаємо струм, що протікає через ємність:

$$i = \frac{dq}{dt} = C \frac{dU}{dt} + U \frac{dC}{dt}. \quad (2.40)$$

Для параметричної ($C = C(t)dC(t)/dt \neq 0$) і нелінійної ($C = C(U)$) ємностей другий доданок у (2.40) відмінний від нуля.

Якщо ємнісний елемент лінійний і має постійні параметри $C = const$, $dC/dt = 0$, то (2.40) спрощується:

$$i = C \frac{dU}{dt}. \quad (2.41)$$

Після переходу в (2.41) до символічних зображень струму і напруги, отримаємо

$$I_m \exp(j\omega t) = C d[U_m \exp(j\omega t)] / dt,$$

$$U_m = Z_C I_m,$$

$$\text{де } Z_C = jX_C = \frac{1}{j\omega C} = \frac{-j}{\omega C}, \quad \varphi_C = \arg Z_C = -\frac{\pi}{2}. \quad (2.42)$$

Таким чином, опір ємнісного елемента є чисто реактивним, як і повинно бути при накопиченні в елементі реактивної потужності. Потужність P і енергія N_{max} , що запасуються в електричному полі конденсатора, визначаються за співвідношеннями

$$P = -\frac{U_m^2}{2\omega C}, \quad N_{\max} = (1/2)CU_m^2.$$

Максимальна енергія відповідає моменту часу, коли напруга на конденсаторі досягає максимуму, тобто приймає амплітудне значення. Як видно з (2.42), струм у ємнісному елементі випереджає по фазі напругу, а кут $\frac{\pi}{2}$ (рис. 2.19б). З ростом частоти ω і ємності C реактивний опір X_C зменшується, оскільки (при фіксованому значенні амплітуди напруги) зі збільшенням ємності збільшується заряд, а з ростом частоти зростає швидкість його переміщення. У колі збільшується заряд, що протікає за одиницю часу, що означає збільшення амплітуди струму $i = dq/dt$ і відповідне зменшення опору. На рис. 2.19в показана частотна залежність опору ємнісного елемента. Втрати енергії відбуваються в діелектрику конденсатора і залежать від напруженості поля в діелектрику (тобто визначаються напругою на конденсаторі). Отже, еквівалентна схема конденсатора з втратами повинна містити дисипативний елемент, до якого прикладена повна напруга конденсатора (див. рис. 2.19г). На опорі втрат R_C виділяється активна потужність

$$P_a = U_m^2 / 2R_C. \quad (2.43)$$

З (2.43) розраховуємо добротність Q_C і згасання d_c конденсатора з втратами

$$Q_C = \omega CR_C = \operatorname{tg} \varphi = \operatorname{ctg} \delta,$$

$$d_C = \frac{1}{Q_C} = \frac{1}{\omega CR_C} = \operatorname{ctg} \varphi = \operatorname{tg} \delta.$$

Кут δ є кутом втрат [6]. Це поняття часто використовується (замість добротності і згасання) для оцінки властивостей реального конденсатора. Крім наявності втрат, ємність реального конденсатора залежить у більшій або меншій мірі від прикладеної напруги і частоти. Тому на змінному струмі його варто характеризувати диференційною ємністю

$$C_{\sim} = \frac{dq}{dU}. \quad (2.44)$$

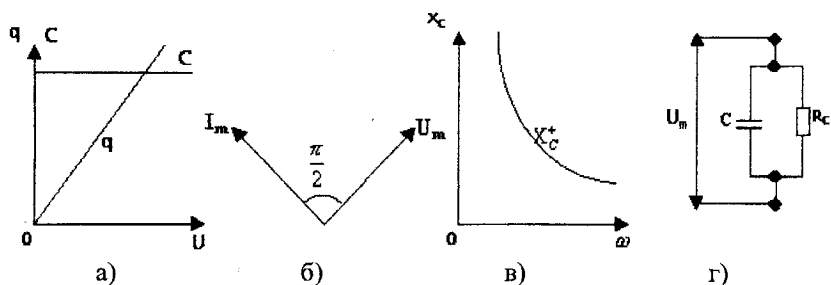


Рис. 2.19. Залежність від напруги ємності C і заряду q для ідеального конденсатора (а), його векторна діаграма (б) і частотна залежність реактивного опору (в), а також еквівалентна схема реального конденсатора з втратами (г)

Існує клас ємнісних елементів і їх схемотехнічних аналогів, у яких на кулон-вольтній характеристиці існує ділянка (а, б), де $C < 0$ (рис. 2.20). Тобто вони мають “негативну диференційну ємність”. Такі елементи отримали назву C -негатронів. Вони також як і R -негатрони можуть мати кулон-вольтну характеристику N - і S -типу (рис. 2.20).

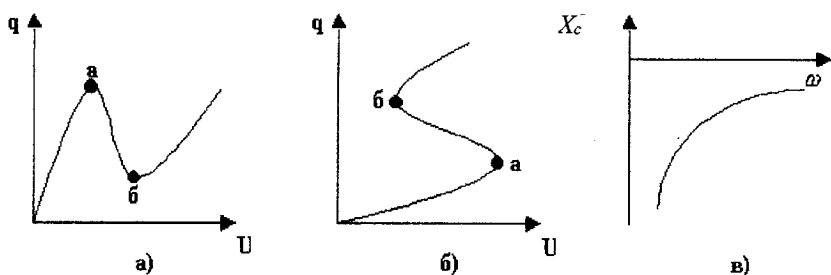


Рис. 2.20. Кулон-вольтні характеристики N - (а) і S - (б) типу і частотна залежність реактивного опору C -негатрона

Ємнісний опір такого негатрона також негативний $X_C^{(-)} = 1/\omega C^{(-)} < 0$ і його модуль зменшується з ростом частоти (рис. 2.20в).

Таким чином, для C -негатрона повинні виконуватися умови:
- для статичного C -негатрона

$$C^{(-)} = \frac{dq}{dU} < 0, \quad X_C = \frac{1}{\omega C^{(-)}} < 0, \quad \frac{dX_C}{d\omega} > 0,$$

- для динамічного С-негатрона

$$X_C = \frac{1}{\omega C^{(-)}} < 0, \quad \frac{dX_C}{d\omega} > 0.$$

2.2.2. Енергетичні властивості С-негатронів

Вигляд кулон-вольтної характеристики С-негатрона визначає його енергетичні властивості. Як видно з графіків (рис. 2.20), для С-негатрона N-типу заряд q є однозначною функцією напруги U , тобто С-негатрон N-типу варто віднести до елемента, що керується напругою. Для С-негатрона S-типу, навпаки, напруга U є однозначною функцією заряду q , тобто його доцільно віднести до елемента, що керується зарядом.

Розглянемо, як впливає вигляд кулон-вольтної характеристики С-негатрона на його енергетичні властивості.

Використовуючи кусково-лінійну апроксимацію (рис. 2.21а), кулон-вольтну характеристику С-негатрона N-типу представимо в такій аналітичній формі [7]:

$$q(U) = \left\{ \begin{array}{l} k_1 U, \text{ при } U < U_{II}; \\ -k_2 U + (k_2 U_{II} + q_{II}), \text{ при } U_{II} \leq U \leq U_B; \\ k_3 U - (k_3 U_B - q_B), \text{ при } U > U_B, \end{array} \right\}, \quad (2.45)$$

де k_1, k_2 і k_3 – модулі кутових коефіцієнтів прямих, що апроксимують кулон-вольтну характеристику С-негатрона N-типу, відповідно на відрізках 1, 2 і 3; q_{II} – піковий заряд, тобто заряд максимуму кулон-вольтної характеристики N-типу; q_B – заряд западини, тобто заряд у точці мінімуму кулон-вольтної характеристики N-типу; U_{II} – пікова напруга, тобто напруга, що відповідає піковому заряду q_{II} ;

U_B – напруга западини, тобто напруга, що відповідає заряду западини q_B .

Враховуючи те, що диференціальна ємність С-негатрона $C_{\sim} = dq/dU$ та продиференціювавши (3.7), одержимо

$$C_{\sim} = \left\{ \begin{array}{l} k_1, \text{ при } U < U_{II}; \\ -k_2, \text{ при } U_{II} < U < U_B; \\ k_3, \text{ при } U > U_B \end{array} \right\}. \quad (2.46)$$

Виходячи з (2.46), залежність диференційної смності С-негатрона N-типу від напруги має вигляд, представлений на рис. 2.21б. В інтервалі значень напруг (U_n , U_B) диференційна смність даного елемента негативна.

Енергія смності визначається за формулою [6]

$$W_C = \int_0^q U dq. \quad (2.47)$$

Із врахуванням (3.10), проінтегрувавши (3.7), отримуємо

$$W_C = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} k_1 U^2, \text{ при } U < U_{II}; \\ -\frac{1}{2} k_2 U^2 + \frac{1}{2} U_{II}^2 (k_1 + k_2), \text{ при } U_{II} \leq U \leq U_B; \\ \frac{1}{2} k_3 U^2 - \frac{1}{2} U_{II}^2 (k_1 + k_2) - \frac{1}{2} U_B^2 (k_1 + k_2), \text{ при } U > U_B. \end{array} \right\} \quad (2.48)$$

Виходячи з (2.48), залежність енергії С-негатрона N-типу від напруги матиме вигляд, представлений на рис. 2.21в. Із графіка випливає, що в інтервалі значень напруги (U_n , U_B), енергія С-негатрона N-типу зменшується і може стати негативною якщо виконана умова

$$k_2(U_B^2 - U_{II}^2) > k_1 U_{II}^2. \quad (2.49)$$

Для С-негатрона S-типу, його кулон-вольтна характеристика може бути апроксимована виразом

$$U(q) = \left\{ \begin{array}{l} k_1 q, \text{ при } q < q_{II}; \\ -k_2 q + (k_2 q_{II} + U_{II}), \text{ при } q_{II} \leq q \leq q_B; \\ k_3 q - (k_3 q_B - U_B), \text{ при } q > q_B. \end{array} \right\}. \quad (2.50)$$

Враховуючи те, що $dU/dq = 1/C_{-}$, після диференціювання (2.50), маємо

$$\frac{1}{C_{-}} = \left\{ \begin{array}{l} k_1, \text{ при } q < q_{II}; \\ -k_2, \text{ при } q_{II} < q < q_B; \\ k_3, \text{ при } q > q_B. \end{array} \right\} \quad (2.51)$$

Виходячи з (2.51), залежність $\frac{1}{C_{-}}$ від заряду має вигляд, зображений на рис. 2.22б. В інтервалі значень (q_n , q_B) диференційна смність С-негатрона S-типу негативна.

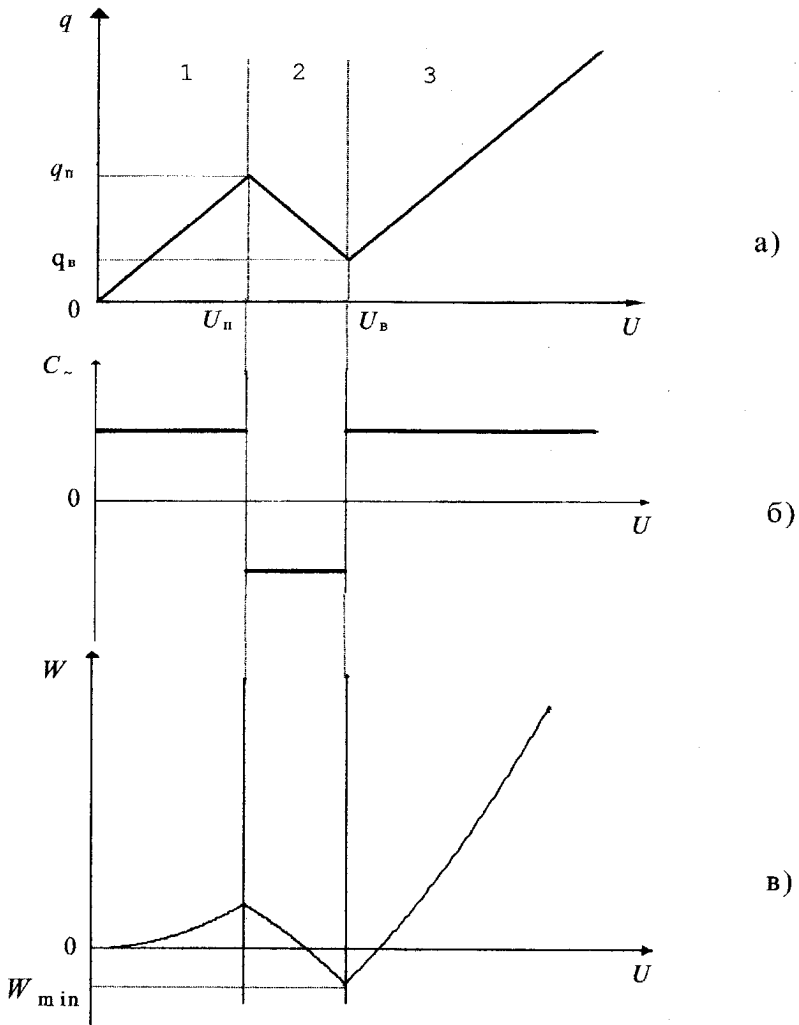


Рис. 2.21. Апроксимація кулон-вольтної характеристики (а), залежність диференційної ємності (б) і енергії (в) С-негатрона N-типу від напруги U

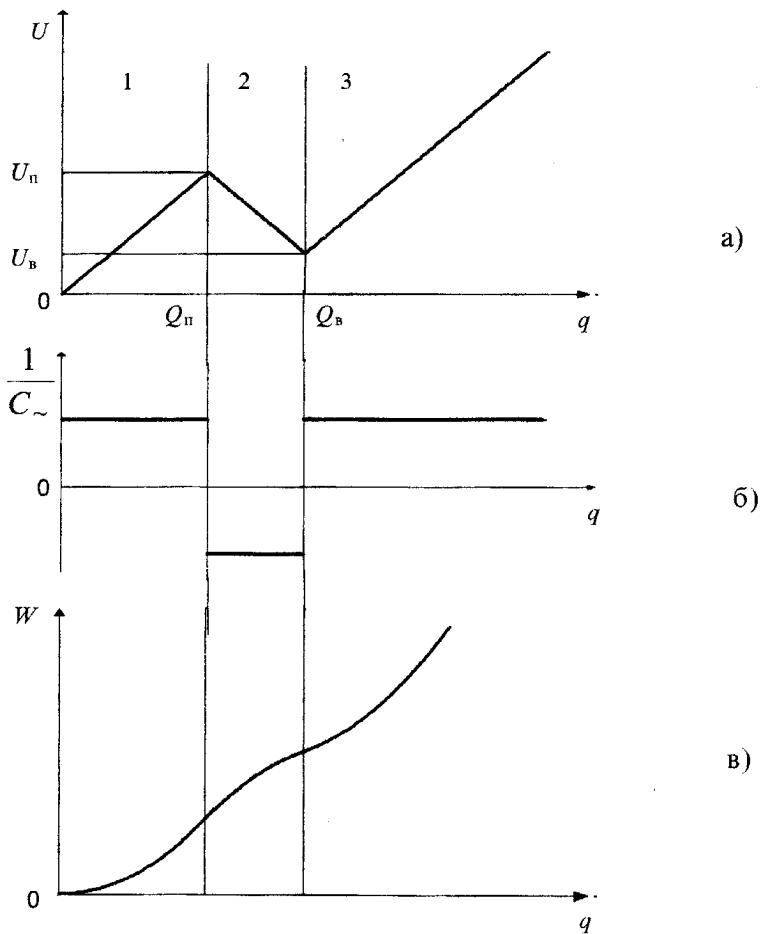


Рис. 2.22. Апроксимація кулон-вольтної характеристики (а), залежність зворотної величини диференційної ємності (б) і енергії (в) С-негатрона S-типу від заряду q

Пройнтегрувавши (2.50) з врахуванням (2.47), отримуємо аналітичні вирази для енергії С-негатрона S-типу:

$$W = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} k_1 q^2, \text{ при } q < q_{II}; \\ -\frac{1}{2} k_2 q^2 + (k_2 q_{II} + U_{II}) q + \frac{1}{2} k_1 q_{II}^2 - \frac{1}{2} k_2 q_{II}^2 - q_{II} U_{II}, \text{ при } q_{II} \leq q \leq q_{IV}; \\ \frac{1}{2} k_3 q^2 - (k_3 q_{IV} - U_{IV}) q + q_{IV} \left(\frac{1}{2} k_3 q_{IV} - U_{IV} - \frac{1}{2} k_2 q_{IV} + U_{II} \right) + \\ + q_{II} (q_{IV} k_2 + \frac{1}{2} k_1 q_{II} - \frac{1}{2} k_2 q_{II} - U_{II}), \text{ при } q > q_{IV}. \end{array} \right.$$

З врахуванням геометричної інтерпретації інтегралу, із рис. 2.22а бачимо, що енергія С-негатрона S-типу позитивна і збільшується на всьому проміжку значень заряду q . Виходячи з цього, можна зробити висновок, що С-негатрон S-типу є пасивним елементом кола, на відміну від С-негатрона N-типу, що за виконання умови (2.49) є активним елементом.

2.2.3. Види годографів і допоміжні елементи Баркгаузена для С-негатронів

Аналіз енергетичних властивостей С-негатронів, проведений у попередньому параграфі показав, що в залежності від виду кулон-вольтної характеристики він може бути активним або ж пасивним приладом.

У випадку С-негатрона з N-подібною характеристикою (рис.2.20а), відповідно до закону причинності, струм (наслідок) залежить від напруги (причина). Оскільки напруга випереджає струм, то фазовий кут негативної ємності позитивний і дорівнює 90° (рис.2.23а).

Із ростом частоти, годограф повного опору такого негатрона переходить у другий квадрант комплексної площини. Такий же напрямок переміщення годографа має електричне коло, що складається з послідовно з'єднаних негативної ємності ($C^{(-)}$) і негативного активного опору ($R^{(-)}$). Повний опір такого кола буде дорівнювати $Z_{CN}^{(-)} = 1/pC^{(-)} + R^{(-)}$.

Для С-негатрона S-типу керованого струмом (причина), напруга (наслідок) відстає від струму на 90° . Тому при зростанні частоти годограф його повного опору на комплексній площині відхиляється від позитивної уявної осі і має позитивну дійсну складову, переміщуючи в перший квадрант комплексної площини. Така зміна годографа обумовлена законом причинності і його можна відтворити колом, що складається з послідовного з'єднання негативної ємності

(-C) і позитивного активного опору (R). Повний опір такого кола буде дорівнювати $Z_{CS}^{(-)} = 1/pC^{(-)} + R$.

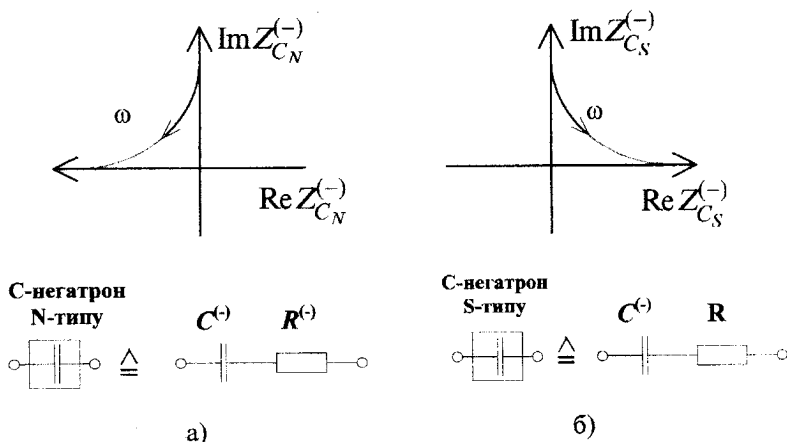


Рис. 2.23. Напрямок годографів і схеми заміщення для С-негатрона N-типу (а) і С-негатрона S-типу (б)

Отже, С-негатрони S-типу керуються струмом, є пасивними приладами і їх узагальнена еквівалентна схема являє собою послідовне з'єднання негативної ємності і позитивного активного опору. С-негатрони N-типу керуються напругою, являються активними приладами і їхня узагальнена еквівалентна схема являє собою послідовне з'єднання негативної ємності і негативного активного опору.

2.2.4. Стійкість електричних кіл із С-негатронами

Наявність негативної ємності в С-негатронів ставить задачу визначення умов стійкості електронних схем на їхній основі. Задача вивчення стійкості С-негатрона без наявності інших додаткових елементів кола немає сенсу. Проблема стійкості виникає тільки тоді, коли С-негатрон працює разом із зовнішнім колом. У цьому випадку необхідно з'ясувати при яких опорах навантаження коло із С-негатроном залишається стійким. Аналіз стійкості кола, що містить С-негатрон, проведемо шляхом визначення коренів характеристичного рівняння кола [16].

2.2.4.1. Стійкість електричного кола з С-негатронами N-типу

У випадку використання С-негатрона N-типу, його найпростішу еквівалентну схему з врахуванням навантаження представимо у вигляді рис. 2.24.

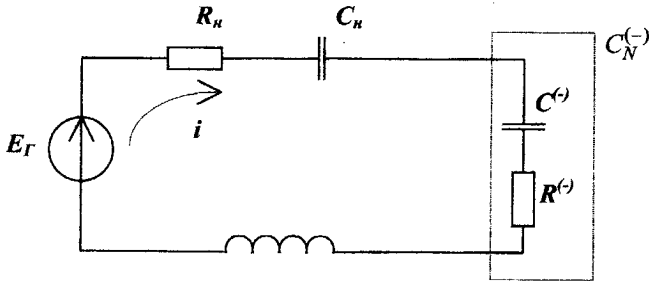


Рис.2.24. Еквівалентна схема навантаженого С-негатрона N-типу. R_n - загальний активний опір навантаження і внутрішнього опору джерела живлення; C_n - ємність навантаження; L - сумарна індуктивність навантаження С-негатрона; $C^{(-)}$ - негативна диференціальна ємність С-негатрона; $R^{(-)}$ - негативний диференціальний активний опір С-негатрона N-типу

Схема, представлена на рис. 2.24, описується такими рівняннями Кірхгофа:

$$E_G = iR + u_C + L \frac{di}{dt}, \quad (2.52)$$

де

$$R = R_n + R^{(-)}, \quad (2.53)$$

$$u_C = u_{C_n} + u_{C^{(-)}},$$

$$i = C \frac{du_C}{dt}, \quad (2.54)$$

$$C = \frac{C_n \cdot C^{(-)}}{C_n + C^{(-)}}. \quad (2.55)$$

З врахуванням (2.53) – (2.55), рівняння (2.52) запишемо в такому вигляді:

$$\frac{d^2 u_C}{dt^2} + \frac{R_n + R^{(-)}}{L} \frac{du_C}{dt} + \frac{u_C}{L \frac{C_n \cdot C^{(-)}}{C_n + C^{(-)}}} = \frac{E_G}{L \frac{C_n \cdot C^{(-)}}{C_n + C^{(-)}}}. \quad (2.56)$$

Взявши до уваги (2.56) робимо припущення, що $C^{(+)}$ і $R^{(-)}$ є лінійними елементами, що є справедливим для малого сигналу.

У цьому випадку характеристичне рівняння для (2.56) має вигляд:

$$\lambda^2 + \sigma\lambda + p = 0, \quad (2.57)$$

де

$$\sigma = \frac{R + R^{(-)}}{L}, \quad (2.58)$$

$$p = \frac{C_n + C^{(-)}}{LC_n C^{(-)}}, \quad (2.59)$$

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p}, \quad (2.60)$$

$\lambda_{1,2}$ - корені характеристичного рівняння.

Розв'язок неоднорідного диференційного рівняння (2.56) буде мати вигляд

$$u_C = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t} + E_\Gamma. \quad (2.61)$$

Напруга на негативній ємності $C^{(-)}$

$$u_{C^{(-)}} = \frac{u_C C_n}{C^{(-)} + C_n}.$$

Для аналізу стійкості схеми, зображеної на рис. 2.24, необхідно визначити стани рівноваги і їх стійкість. У стані рівноваги фазові швидкості струму і напруги дорівнюють нулю, тобто

$$\frac{di}{dt} = 0, \text{ і } \frac{du}{dt} = 0. \quad (2.62)$$

Підставивши в (2.52) вираз (2.62) отримуємо

$$E_\Gamma = u_C \text{ або } u_{C^{(-)}} = E_\Gamma - u_{C_n}.$$

Оскільки $u_{C_n} = \frac{q_{C_n}}{C_n}$ і при послідовному з'єднанні конденсаторів їхні заряди рівні, тобто $q_{C^{(-)}} = q_{C_n}$, то рівняння навантажувальної прямої запишеться у вигляді

$$q(u) = (E_\Gamma - u)C_n.$$

Таким чином, стани рівноваги є точками перетину кулон-вольтової характеристики С-негатрона N-типу з прямою навантаження. Таких точок перетину може бути або одна, або три (рис. 2.25). У

випадку, якщо $|C^{(-)}| > C_n$, навантажувальна пряма (рис. 2.25а) перетинає кулон-вольтну характеристику в трьох точках (три стани рівноваги). Якщо $|C^{(-)}| < C_n$, то існує тільки один стан рівноваги (рис. 2.25б).

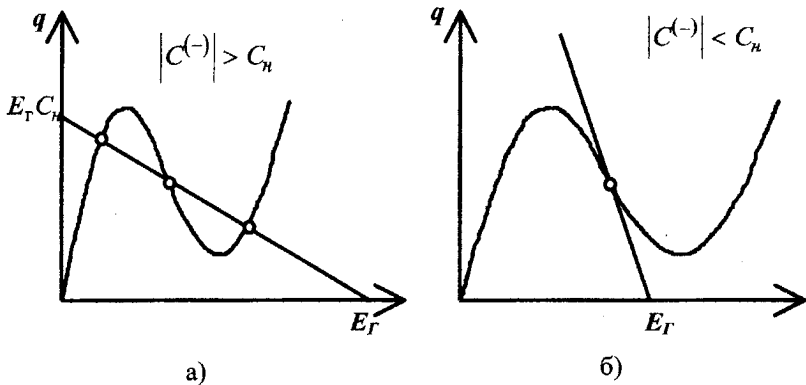


Рис. 2.25. Можливі стани рівноваги С-негатронів N-типу

Про стійкість у цих точках можна судити за коренями характеристичного рівняння λ_1 і λ_2 . Якщо λ_1 і λ_2 дійсні, то з (2.61) видно, що при $\lambda_{1,2} < 0$ будь-яке початкове відхилення в системі буде згасати за експоненціальним законом, а при $\lambda_{1,2} > 0$ - зростають. Якщо корені характеристичного рівняння - комплексні величини ($\lambda_{1,2} = a + jb$), то в системі можливі синусоїдальні коливання, причому при $a > 0$ коливання, що виникли, будуть наростати, а при $a < 0$ - згасати.

Отже, стан системи буде стійким, якщо дійсні частини коренів характеристичного рівняння (2.57) будуть негативними. Для цього за теоремою Рауса-Гурвіца для систем другого порядку досить, щоб виконувалися одночасно дві умови [5]:

$$\sigma > 0; \quad p > 0. \quad (2.63)$$

Коефіцієнти σ і p залежать від параметрів схеми. З (2.58) і (2.59) видно, що для постійного L виконання чи невиконання умов (2.59) залежить від R_n , C_n , $R^{(-)}$ і $C^{(-)}$. Диференціальна негативна ємність $C^{(-)}$ і активний негативний опір $R^{(-)}$ С-негатрона змінюються зі зміною напруги зміщення. Тому при зміні опору і ємності навантаження або напруги зміщення С-негатрона N-типу змінюється режим роботи схеми. Ми розглядатимемо тільки інтервал напруг зміщення, у якому диференціальна ємність і активний опір С-негатрона негативні ($C^{(-)} < 0$, $R^{(-)} <$

0), тобто тільки стани рівноваги на ділянці негативної ємності кулон-вольтної характеристики С-негатрона N-типу.

Розглянемо стани рівноваги схеми при різних співвідношеннях σ і p , тобто в залежності від співвідношення величин C_H , R_H , $C^{(-)}$, $R^{(-)}$. З виразів (2.57) – (2.59) видно, що можна записати чотири граничних умови, при яких рівняння, що складаються, (2.57) і підкореневий вираз в (2.60) перетворюються в нуль:

$$1) \quad p = \frac{C_H + C^{(-)}}{LC_H C^{(-)}} = 0, \quad (2.64)$$

якщо $C_H = -C^{(-)}$.

$$2) \quad \sigma = \frac{R_H + R^{(-)}}{L}, \quad (2.65)$$

якщо $R_H = -R^{(-)}$.

$$3) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.66)$$

якщо
$$C_H = \frac{4L}{(R_H + R^{(-)})^2 - 4L/C^{(-)}}.$$

$$4) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.67)$$

якщо
$$R_{H,1,2} = -R^{(-)} \pm 2\sqrt{\frac{L(C_H + C^{(-)})}{C_H C^{(-)}}}. \quad (2.68)$$

Для граничних умов (2.66) і (2.67) існує розв'язок тільки для випадку, коли $p \geq 0$.

Оскільки виконання чи невиконання умов стійкості (2.63) залежить від співвідношення двох пар параметрів: C_H , $C^{(-)}$ і R_H , $R^{(-)}$, то діаграми стійкості будуть відображені також на двох площинах параметрів.

На графіку з осями координат C_H і $C^{(-)}$, рівнянню (2.64) відповідає пряма, що виходить з початку координат під кутом 45° , рівнянню (2.66) – гіпербола, що проходить через початок координат (рис. 2.26а).

На графіках з осями координат R_H і $R^{(-)}$ рівнянню (2.65) відповідає пряма, що виходить з початку координат під кутом 45°

(рис. 2.266, в), рівнянню (2.67) – дві прямі, що виходять під кутом 45° із точок

$$(0; 2\sqrt{\frac{I(C_n + C^{(-)})}{C_n C^{(-)}}}) \text{ і } (-2\sqrt{\frac{I(C_n + C^{(-)})}{C_n C^{(-)}}}; 0) \text{ (рис. 2.26в).}$$

Для співвідношення величин R_n і $R^{(-)}$ можливі два випадки:

1) При $p < 0$, що дійсно при $|C^{(-)}| < C$, підкореневий вираз в (2.60)

$(\frac{\sigma^2}{4} - p)$ завжди більший нуля, при цьому гранична умова (4) розв'язку

не має. Цей випадок зображений на рис. 2.266.

2) При $p > 0$, що справедливо при $|C^{(-)}| > C$, гранична умова (4) має розв'язок (2.68). Даний випадок відтворений на рис. 2.26 в.

Області *I* на площині параметрів $C^{(-)} C_n$ відповідає дві області на площині параметрів $R^{(-)} R_n$ – *Ia* і *Iб*. Області *II* на площині параметрів $C^{(-)} C_n$ відповідає дві області (*IIa* і *IIб*) на площині параметрів $R^{(-)} R_n$. Області *III* на площині параметрів $C^{(-)} C_n$ відповідає дві області (*IIIa* і *IIIб*) на площині параметрів $R^{(-)} R_n$.

Таким чином, на діаграмі стійкості *C*-негатрона *N*-типу (рис.2.26) існує шість різних областей (*Ia*, *Iб*, *IIa*, *IIб*, *IIIa*, *IIIб*), що визначають режим роботи *C*-негатрона.

Область Ia

$$\sigma > 0 \text{ або } R_n > |R^{(-)}|,$$

$$p < 0 \text{ або } C_n > |C^{(-)}|,$$

$$\sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > \frac{\sigma}{2}.$$

Корені характеристичного рівняння λ_1 і λ_2 – дійсні числа, причому $\lambda_1 > 0$, а $\lambda_2 < 0$. Отже, перший член рівняння (2.61) буде зростати за експоненційним законом, а другий – зменшуватиметься. Оскільки в цій області $C_n > |C^{(-)}|$, то можливий тільки один стан рівноваги (див. рис. 2.25). Оскільки один з коренів характеристичного рівняння позитивний, то єдиний стан рівноваги буде нестійким. Схема буде працювати в режимі генерації релаксаційних коливань.

Область Iб

$$\sigma < 0 \text{ або } R_n < |R^{(-)}|,$$

$$p < 0 \text{ або } C_n > |C^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p > 0.$$

Корені характеристичного рівняння λ_1 і λ_2 – дійсні числа, причому $\lambda_1 > 0$, а $\lambda_2 < 0$. Отже, перший член рівняння (2.61) буде зростати за експоненціальним законом, а другий – зменшуватиметься. Оскільки в цій області $C_n > |C^{(-)}|$, то можливий тільки один стан рівноваги. Враховуючи те, що один з коренів характеристичного рівняння позитивний, то єдиний стан рівноваги буде нестійким. Схема буде працювати в режимі генерації релаксаційних коливань.

Область Па

$$\sigma > 0 \text{ або } R_n > |R^{(-)}|,$$

$$p > 0 \text{ або } C_n < |C^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p > 0.$$

Корені характеристичного рівняння λ_1 і λ_2 – дійсні і негативні числа. Обидва експонентних члена рівняння (2.61) зменшуються в часі. Оскільки $C_n < |C^{(-)}|$, то можливі три стани рівноваги, причому на ділянці негативної ємності стан рівноваги стійкий. Схема може працювати в якості нелінійного елемента (детектора, перетворювача, змішувача, обмежувача) з підсиленням.

Область Пб

$$\sigma < 0 \text{ або } C_n < |C^{(-)}|,$$

$$p > 0 \text{ або } C_n < |C^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p > 0.$$

Корені λ_1 і λ_2 – дійсні позитивні числа. Два перших члени рівняння (2.61) зростають у часі за експоненціальним законом. Оскільки $C_n < |C^{(-)}|$, то можливі три стани рівноваги, причому стан рівноваги на ділянці негативної ємності є нестійким. Два інших стани рівноваги будуть стійкими, тому що в них $C^{(-)} > 0$ і обидва коефіцієнти σ і p позитивні. Таким чином, в області Пб схема працюватиме в режимі перемикання.

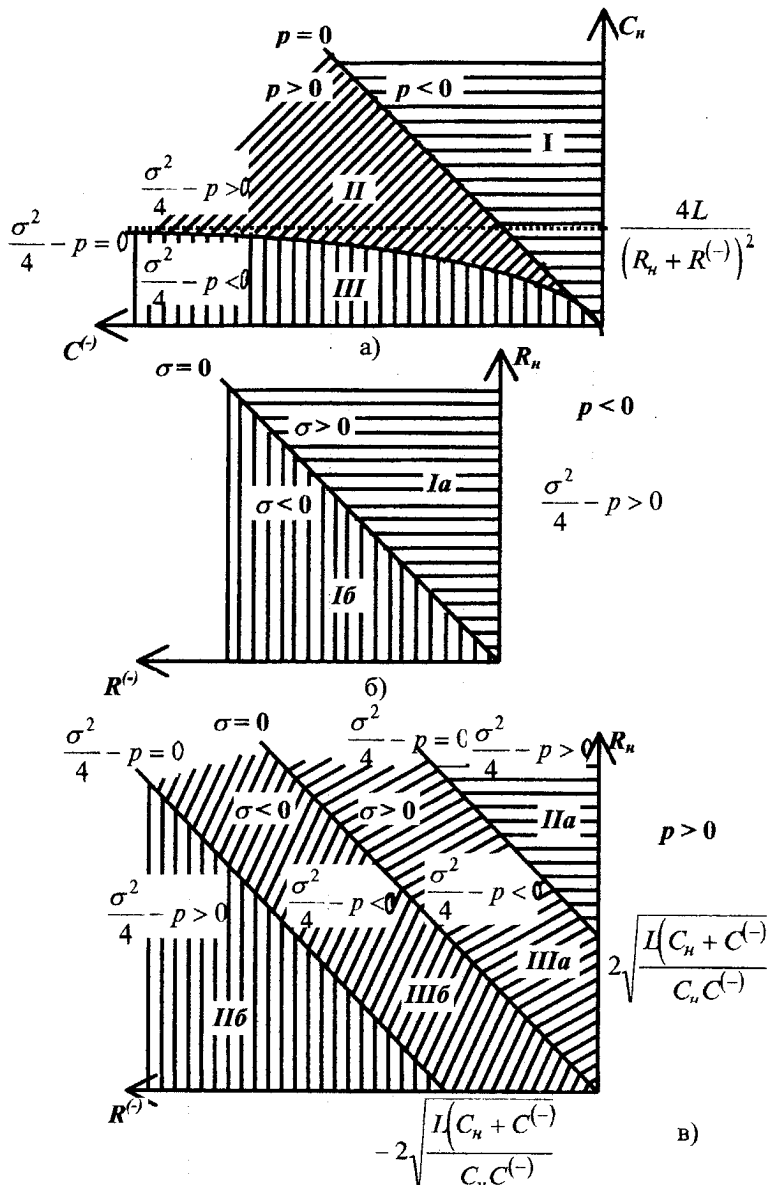


Рис. 2.26. Діаграми стійкості, що визначають режим роботи C-негатрона N-типу

Область IIIa

$$\begin{aligned}\sigma > 0 \text{ або } R_n > |R^{(-)}|, \\ p > 0 \text{ або } C_n < |C^{(-)}|, \\ \frac{\sigma^2}{4} - p < 0.\end{aligned}$$

Корені λ_1 і λ_2 – комплексні числа з негативною дійсною частиною. Отже, відповідно до (2.61), у системі матиме місце коливальний процес, що згасає за експоненціальним законом. Оскільки $C_n < |C^{(-)}|$, то можливі три стани рівноваги, причому стан рівноваги на ділянці негативної ємності нестійкий. Схема працюватиме в режимі підсилення.

Область IIIб

$$\begin{aligned}\sigma < 0 \text{ або } R_n < |R^{(-)}|, \\ p > 0 \text{ або } C_n < |C^{(-)}|, \\ \frac{\sigma^2}{4} - p < 0.\end{aligned}$$

Корені λ_1 і λ_2 – комплексні числа з позитивною дійсною частиною. Отже, два перших члени в рівнянні (2.61) описують періодичний процес, амплітуда якого зростає за експоненціальним законом. Оскільки $C_n < |C^{(-)}|$, то можливі три стани рівноваги, причому стан рівноваги на ділянці негативної ємності є нестійким. Схема працюватиме в режимі перемикання.

Таким чином, режим роботи схеми з С-негатроном N-типу залежить від ємності й активного опору навантаження, величини негативної ємності і негативного активного опору негатрона. Вибираючи відповідним чином ємність і активний опір навантаження і напругу зміщення, що визначає величину $C^{(-)}$ і $R^{(-)}$, можна отримати кожний з наступних режимів роботи:

- а) генерація релаксаційних коливань – області Ia і Ib;
- б) детектування (змішування, обмеження) з підсиленням – область IIa;
- в) перемикання – області IIб і IIIб;
- г) підсилення – область IIIa.

З наведеного вище аналізу стійкості випливає, що схема буде абсолютно стійкою при одночасному виконанні умов

$$C_n < |C^{(-)}|, \quad (2.69)$$

$$R_n > |R^{(-)}|. \quad (2.70)$$

При невиконанні умови (2.69), незалежно від того, виконується чи не виконується умова (2.70), схема працюватиме в режимі генерації релаксаційних коливань.

При виконанні умови (2.69) і невиконанні умови (2.70), схема буде працювати в режимі перемикання.

У схемі можуть виникнути синусоїдальні коливання тільки на резонансній частоті навантаженого С-негатрона N-типу, якщо при цьому дійсна частина повного опору буде меншою або дорівнюватиме нулю.

Повний опір схеми, зображеної на рис. 2.24, дорівнює:

$$Z = R_n + R^{(-)} + j\omega L - j \frac{1}{\omega \frac{C_n C^{(-)}}{C_n + C^{(-)}}}.$$

При

$$\omega L - \frac{C_n + C^{(-)}}{\omega C_n C^{(-)}} = 0 \quad (2.71)$$

у схемі настає резонанс.

Виконання умови (2.71) можливе тільки, якщо $C_n < |C^{(-)}|$. При цьому резонансна частота дорівнює

$$\omega_p = \sqrt{\frac{C_n + C^{(-)}}{LC_n C^{(-)}}}.$$

На даній частоті в схемі виникнуть синусоїдальні коливання, якщо дійсна частина повного опору буде меншою або дорівнюватиме нулю:

$$R_n + R^{(-)} \leq 0 \text{ або } R_n \leq |R^{(-)}|.$$

Зважаючи на те, що при цьому існує три стани рівноваги ($C_n < |C^{(-)}|$), і при $R_n < |R^{(-)}|$ стан рівноваги на ділянці негативної ємності нестійкий, та схема буде працювати в режимі перемикання (області

IIб і IIIб). При $R_n = |R^{(-)}|$ схема знаходиться на границі стійкості, і в схемі можуть існувати незатухаючі гармонічні коливання. При $R_n > |R^{(-)}|$ ці коливання будуть згасати (область IIа).

2.2.4.2. Стійкість електричного кола з С-негатронами S-типу

У випадку використання С-негатрона S-типу, його найпростішу еквівалентну схему з врахуванням навантаження представимо у вигляді рис. 2.27

Схема на рис. 2.27 описується таким характеристичним рівнянням, знайденим операторним методом:

$$\frac{1}{\frac{1}{pC_n} + pL + R_n} + \frac{1}{\frac{1}{pC^{(-)}} + R} = 0. \quad (2.72)$$

При виведенні (2.72) зроблено припущення, що $C^{(-)}$ і R є лінійними елементами, що справджується для малого сигналу.

Після перетворення (2.72) маємо:

$$p^2 + p \frac{R + R_n}{L} + \frac{C_n + C^{(-)}}{C_n C^{(-)} L} = 0.$$

Запишемо дане характеристичне рівняння у формі

$$\lambda^2 + \sigma\lambda + p = 0, \quad (2.73)$$

де

$$\sigma = \frac{R + R_n}{L}, \quad (2.74)$$

$$p = \frac{C_n + C^{(-)}}{L C_n C^{(-)}}, \quad (2.75)$$

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p}, \quad (2.76)$$

$\lambda_{1,2}$ – корені характеристичного рівняння.

Розв'язок (2.73) будемо шукати у вигляді

$$i_{C^{(-)}} = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t}. \quad (2.77)$$

Для аналізу стійкості схеми, зображеної на рис. 2.27, необхідно визначити стани рівноваги і їхню стійкість. У стані рівноваги фазові швидкості дорівнюють нулю, тобто

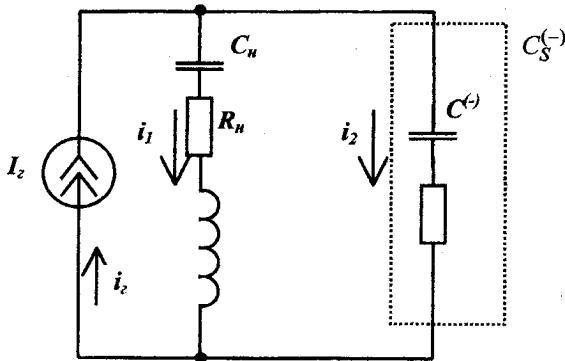


Рис. 2.27. Еквівалентна схема навантаженого С-негатрона S-типу.

C_n – ємність навантаження; R_n – загальний активний опір навантаження і внутрішнього опору джерела живлення; L – сумарна індуктивність навантаження і С-негатрона; $C^{(-)}$ – негативна диференційна ємність С-негатрона; R – активний диференційний опір С-негатрона S-типу

$$\frac{di}{dt} = 0 \quad \text{і} \quad \frac{du}{dt} = 0. \quad (2.78)$$

Схема на рис. 2.27 описується такими рівняннями Кірхгофа:

$$\begin{aligned} u_{C_n} + i_1 R + L \frac{di_1}{dt} &= u_{C^{(-)}} + i_2 R; \\ i_1 + i_2 &= i_{C_n}, \end{aligned} \quad (2.79)$$

де $i_1 = C_n \frac{du_{C_n}}{dt}$;

$$i_2 = C^{(-)} \frac{du_{C^{(-)}}}{dt}.$$

Підставивши в (2.79) умови рівноваги (2.78), маємо

$$u_{C_n} = u_{C^{(-)}}.$$

З врахуванням того, що $u_{C(-)} = \frac{q_{C_n}}{C}$, де q_{C_n} – заряд ємності навантаження, отримаємо рівняння навантажувальної прямої:

$$u_{C(-)}(q_{C(-)}) = \frac{Q_T - q_{C(-)}}{C_n},$$

де $q_{C(-)}$ – заряд С-негатрона; $Q_T = q_{C_n} + q_{C(-)}$ – сумарний заряд ємності навантаження і С-негатрона (заряд, що створюється джерелом живлення).

У відповідності з кулон-вольтною характеристикою, С-негатрон S-типу керується зарядом. Оскільки заряд є функцією струму і часу ($q = \int_0^t i dt$), то для керування С-негатроном S-типу можна використо-

увати джерело струму, при цьому $Q_T = \int_0^t I_T dt$.

Таким чином, стани рівноваги є точки перетину кулон-вольтної характеристики С-негатрона S-типу з навантажувальною прямою. Таких точок може бути або одна, або три (рис. 2.28).

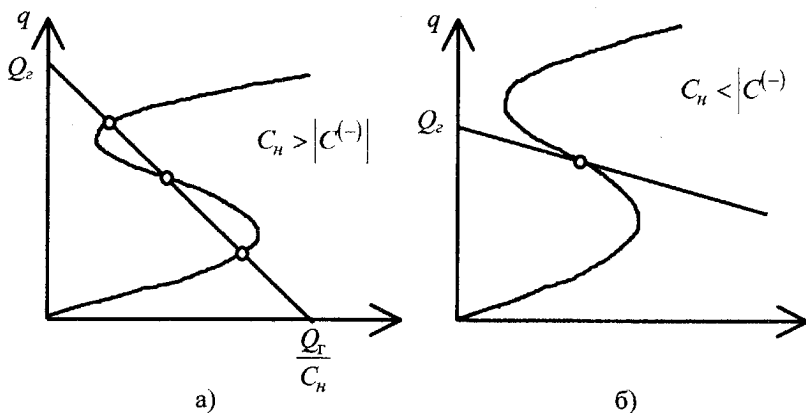


Рис. 2.28. Можливі стани рівноваги С-негатрона S-типу

У випадку, якщо $C_n > |C(-)|$ (рис. 2.28а), пряма навантаження перетинає кулон-вольтну характеристику в трьох точках існує три стани

рівноваги. Якщо $C_n < |C^{(-)}|$, існує тільки один стан рівноваги (рис.2.286).

Стан рівноваги буде стійким, якщо дійсні частини коренів характеристичного рівняння (2.73) будуть негативними. Для цього за теоремою Рауса-Гурвіца для систем другого порядку необхідно і досить, щоб виконувалися одночасно дві умови [5]:

$$\sigma > 0; \quad p > 0. \quad (2.80)$$

Коефіцієнти σ і p залежать від параметрів схеми. З (2.74) і (2.75) видно, що для постійного L виконання або невиконання умов (2.80) залежить від ємності навантаження C_n і диференційної негативної ємності C -негатрона S -типу $C^{(-)}$. Коефіцієнт σ , як видно з (2.74), завжди більший нуля ($\sigma > 0$), тому що активний диференційний опір S -негатрона $R > 0$.

Диференційна негативна ємність $C^{(-)}$ S -негатрона змінюється зі зміною заряду зміщення. Тому при зміні ємності навантаження або заряду зміщення змінюється режим роботи схеми.

Виберемо тільки інтервал напруг зміщення, у якому диференційна ємність має негативне значення ($C^{(-)} < 0$), тобто тільки стани рівноваги на ділянці негативної ємності кулон-вольтової характеристики S -типу.

Розглянемо стани рівноваги схеми при різних співвідношеннях σ і p , тобто в залежності від співвідношення величин C_n , R_n , $C^{(-)}$, R . З виразів (2.74) - (2.75) видно, що можна записати три граничних умови, при яких p і підкореневий вираз в (2.76) перетворюється в нуль:

$$1) \quad p = \frac{C_n + C^{(-)}}{LC_n C^{(-)}} = 0, \quad (2.81)$$

якщо $C_n = -C^{(-)}$.

$$2) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.82)$$

$$\text{якщо } C_n = \frac{4L}{(R_n + R^{(-)})^2 - 4L/C^{(-)}}.$$

$$3) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.83)$$

якщо

$$R_{n1,2} = -R^{(-)} \pm 2\sqrt{\frac{L(C_n + C^{(-)})}{C_n C^{(-)}}}.$$

Для граничних умов (2.82) і (2.83) існує розв'язок тільки у випадку, коли $p \geq 0$.

На графіку з осями координат C_n і $C^{(-)}$, рівнянню (2.81) відповідає пряма, що виходить з початку координат під кутом 45° , рівнянню (2.82) – гіпербола, що проходить через початок координат.

На графіку з осями координат R_n і $R^{(-)}$ рівнянню (3.45) відповідає пряма, що виходить під кутом 45° із точок $(0; 2\sqrt{\frac{L(C_n + C^{(-)})}{C_n C^{(-)}}})$

(рис.2.29в).

Області *I* на площині параметрів $C^{(-)}C_n$ відповідає вся площина параметрів RR_n (рис. 2.29б). Області *II* на площині $C^{(-)}C_n$ відповідає область *II* на площині $R^{(-)}R_n$ (рис. 2.29в). Області *III* на площині $C^{(-)}C_n$ відповідає область *III* на площині RR_n .

Таким чином, на діаграмі стійкості С-негатрона S-типу (рис.2.29) має три різних області (*I*, *II*, *III*), що визначають режим роботи С-негатрона.

Область I

$$\begin{aligned} \sigma &> 0, \\ p < 0 \text{ або } C_n &> |C^{(-)}|, \\ \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} &> \frac{\sigma}{2}. \end{aligned}$$

Корені характеристичного рівняння (2.73) λ_1 і λ_2 – дійсні числа, причому $\lambda_1 > 0$, а $\lambda_2 < 0$. Отже, перший член рівняння (2.77) зростає за експоненційним законом, а другий – буде зменшуватися. Оскільки в цій області $C_n > |C^{(-)}|$, то можливі три стани рівноваги (див. рис. 2.28), причому на ділянці негативної ємності стан рівноваги буде нестійким. Два інших стани рівноваги будуть стійкими, тому що в них $C > 0$ і обидва коефіцієнти σ і p позитивні. Таким чином, в області *I* схема працюватиме в режимі перемикання.

Область II

$$\begin{aligned} \sigma &> 0, \\ p > 0 \text{ або } C_n &< |C^{(-)}|, \end{aligned}$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p > 0.$$

Корені λ_1 і λ_2 – дійсні і негативні числа. Обидва експонентних члени рівняння (2.77) зменшуються в часі. Єдиний стан рівноваги ($C_n < |C^{(-)}|$) є стійким. Схема може працювати як нелінійний елемент (детектор, перетворювач, змішувач, обмежувач).

Область III

$$\sigma > 0,$$

$$p > 0 \text{ або } C_n < |C^{(-)}|,$$

$$\frac{\sigma^2}{4} - p < 0.$$

Корені λ_1 і λ_2 – комплексні числа з негативною дійсною частиною. Отже, відповідно до (2.77), у системі матиме місце коливальний процес, що згасає за експоненційним законом. Єдиний стан рівноваги ($C_n < |C^{(-)}|$) є стійким. Схема працюватиме як нелінійний елемент.

Таким чином, режим роботи схеми з С-негатроном S-типу залежить від ємності й активного опору навантаження, величини негативною ємності й активного опору С-негатрона. Вибираючи відповідним чином ємність і активний опір навантаження та заряд зміщення, що визначає величину $C^{(-)}$ і R , можна отримати один з таких режимів роботи:

а) перемикання – область I;

б) робота в якості нелінійного елемента (детектор, перетворювач, змішувач, обмежувач) – області II, III.

З приведенного вище аналізу стійкості випливає, що схема з С-негатроном S-типу буде абсолютно стійкою при виконанні умови $C_n < |C^{(-)}|$.

Результати вищерозглянутого аналізу стійкості електричних схем із С-негатронами N- і S-типу зведені в табл. 2.2.

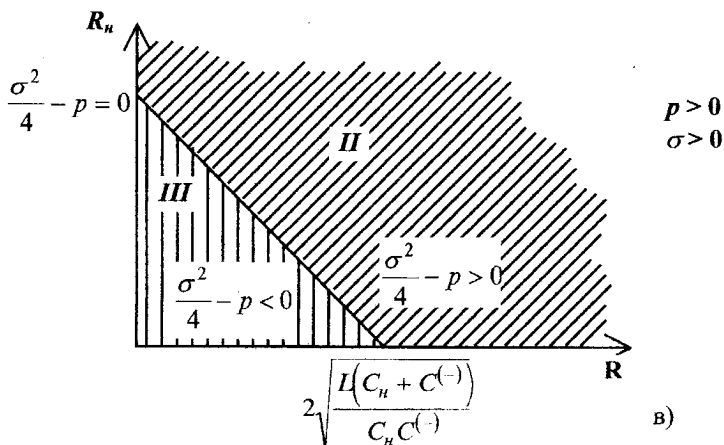
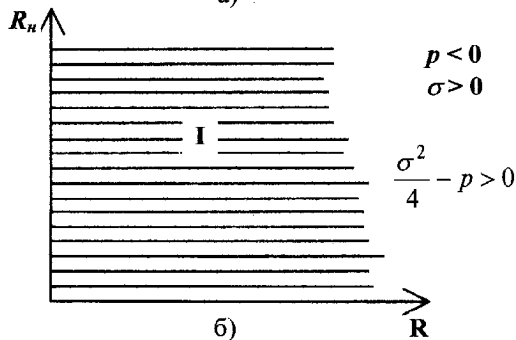
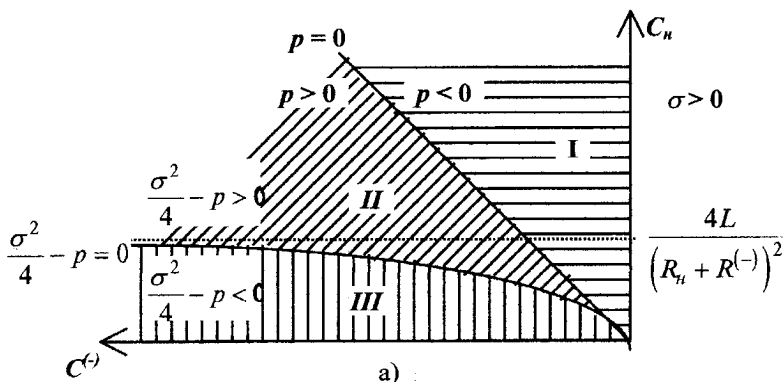


Рис. 2.29. Діаграми стійкості, що визначають режим роботи С-негатрона S-типу

Таблиця 2.2

Умови стійкості і режими роботи С-негатронів

Область	P	σ	$\frac{\sigma^2}{4} - p$	Режим роботи
С-негатрон N-типу				
Ia	< 0 $C_n > C^{(-)} $	> 0 $R_n > R^{(-)} $	$> \frac{\sigma^2}{4}$	Генерація релаксаційних коливань
Iб	< 0 $C_n > C^{(-)} $	< 0 $R_n < R^{(-)} $	$> \frac{\sigma^2}{4}$	Генерація релаксаційних коливань
IIa	> 0 $C_n < C^{(-)} $	> 0 $R_n > R^{(-)} $	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Детектування (перетворення, змішування, обмеження) з підсиленням
IIб	> 0 $C_n < C^{(-)} $	< 0 $R_n < R^{(-)} $	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Перемикання
IIIa	> 0 $C_n < C^{(-)} $	> 0 $R_n > R^{(-)} $	< 0	Підсилення
IIIб	> 0 $C_n < C^{(-)} $	< 0 $R_n < R^{(-)} $	< 0	Перемикання
С-негатрон S-типу				
I	< 0 $C_n > C^{(-)} $	> 0	$> \frac{\sigma^2}{4}$	Перемикання
II	> 0 $C_n < C^{(-)} $	> 0	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Детектування (перетворення, змішування, обмеження)
III	> 0 $C_n < C^{(-)} $	> 0	< 0	Робота в якості неліній- ного елемента

2.3. Теорія кіл з L-негатронами

2.3.1. Визначення L-негатрона

У двополюснику з індуктивним реактивним опором накопичення енергії відбувається в магнітному полі, що характеризується величиною магнітного потоку Φ . Згідно з законом електромагнітної індукції магнітний потік пов'язаний з ЕРС e_B , що виникає у витку котушки індуктивності, співвідношенням [6]

$$e_B = -d\Phi / dt .$$

Потокозчеплення $\psi = \Phi \omega$ характеризує зчеплення ліній поля із витками котушки. Магнітний потік Φ і потокозчеплення ψ пропорційні струму в котушці

$$\psi = L i . \quad (2.84)$$

Коефіцієнт пропорційності L , який є параметром індуктивного елемента, називається індуктивністю. З (2.84) отримуємо

$$U = L di / dt + i dL / dt . \quad (2.85)$$

У випадку параметричної ($L=L(t)$) і нелінійної ($L=L(i)$) індуктивності другий доданок у (2.85) відмінний від нуля ($dL / dt \neq 0$). Для лінійного індуктивного елемента з постійними параметрами $L=const$, $dL / dt = 0$ (2.85) матиме вигляд

$$U = L di / dt .$$

Переходячи до символічних зображень напруги і струму, отримуємо

$$\dot{U}_m \exp(i\omega t) = L d(\dot{I}_m \exp i\omega t) / dt .$$

Отже,

$$\dot{U}_m = \dot{Z}_L \dot{I}_m , \quad (2.86)$$

$$\dot{Z}_L = i\omega L, \quad \varphi_L = \arg Z_L = \pi / 2 .$$

Співвідношення (2.86) показує, що в котушці індуктивності вектор струму I_m відстає від вектора напруги U_m на кут $\frac{\pi}{2}$ (рис. 2.30б). Основне розсіювання енергії в котушці відбувається за рахунок виділення тепла в дроті. Деякі втрати енергії можуть виникати в каркасі котушки, якщо він не є ідеальним діелектриком. Крім того, якщо котушка екранована, то частина енергії може втрачатися в екрані. Усі втрати в котушці кількісно враховуються дисипативним елементом r (рис. 2.30г). Оскільки опір ідеального індуктивного елемента чисто реактивний, то у ньому накопичується реактивна потужність

$$P_r = 0,5\omega L I_m^2 . \quad (2.87)$$

При цьому максимальна енергія, що накопичується в магнітному полі котушки $N_{\max} = 0,5L I_m^2$.

З ростом частоти ω і індуктивності L реактивний опір X_L збільшується (рис. 2.30в), тому що при фіксованому значенні амплітуди струму, ЕРС самоіндукції, що перешкоджає протіканню струму, зростає з підвищенням магнітного потоку і швидкості його зміни. Відповідно збільшуються напруга й опір.

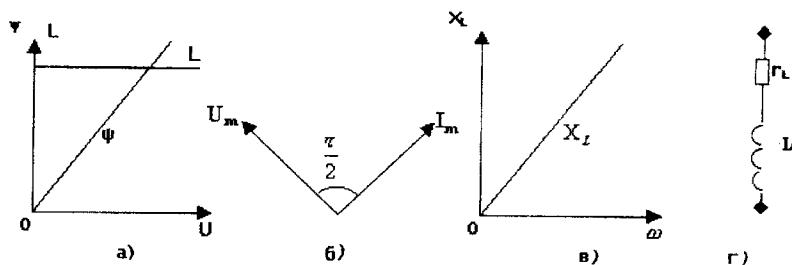


Рис. 2.30. Залежність індуктивності L і потокозчеплення ψ (а) для ідеальної індуктивності, її векторна діаграма (б) і частотна залежність реактивного опору (в), а також еквівалентна схема реальної індуктивності з втратами (г)

Аналіз складових втрат енергії в котушці показує, що опір втрат r залежить від її конструкції і на різних частотах має різне значення. Слід зазначити, що опір втрат r неможливо виміряти безпосередньо. Зазвичай його розраховують за емпіричними і напівемпіричними формулами. Експериментально знаходять добротність котушки Q і за нею розраховується опір втрат. Для обчислення добротності котушки індуктивності розраховують активну потужність, що виділяється на опір втрат:

$$P_a = 0,5r_L I_m^2. \quad (2.88)$$

З (2.87), (2.88) знаходимо добротність Q_L і згасання d котушки з втратами

$$Q_L = \omega L / r_L, \quad d_L = r_L / \omega L.$$

Варто підкреслити, що для котушок, що працюють на високих частотах, виконуються нерівності вигляду

$$Q_L \gg 1, \quad d_L \ll 1.$$

Звичайно втрати в котушках індуктивності істотно більші, ніж у високодобротних конденсаторах [8].

Таким чином, на основі фізичних моделей котушки індуктивності і конденсатора можна відзначити, що зсув по фазі між векторами струму і напруги в котушці індуктивності і конденсаторі визначаються однієї і тією ж причиною – інерційністю процесів зміни їхньої провідності. При цьому в котушці індуктивності такий зсув викликаний інерційністю по відношенню до зміни струму, а в конденсаторі – до зміни напруги.

Крім наявності втрат, індуктивність реальної котушки індуктивності в більшій або меншій мірі залежить від струму, що протікає через неї та від частоти. Тому на змінному струмі її доцільно характеризувати диференційною індуктивністю

$$L_{\sim} = \frac{d\varphi}{dI}. \quad (2.89)$$

Існує клас індуктивних елементів і їх схемотехнічних аналогів, у яких на вебер-амперній характеристиці існує ділянка (а, б), де $L < 0$ (рис. 2.31а, б). Тобто вони мають негативну диференційну індуктивність $L^{(-)}$. Такі елементи отримали назву “L-негатрони”. Вони так само як і R-негатрони можуть мати вебер-амперну характеристику N- і S-типу.

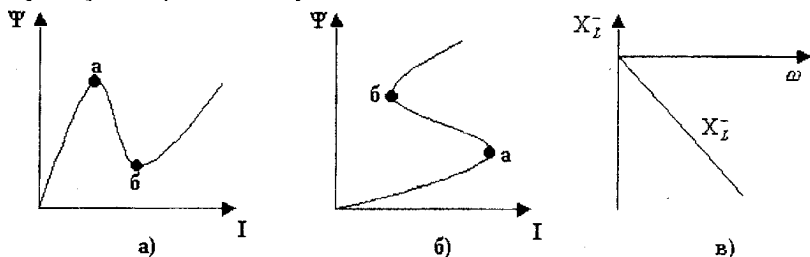


Рис. 2.31. Вебер-амперні характеристики N- (а) і S- (б) типу і частотна залежність реактивного опору L-негатрона

Реактивний опір такого негатрона також негативний $X_L^{(-)} = \omega L^{(-)} < 0$ і його модуль зростає із збільшенням частоти (рис. 2.31в).

Таким чином, для L-негатрона повинні виконуватися такі умови:

- для статичного L-негатрона:

$$L = \frac{d\psi}{dI} < 0; \quad X_{L^{(-)}} = -\omega L < 0; \quad \frac{dX_{L^{(-)}}}{d\omega} < 0;$$

- для динамічного L-негатрона:

$$X_{L^{(-)}} = -\omega L < 0; \quad \frac{dX_{L^{(-)}}}{d\omega} < 0.$$

2.3.2. Енергетичні властивості L-негатронів

Вигляд вебер-амперної характеристики L-негатрона визначає його енергетичні властивості. Як видно з графіків (рис. 2.31), для L-негатрона N-типу поточкозчеплення ψ є однозначною функцією струму I , тобто L-негатрон N-типу варто віднести до елементів, що керуються струмом. Для L-негатрона S-типу, навпаки, струм I є однозначною функцією поточкозчеплення, тобто його треба віднести до елементів, керованих поточкозчепленням. Розглянемо, як впливає вигляд вебер-амперної характеристики L-негатрона на його енергетичні властивості.

Використовуючи кусково-лінійну апроксимацію (рис. 2.32а), вольт-амперну характеристику L-негатрона N-типу представимо в такій аналітичній формі [9]:

$$\psi(I) = \begin{cases} k_1 I, \text{ при } I < I_n; \\ -k_2 I + (k_2 I_n + \psi_n), \text{ при } I_n \leq I \leq I_0; \\ k_3 I - (k_3 I_0 - \psi_0), \text{ при } I > I_0, \end{cases} \quad (2.90)$$

де k_1 , k_2 і k_3 – модулі кутових коефіцієнтів прямих, що апроксимують вебер-амперну характеристику N-типу, відповідно на відрізках 1, 2, 3; ψ_n – пікове поточкозчеплення – значення поточкозчеплення в точці максимуму вебер-амперної характеристики N-типу; ψ_0 – поточкозчеплення западини – значення поточкозчеплення в точці мінімуму вебер-амперної характеристики N-типу; I_n – піковий струм – це значення струму, що відповідає піковому значенню поточкозчеплення ψ_n ; I_0 – струм западини – значення струму, що відповідає значенню поточкозчеплення западини ψ_0 .

Враховуючи те, що $L_{-} = \frac{d\psi}{dI}$, диференціюючи (2.90),

одержимо:

$$L_{-} = \begin{cases} k_1, \text{ при } I < I_n; \\ -k_2, \text{ при } I_n < I < I_0; \\ k_3, \text{ при } I > I_0. \end{cases}$$

На основі отриманих виразів на рис. 2.32 представлена залежність диференційної індуктивності L-негатрона N-типу від струму. В інтервалі значень струму (I_n , I_0) диференційна індуктивність негативна.

Енергія індуктивності визначається за формулою [6]

$$W_L = \int_0^{\psi} id\psi. \quad (2.91)$$

Проінтегрувавши (2.90) з врахуванням (2.91), отримаємо:

$$W_L = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2}k_1I^2, \text{ при } I < I_{II}; \\ -\frac{1}{2}k_2I^2 + \frac{1}{2}I_{II}^2(k_1 + k_2), \text{ при } I_{II} \leq I \leq I_B; \\ \frac{1}{2}k_3I^2 - \frac{1}{2}I_{II}^2(k_1 + k_2) - \frac{1}{2}I_B^2(k_2 + k_3), \text{ при } I > I_B. \end{array} \right\}. \quad (2.92)$$

Виходячи з (2.92), залежність енергії L-негатрона N-типу від струму матиме вигляд, представлений на (рис. 2.32в). Як видно з графіка, енергія L-негатрона N-типу в інтервалі значень струму (I_n, I_0) зменшується, і при виконанні умови $k_2(I_B^2 - I_n^2) > k_1I_n^2$, може стати негативною. У цьому випадку L-негатрон доцільно розглядати, як активний елемент.

Вебер-амперна характеристика L-негатрона S-типу може бути апроксимована виразами (рис. 2.33):

$$I(\psi) = \left\{ \begin{array}{l} k_1\psi, \text{ при } \psi < \psi_{II}; \\ -k_2\psi + (k_2\psi_{II} + I_{II}), \text{ при } \psi_{II} \leq \psi \leq \psi_B; \\ k_3\psi - (k_3\psi_B - I_B), \text{ при } \psi > \psi_B, \end{array} \right\}, \quad (2.93)$$

де k_1, k_2, k_3 – модулі куткових коефіцієнтів прямих, що апроксимують вебер-амперну характеристику L-негатрона S-типу на відрізках 1, 2, 3 відповідно; I_n – піковий струм (струм у точці максимуму вебер-амперної характеристики S-типу); I_B – струм западини (струм у точці мінімуму вебер-амперної характеристики S-типу); ψ_n – пікове значення поточкозчеплення (це поточкозчеплення, що відповідає піковому значенню струму I_n); ψ_0 – поточкозчеплення западини (значення поточкозчеплення, що відповідає струму западини I_B).

Враховуючи те, що $\frac{1}{L_-} = \frac{dI}{d\psi}$, після диференціювання (2.93),

отримуємо:

$$\frac{1}{L_-} = \left\{ \begin{array}{l} k_1, \text{ при } \psi < \psi_{II}; \\ -k_2, \text{ при } \psi_{II} < \psi < \psi_B; \\ k_3, \text{ при } \psi > \psi_B. \end{array} \right\}. \quad (2.94)$$

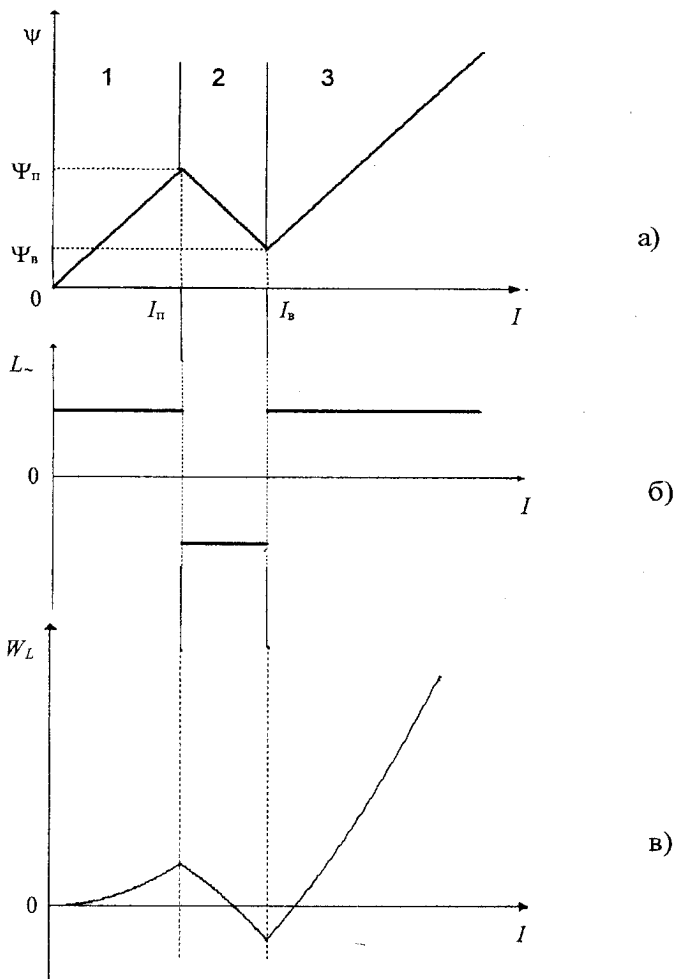


Рис. 2.32. Апроксимація вебер-амперної характеристики (а), залежність диференційної індуктивності (б), і енергії (в) L-негатрона N-типу від струму I

Виходячи з (2.94), на рис. 2.33б представлена залежність зворотної величини диференційної індуктивності L-негатрона S-типу від потокозчеплення. В інтервалі значень потокозчеплення (ψ_n , ψ_0) вона має негативне значення.

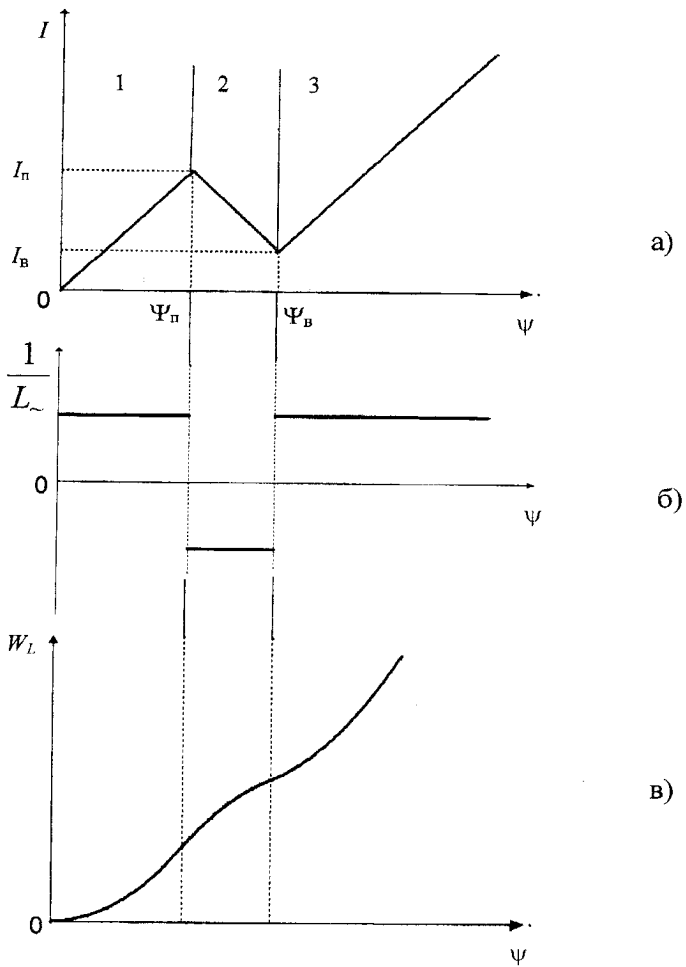


Рис. 2.33. Апроксимація вебер-амперної характеристики (а), залежність зворотної величини диференційної індуктивності (б) і енергії (в) L-негатрона S-типу від потокозчеплення Ψ

Проінтегрувавши (2.92), з врахуванням (2.91), отримаємо вираз для енергії L-негатрона S-типу:

$$W_L = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} k_1 \psi^2, \text{ при } \psi < \psi_{II}; \\ -\frac{1}{2} k_2 \psi^2 - \frac{1}{2} k_2 \psi_{II}^2 - \psi_{II} I_{II}, \text{ при } \psi_{II} \leq \psi \leq \psi_B; \\ \frac{1}{2} k_3 \psi^2 - (k_3 \psi_B - I_B) \psi + \psi_B \left(\frac{1}{2} k_3 - I_B - \frac{1}{2} k_2 \psi_B + I_{II} \right) + \\ + \psi_{II} (\psi_B k_2 + \frac{1}{2} k_1 \psi_{II} - \frac{1}{2} k_2 \psi_{II} - I_{II}), \text{ при } \psi > \psi_B. \end{array} \right.$$

З урахуванням геометричної інтерпретації знайденого інтегралу, графік якого представлений на рис. 2.33, в, впливає, що енергія L-негатрона S-типу залишається позитивною і збільшується у всьому діапазоні значень потікозчеплення, тобто він є пасивним елементом.

З приведеного вище аналізу можна зробити такі висновки:

1) енергія L-негатрона N-типу в робочій точці, що належить ділянці негативної диференційної індуктивності може бути як негативною, так і позитивною і залежить від параметрів вебер-амперної характеристики. У першому випадку L-негатрон N-типу є активним елементом, а в другому випадку – це пасивний елемент.

2) енергія L-негатрона S-типу в робочій точці, що належить ділянці негативної диференційної індуктивності завжди позитивна і його доцільно розглядати, як пасивний елемент.

2.3.3. Види годографів і допоміжні елементи Баркгаузена для L-негатронів

Аналіз енергетичних властивостей L-негатронів показав, що в залежності від вигляду вебер-амперної характеристики, вони можуть бути як активними, так і пасивними приладами. Відповідно до закону причинності, для L-негатрона S-типу, керованого напругою, струм (наслідок) відстає від напруги (причини). Оскільки напруга випереджає струм, то фазовий кут негативної індуктивності позитивний і дорівнює $+270^\circ$. Із зростанням частоти часовий зсув між напругою і струмом збільшується і годограф опору переміщується в четвертий квадрант (рис. 2.34а). Така тенденція годографа може бути відтворена паралельним підключенням до негативної індуктивності допоміжного елемента у вигляді активного опору $+R$, з врахуванням

якого загальний імпеданс L-негатрона дорівнює $Z_{LS}^{(-)} = \frac{pL^{(-)}R}{R + pL^{(-)}}$.

Залежність його від частоти при $\omega > 0$ на комплексній площині має вигляд півкола, при $\omega = 0$ вона виходить з початку координат і, зі зростанням частоти, переміщується вздовж негативної уявної осі в

четвертий квадрант, аналогічно годографу негативної індуктивності, що керується напругою.

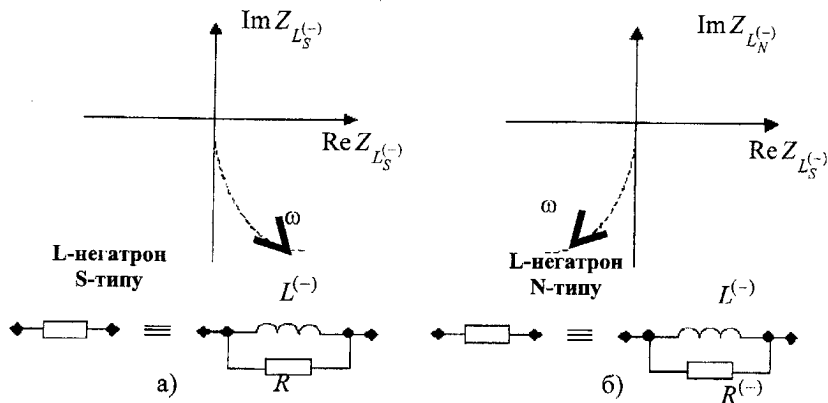


Рис. 2.34. Напрямок годографа і схема заміщення:
а) для L – негатрона S-типу; б) для L – негатрона N- типу

Для L-негатрона N-типу, керованого струмом, негативний зсув фаз між напругою і струмом дорівнює -90° і зростає зі збільшенням частоти. У результаті на комплексній площині годограф повного опору L-негатрона S-типу переміщується, як показано на рис. 2.34б, у третій квадрант комплексної площини. Таку ж тенденцію має годограф негативної індуктивності, доповненої негативним активним паралельним опором ($-R$) (рис. 2.34б). Годограф повного опору такого

кола $Z_{LN}^{(-)} = \frac{pL^{(-)}R^{(-)}}{R^{(-)} + pL^{(-)}}$ при позитивних частотах має вигляд півкола,

що при $\omega = 0$ виходить з початку координат і, зі збільшенням частоти, проходить уздовж осі $(-j\omega)$, при цьому вона містить негативну дійсну складову.

Таким чином, L-негатрони S-типу керуються напругою, і є пасивними приладами, їхня узагальнена еквівалентна схема являє собою паралельне з'єднання негативної індуктивності і позитивного активного опору.

L-негатрони N-типу керуються струмом, є активними приладами, і їхня узагальнена еквівалентна схема являє собою паралельне з'єднання негативної індуктивності і негативного активного опору.

2.3.4. Стійкість електричної схеми з L-негатронами

Наявність негативної індуктивності у L-негатронів ставить задачу визначення умов стійкості електронних схем на їх основі.

Задача вивчення стійкості L-негатрона без наявності інших додаткових елементів кола позбавлена будь-якого сенсу. Проблема стійкості виникає тільки тоді, коли L-негатрон працює разом із зовнішнім колом. У цьому випадку необхідно з'ясувати при яких опорах навантаження коло з L-негатроном залишається стійким.

Аналіз стійкості кола, що містить L-негатрон, проведемо шляхом визначення коренів характеристичного рівняння кола.

2.3.4.1. Стійкість електричного кола з L-негатроном N-типу

Для аналізу стійкості L-негатронів N-типу в схемах скористаємося їхньою дуальною аналогією з C-негатронами N-типу. Еквівалентна схема навантаженого L-негатрона N-типу приведена на рис. 2.35. Вона отримана шляхом дуального перетворення еквівалентної схеми навантаженого C-негатрона N-типу, зображеної на рис. 2.24. Рівняння, що описує цю схему, буде дуальним до рівняння (2.52). Його можна отримати з (2.52), зробивши за правилами дуального переходу таку заміну змінних і коефіцієнтів при них [10]:

$$u \rightarrow i, \quad R^{(-)} \rightarrow \frac{1}{R^{(-)}}, \quad R \rightarrow \frac{1}{R},$$

$$C_n \rightarrow L_n, \quad C^{(-)} \rightarrow L^{(-)}, \quad L \rightarrow C.$$

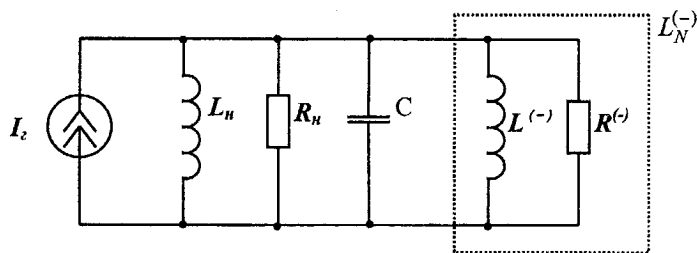


Рис.2.35. Еквівалентна схема навантаженого L-негатрона N-типу: R_n – загальний активний опір навантаження з врахуванням внутрішнього опору джерела живлення; L_n – індуктивність навантаження; C – сумарна ємність навантаження і L-негатрона;

$L^{(-)}$ – негативна диференціальна індуктивність L-негатрона;

$R^{(-)}$ – негативний диференціальний активний опір L-негатрона N-типу

Розв'язувати дане рівняння будемо знаходити вважаючи, що $L^{(-)}$ і $R^{(-)}$ є лінійними елементами, що є справедливим для малого сигналу.

Характеристичне рівняння (2.57) не зміниться, однак його коефіцієнти σ і p , звичайно, будуть дуальними до попередніх та описуються виразами (2.58) і (2.59), тобто

$$\sigma = \frac{R_n + R^{(-)}}{CR_n R^{(-)}}, \quad (2.95)$$

$$p = \frac{L_n + L^{(-)}}{CL_n L^{(-)}}. \quad (2.96)$$

Розв'язок рівняння будемо шукати у вигляді:

$$i_L = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t} + I_r, \quad (2.97)$$

де

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p}. \quad (2.98)$$

Граничні умови (2.64) – (2.65), при яких доданки характеристичного рівняння (2.57) і підкореневий вираз (2.60) перетворюються в нуль, запишуться у такому вигляді:

$$1) \quad p = \frac{L_n + L^{(-)}}{CL_n L^{(-)}} = 0, \quad (2.99)$$

якщо $L_n = -L^{(-)}$.

$$2) \quad \sigma = \frac{R_n + R^{(-)}}{CR_n R^{(-)}} = 0, \quad (2.100)$$

якщо $R_n = -R^{(-)}$.

$$3) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.101)$$

якщо

$$L_n = \frac{4C}{\left(\frac{1}{R_n} + \frac{1}{R^{(-)}}\right)^2 - 4C/L^{(-)}}.$$

$$4) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.102)$$

якщо

$$R_{1,2} = \left[-\frac{1}{R^{(-)}} \pm 2\sqrt{\frac{C(L + L^{(-)})}{L \cdot L^{(-)}}} \right]^{-1}.$$

Для граничних умов (2.101) і (2.102) існує розв'язок тільки для випадку, коли $p \geq 0$.

Коефіцієнти σ і p залежать від параметрів схеми. З (2.101) і (2.102) видно, що для постійного значення ємності C виконання або невиконання умов стійкості залежить від опору R_n і індуктивності навантаження L_n , диференційного активного опору $R^{(j)}$ і індуктивності $L^{(j)}$ L-негатрона N-типу. Диференційна негативна індуктивність $L^{(j)}$ і активний негативний опір $R^{(j)}$ L-негатрона змінюються зі зміною струму зміщення. Тому при зміні опору і ємності навантаження або ж струму зміщення L-негатрона N-типу змінюється режим роботи схеми.

Рівняння прямої навантаження для L-негатрона N-типу буде дуальним рівнянню навантажувальної прямої для C-негатрона N-типу і матиме такий вигляд [16]:

$$\psi(i) = (I_\Gamma - I)L_n.$$

Заряд q і потітокзчеплення ψ є дуальними величинами.

При $L_n < |L^{(-)}|$ навантажувальна пряма перетинає вебер-амперну характеристику L-негатрона N-типу в трьох точках (три стани рівноваги) рис. 2.36а.

При $L_n > |L^{(-)}|$ пряма навантаження перетинає вебер-амперну характеристику L-негатрона N-типу в одній точці, тобто існує тільки один стан рівноваги (рис. 2.36б).

Розглянемо стан рівноваги схеми при різних співвідношеннях σ і p , тобто в залежності від співвідношення величин $L_n, R_n, L^{(j)}, R^{(j)}$.

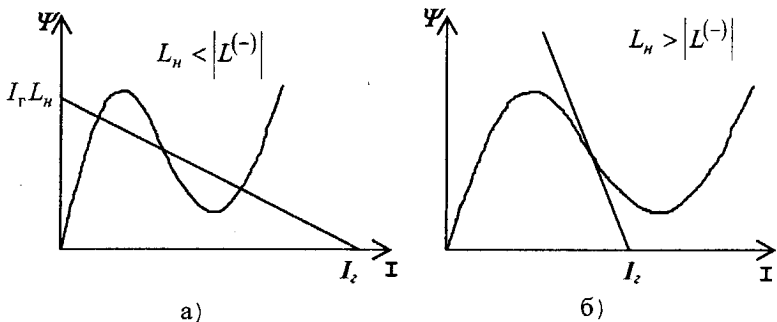


Рис. 2.36. Можливі стани рівноваги L-негатронів N-типу

Криві, описані виразами (2.99) – (2.102), зображені на рис. 2.37. Вони ділять площину $L_n, L^{(-)}$ на три області (I, II, III) рис. 2.37а, площина $R_n^{(-)}$ при $p < 0$ – на дві області (Iа, Iб) рис. 2.37б, площина $R_n^{(-)}$ при $p > 0$ – на чотири області (IIа, IIб, IIIа, IIIб) рис. 2.37в. Таким чином, на діаграмі стійкості L-негатрона N-типу існує шість різних областей (Iа, Iб, IIа, IIб, IIIа, IIIб) в яких значення σ, p і $\frac{\sigma^2}{4} - p$ розподіляються аналогічно до того, як і у випадку з C-негатроном N-типу. Так, в області Iа

$$\sigma > 0, \quad p < 0, \quad \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > \frac{\sigma}{2},$$

в області Iб

$$\sigma < 0, \quad p < 0, \quad \frac{\sigma^2}{4} - p > 0,$$

і т.д. Відмінність полягає в тому, що в даному випадку граничні умові (2.102) відповідають дві гіперболи, що проходять через початок координат (рис. 2.37, в); умові $\sigma < 0$ відповідає умова $R_n > |R^{(-)}|$, умові $p < 0$ – умова $L_n > |L^{(-)}|$ і, відповідно, умові $p > 0$ відповідає $L_n < |L^{(-)}|$, а умові $\sigma > 0$ – умова $R_n < |R^{(-)}|$.

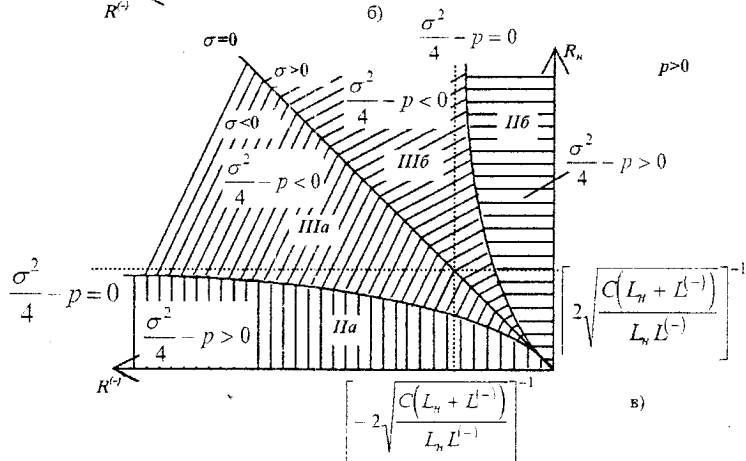
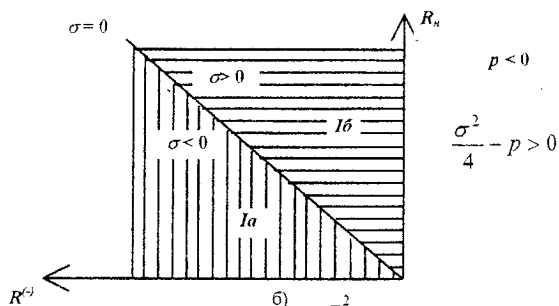
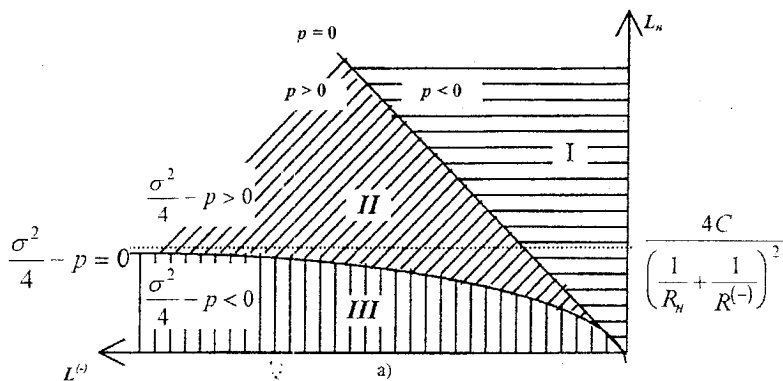


Рис. 2.37. Діаграми стійкості, що визначають режим роботи L- неагрона N-типу

З врахуванням цих відмінностей можна показати, що режими роботи L-негатрона N-типу, що відповідають областям *Ia – IIIб*, не відрізняються від режимів роботи C-негатрона N-типу в тих же областях, тобто:

- а) генерація релаксаційних коливань – області *Ia* і *Iб*;
- б) детектування (змішування, обмеження) з підсиленням – область *IIa*;
- в) перемикання – області *IIб* і *IIIб*;
- г) підсилення – область *IIIa*.

З наведеного вище аналізу стійкості випливає, що схема, приведена на рис. 2.35, буде абсолютно стійкою при одночасному виконанні умов

$$L < |L^{(-)}|,$$

$$R_n < |R^{(-)}|.$$

Робота в режимі генерації синусоїдальних коливань, як і у випадку з C-негатроном N-типу, є неможливою.

2.3.4.2. Стійкість електричного кола з L-негатроном S-типу

Для аналізу стійкості L-негатронів S-типу в схемах скористаємося їхньою дуальною аналогією з C-негатронами S-типу. Еквівалентна схема навантаженого L-негатрона S-типу приведена на рис. 2.38. Вона отримана шляхом дуального перетворення еквівалентної схеми навантаженого C-негатрона S-типу, зображеного на рис. 2.27.

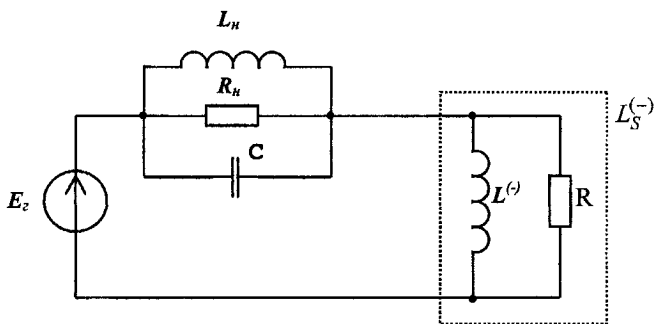


Рис.2.38. Еквівалентна схема навантаженого L-негатрона S-типу.

На схемі: L_n – індуктивність навантаження; R_n – загальний активний опір навантаження і внутрішнього опору джерела живлення; C – сумарна ємність навантаження і L-негатрона; $L^{(-)}$ – негативна диференційна індуктивність L-негатрона; R – диференційний активний опір L-негатрона S-типу.

Характеристичне рівняння (2.73) не зміниться, однак його коефіцієнти σ і p , звичайно, будуть дуальними до описаних раніше. Їх можна отримати з (2.74), (2.75) зробивши за правилами дуального переходу таку заміну змінних і коефіцієнтів при них:

$$R \rightarrow \frac{1}{R}, \quad R_n \rightarrow \frac{1}{R_n},$$

$$C_n \rightarrow L_n, \quad C^{(-)} \rightarrow L^{(-)}, \quad L \rightarrow C.$$

В результаті отримаємо:

$$\sigma = \frac{R_n + R}{CR_n R}, \quad (2.103)$$

$$p = \frac{L_n + L^{(-)}}{CL_n L^{(-)}}. \quad (2.104)$$

Дані вирази справедливі для малого сигналу, коли $L^{(-)}$ і R можна вважати лінійними елементами.

Розв'язок шукатимемо у вигляді:

$$u_{L^{(-)}} = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t}, \quad (2.105)$$

де

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p}, \quad (2.106)$$

$\lambda_{1,2}$ – корені характеристичного рівняння схеми.

Граничні умови, коли коефіцієнт p і підкореневий вираз в (2.106) перетворюються в нуль, запишуться у вигляді:

$$1) \quad p = \frac{L + L^{(-)}}{CLL^{(-)}} = 0, \quad (2.107)$$

якщо $L_n = -L^{(-)}$.

$$2) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.108)$$

якщо

$$L_n = \frac{4C}{\left(\frac{1}{R_n} + \frac{1}{R}\right)^2 - 4C/L^{(-)}}.$$

$$3) \quad \frac{\sigma^2}{4} - p = 0, \quad (2.109)$$

якщо

$$R_{n,1,2} = \left[-\frac{1}{R} \pm 2\sqrt{\frac{C(L_n + L^{(-)})}{L_n L^{(-)}}} \right]^{-1}.$$

Для граничних умов (2.108) і (2.109) існує розв'язок тільки для випадку, коли $p \geq 0$.

Рівняння навантажувальної прямої для L-негатрона S-типу буде дуальним рівнянню навантажувальної прямої для C-негатрона S-типу і запишеться у вигляді

$$i(\psi) = \frac{\Psi_r - \psi}{L},$$

де Ψ_r – сумарне потокозчеплення L-негатрона й індуктивності навантаження (потокозчеплення, що створюється джерелом живлення).

Відповідно до вебер-амперної характеристики, L-негатрон S-типу керується потокозчеплення. Оскільки потокозчеплення можна виразити функцією напруги і часу ($\psi = \int_0^t u dt$), то для керування L-

негатроном S-типу можна використовувати джерело напруги, при цьому $\Psi_c = \int_0^t E_c dt$.

Станами рівноваги є точки перетину вебер-амперної характеристики L-негатрона S-типу з прямою навантаження. У випадку, якщо $L_n > |L^{(-)}|$, навантажувальна пряма перетинає вебер-амперну характеристику в трьох точках (рис. 2.39а), тобто існує три стани рівноваги. Якщо $L_n < |L^{(-)}|$, існує тільки один стан рівноваги (рис. 2.39б).

Криві, описані виразами (2.107)–(2.109), зображені на рис. 2.40. Вони ділять площину $L_n^{(j)}$ на три області (I, II, III) рис. 2.40а, площина R_n при $p > 0$ – на дві області (II, III) рис. 2.40в. При $p < 0$ області I площині $L_n^{(j)}$ відповідає вся площина R_n (рис. 2.40б). Таким чином, на діаграмі стійкості L-негатрона S-типу існує три різних області (I, II, III) в яких значення σ , p і $\frac{\sigma^2}{4} - p$ розподіляються аналогічно до того, як і у випадку з C-негатроном S-типу.

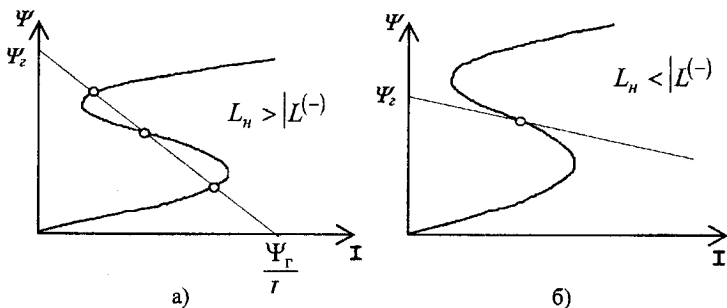


Рис.2.39. Можливі стани рівноваги L-негатрона S-типу

Так, в області Ia

$$\sigma > 0, p < 0, \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - p} > \frac{\sigma}{2},$$

в області II

$$\sigma > 0, p > 0, \frac{\sigma^2}{4} - p > 0,$$

і т.д. Відмінність полягає в тому, що в даному випадку: граничній умові (3) відповідає гіпербола (рис. 2.40в); умові $p > 0$ відповідає умова $L_n < |L^{(-)}|$, а умові $p < 0$ – умова $L > |L^{(-)}|$.

З врахуванням цих відмінностей легко показати, що режими роботи L-негатрона S-типу, що відповідають областям I – III, не відрізняються від режимів роботи C-негатрона S-типу в тих же областях, тобто:

- а) перемикання – область I;
- б) робота в якості нелінійного елемента (детектування, перетворення, змішування, обмеження) – області II, III.

З наведеного вище аналізу стійкості випливає, що режим роботи схеми з L-негатроном S-типу залежить від індуктивності й активного опору навантаження, величини негативної індуктивності й активного опору L-негатрона. Вибираючи відповідним чином індуктивність і активний опір навантаження і потокозчеплення зміщення, що визначає величину $L^{(2)}$ і R , можна отримати необхідний режим роботи схеми. Схема, приведена на рис. 2.38, буде абсолютно стійкою при виконанні умови $L_n < |L^{(-)}|$.

Результати проведеного вище аналізу стійкості електричних схем з L-негатронами N- і S-типу зведені в табл.2.3.

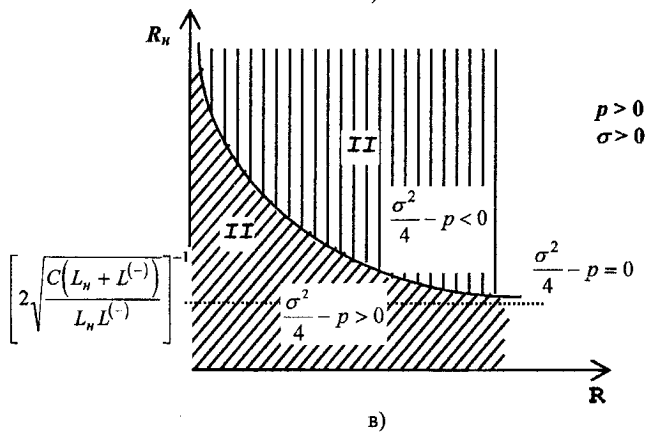
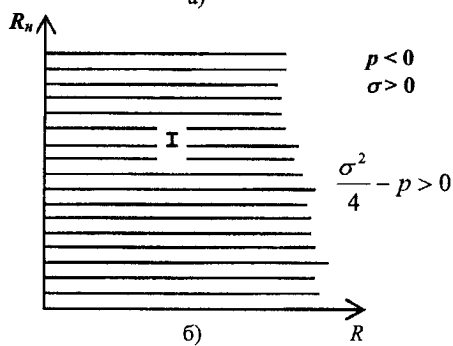
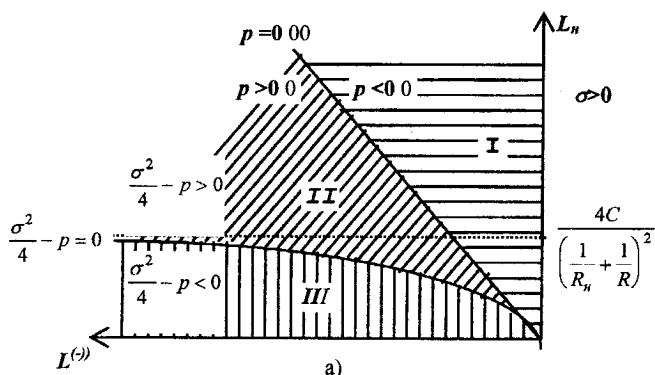


Рис.2.40. Діаграми стійкості, що визначають режим роботи L- негatrona S-типу

Таблиця 2.3

Умови стійкості і режими роботи L-негатронів

Область	P	σ	$\frac{\sigma^2}{4} - p$	Режим роботи
L-негатрон N-типу				
<i>Ia</i>	< 0 $L_n > L^{(-)} $	> 0 $R_n < R^{(-)} $	$> \frac{\sigma^2}{4}$	Генерація релаксаційних коливань
<i>Iб</i>	< 0 $L_n > L^{(-)} $	< 0 $R_n > R^{(-)} $	$> \frac{\sigma^2}{4}$	Те ж
<i>IIa</i>	> 0 $L_n < L^{(-)} $	> 0 $R_n < R^{(-)} $	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Детектування (перетвор., змішув., обмеж.) з підсиленням
<i>IIб</i>	> 0 $L_n < L^{(-)} $	< 0 $R_n > R^{(-)} $	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Перемикання
<i>IIIa</i>	> 0 $L_n < L^{(-)} $	> 0 $R_n < R^{(-)} $	< 0	Підсилення
<i>IIIб</i>	> 0 $L_n < L^{(-)} $	< 0 $R_n > R^{(-)} $	< 0	Перемикання
L-негатрон S-типу				
<i>I</i>	< 0 $L_n > L^{(-)} $	> 0	$> \frac{\sigma^2}{4}$	Перемикання
<i>II</i>	> 0 $L_n < L^{(-)} $	> 0	$\frac{\sigma^2}{4} > \frac{\sigma^2}{4} - p > 0$	Детектування (перетвор., змішув., обмеж.)
<i>III</i>	> 0 $L_n < L^{(-)} $	> 0	< 0	Робота в якості нелінійного елемента

2.4. Про дуальність кіл з RLC-негатронами

Для вивчення, розрахунку і синтезу складних електричних схем використовується принцип дуальності. Його перевага полягає в тому, що коли вивчені властивості будь-якої схеми, тоді однозначно можна судити про властивості дуальної їй схеми. Це ж відноситься і до дуальних електронних приладів.

Для схем з позитивними RLC-компонентами принцип дуальності розглянутий у теоретичній електротехніці [6]. Частково принцип дуальності для R-негатронів обґрунтований у [1]. Проведемо дослідження принципу дуальності стосовно електричних кіл з RLC-негатронами [10].

Під умовою дуальності розуміють таку відповідність елементів (схем), при якій закон застосування контурних струмів в одному елементі (схемі) аналогічний закону зміни вузлових потенціалів в іншому елементі (схемі). При послідовному з'єднанні елементів електричного кола напруги додаються, а при паралельному з'єднанні додаються струми. Тому послідовному з'єднанню елементів відповідає паралельне з'єднання їхніх аналогів, а паралельному з'єднанню елементів — послідовне з'єднання їх аналогів. Враховуючи те, що RLC-негатрони розрізняють за видом керування, для отримання однозначних результатів вони потребують різних джерел живлення.

Розглянемо дві схеми з RLC-негатронами. Схема на рис. 5.1а складається з джерела напруги \dot{U} і послідовно включених з ним активного негативного опору, керованого напругою $R_U^{(-)}$, негативної індуктивності, керованої напругою $L_U^{(-)}$, і негативної ємності, керованої напругою $C_U^{(-)}$.

Схема на рис. 2.41б складається з джерела струму i і трьох паралельних кіл. Перше коло містить негативну активну провідність, керовану струмом $G_i^{(-)}$, друге – негативну ємність, керовану струмом $C_i^{(-)}$, третє негативну індуктивність, керовану струмом $L_i^{(-)}$. Для того, щоб показати, якого роду відповідність має місце в дуальних колах, складемо для схеми рис. 2.41а рівняння за методом контурних струмів

$$\dot{i} \left(R_U^{(-)} + j\omega L_U^{(-)} + \frac{1}{j\omega C_U^{(-)}} \right) = \dot{U}, \quad (2.110)$$

а для схеми на рис. 2.41б – за методом вузлових потенціалів, позначивши потенціал точки (а) через ϕ_a .

$$\dot{\phi}_a \left(G_i^{(-)} + j\omega C_i^{(-)} + \frac{1}{j\omega L_i^{(-)}} \right) = \dot{I}. \quad (2.111)$$

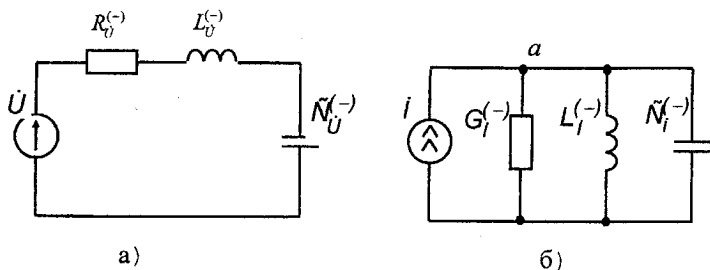


Рис.2.41. Електричні схеми кіл з послідовним (а) і паралельним (б) з'єднанням RLC-негатронів

Якщо параметри схеми рис. 2.41б ($G_i^{(-)}, C_i^{(-)}, L_i^{(-)}$) узгодити з параметрами схеми рис 2.41а ($R_U^{(-)}, L_U^{(-)}, C_U^{(-)}$) таким чином, що

$$\frac{R_U^{(-)}}{G_i^{(-)}} = \frac{L_U^{(-)}}{C_i^{(-)}} = \frac{L_i^{(-)}}{C_U^{(-)}} = K, \quad (2.112)$$

де K —деяке довільне число, Ом^2 , тоді можна записати рівняння

$$G_i^{(-)} + j\omega C_i^{(-)} + \frac{1}{j\omega L_i^{(-)}} = \frac{1}{\omega} \left(R_U^{(-)} + j\omega L_U^{(-)} + \frac{1}{j\omega C_U^{(-)}} \right). \quad (2.113)$$

З врахуванням рівності (2.113) перепишемо рівняння (2.112) таким чином:

$$\dot{\phi}_a \left(R_U^{(-)} + j\omega L_U^{(-)} + \frac{1}{j\omega C_U^{(-)}} \right) = K \dot{I}. \quad (2.114)$$

Зіставивши рівняння (2.110) і (2.114) робимо висновок, що якщо струм \dot{I} джерела струму в схемі рис. 2.41б змінюється з тією же кутовою частотою, що і напруга \dot{U} в схемі рис. 2.41а і чисельно дорівнює

\dot{U} , а параметри обох схем узгоджені відповідно до рівняння (2.112), то при $R=1 \text{ Ом}^2$ закон зміни в часі потенціалу ϕ_a в схемі рис.2.41б збігатиметься із законом зміни в часі струму I в схемі рис.2.41а.

Якщо властивості будь-якої схеми вивчені, то вони цілком можуть бути перенесені на дуальну їй схему.

Між опором $Z_{\text{вих}}$ вихідного двополюсника і провідністю $Y_{\text{дуал}}$ дуального йому двополюсника існує співвідношення $Z_{\text{вих}} = Y_{\text{дуал}}$.

З формули (2.113) отримуємо співвідношення між частотною характеристикою чисто реактивного вихідного двополюсника $X_{\text{вих}}(\omega)$ і частотною характеристикою дуального йому теж чисто реактивного двополюсника $b_{\text{дуал}}(\omega)$. Дійсно, тому що $Z_{\text{вих}} = j X_{\text{вих}}(\omega)$, а $Y_{\text{дуал}} = -j b_{\text{дуал}}(\omega)$, то $X_{\text{вих}}(\omega) =$ до $b_{\text{дуал}}(\omega)$, тобто частотна характеристика дуального двополюсника впливає з частотної характеристики вихідного шляхом перекидання її щодо осі ω і розподілу на масштабний множник К.

Кожному елементу вихідної схеми відповідає свій елемент еквівалентної дуальної схеми:

$$\begin{aligned} R_j^{(-)} &\Rightarrow G_j^{(-)}, & G_j^{(-)} &\Rightarrow R_j^{(-)}, \\ C_j^{(-)} &\Rightarrow L_j^{(-)}, & L_j^{(-)} &\Rightarrow C_j^{(-)}, \\ L_j^{(-)} &\Rightarrow C_j^{(-)}, & C_j^{(-)} &\Rightarrow L_j^{(-)}. \end{aligned}$$

Принцип дуальності, покладений в основу доведення дуальності приладів подібно до їх вольт-амперних характеристик і на цій основі дуальності еквівалентних схем цих приладів [1].

Відповідно до цього принципу:

- якщо вольт-амперні характеристики двох приладів мають подібну форму й один з них керується напругою, а другий струмом, то такі прилади називають дуальними;

- якщо прилади дуальні, то дуальними являються і їхні еквівалентні схеми.

Ці правила справедливі для RLC-негатронів. Дійсно, якщо порівняти вольт-амперні характеристики R-негатронів керованих напругою (рис. 2.1в) і струмом (рис. 2.1г), видно, що вони дуальні і дуальні їхні узагальнені схеми. Порівнюючи статичні характеристики (рис. 2.20, рис. 2.31) і узагальнені еквівалентні схеми (рис. 2.21, рис. 2.34) LC-негатронів можна зробити висновок, що С-негатрон N-типу дуальний по відношенню до L-негатрона N-типу, а С-негатрон S-типу дуальний до L-негатрона S-типу.

Принцип дуальності не має частотних обмежень, тому його можна застосовувати і для більш складних високочастотних еквівалентних схем RLC-негатронів, тобто якщо відома високочастотна еквівалентна схема негатрона, то шляхом дуального перетворення можна побудувати еквівалентну схему дуального негатрона.

Принцип дуальності поширюється і на дуальність зв'язків у дуальних схемах [11]. Якщо деяка схема містить зворотний зв'язок, то дуальна їй схема містить дуальний зворотний зв'язок тієї ж глибини, тобто якщо схема має зворотний зв'язок за струмом, то дуальна їй схема має зворотний зв'язок за напругою тієї ж глибини. Теорема залишається справедливою і для дуальних приладів, що мають внутрішній зворотний зв'язок. Так, якщо R-негатрон S-типу має внутрішній зворотний зв'язок за струмом, то дуальний йому R-негатрон N-типу повинен мати внутрішній зворотний зв'язок за напругою.

Враховуючи те, що принцип дуальності не має частотних обмежень, він буде справедливий і для динамічних негатронів, у яких негативний диференційний опір спостерігається тільки в обмеженому частотному діапазоні на частотах $\omega > 0$. Він буде справедливим і для багатоелектродних негатронів. Наприклад, якщо повний опір між емітером і колектором транзистора при індуктивному навантаженні між базою і колектором володіє негативним диференційним опором з індуктивною реактивною складовою, то повний опір між його базою і колектором, при ємнісному навантаженні між емітером і колектором, володіє негативною диференційною провідністю з ємнісною реактивною складовою. При цьому частотна залежність повного опору між емітером і колектором подібна до частотної залежності повної провідності між базою і колектором.

Таким чином, провівши дослідження імпедансу на виході чотиріполюсника в режимі його потенційної нестійкості, можна прогнозувати частотні залежності імпедансу на його вході і, навпаки.

2.5. Умови появи негативного диференційного опору на клеммах електронного приладу

Необхідною умовою появи негативного диференційного опору на клеммах електронного приладу є наявність у ньому позитивного зворотного зв'язку за струмом або напругою. Зворотний зв'язок може бути внутрішнім, зовнішнім і змішаним (рис. 2.42).

Враховуючи те, що в створенні зворотного зв'язку можуть брати участь різні фізичні механізми і схемотехнічні рішення, він може бути

одночасно на постійному і змінному струмі. Причому тут можливі комбінації, коли зворотний зв'язок буде позитивним на змінному струмі і негативним на постійному струмі, і навпаки.

У статичних R-негатронах обов'язкова наявність позитивного зворотного зв'язку на постійному струмі, а в динамічних R-негатронах – наявність позитивного зворотного зв'язку на змінному струмі.

Представивши повний опір R-негатрона у вигляді

$$\dot{Z}^{(-)} = Z^{(-)} e^{j\varphi(\omega)} = Z^{(-)} \cos\varphi(\omega) + jZ^{(-)} \sin\varphi(\omega) = R^{(-)} + jX,$$

де $\varphi(\omega)$ – кут повороту вектора повного опору $\dot{Z}^{(-)}$ R-негатрона на комплексній площині опорів (рис. 2.43); $Z^{(-)}$ – модуль повного опору $\dot{Z}^{(-)}$.

Можна сформулювати фазові умови появи негативного диференційного опору у вигляді:

$$R^{(-)} < 0, \text{ якщо } 3\pi/2 > \varphi(\omega) > \pi/2.$$

Його реалізація можлива різними технічними вирішеннями (рис. 2.42).

1) Необхідний кут зсуву фаз $\varphi(\omega)$ між струмом і напругою на клеммах R-негатрона може створюватися тільки за рахунок зовнішнього позитивного зворотного зв'язку за струмом або напругою, як, наприклад, у транзисторному чи ламповому підсилювачі і генераторі з динамічним негативним опором на сімействі вольт-амперних характеристик (рис. 2.44). Ці ж умови реалізуються при створенні різних схемотехнічних аналогів негатронів [12].

2) Необхідне значення $\varphi(\omega)$ може створюватися в R-негатроні за рахунок внутрішнього позитивного зворотного зв'язку за струмом або за напругою. Причому, коли необхідне значення $\varphi(\omega)$ створюється на деякій частоті $\omega \neq 0$, такі R-негатрони мають тільки динамічний негативний опір (клістриони, магнетрони, лавинно-пролітні діоди та ін.). Якщо фазовий зсув реалізувати таким чином $3\pi/2 > \varphi(\omega) > \pi/2$ при $\omega = 0$, то R-негатрони мають ділянку негативного опору на статичній вольт-амперній характеристиці (тунельні діоди, динистори, N-транзистори та ін.).

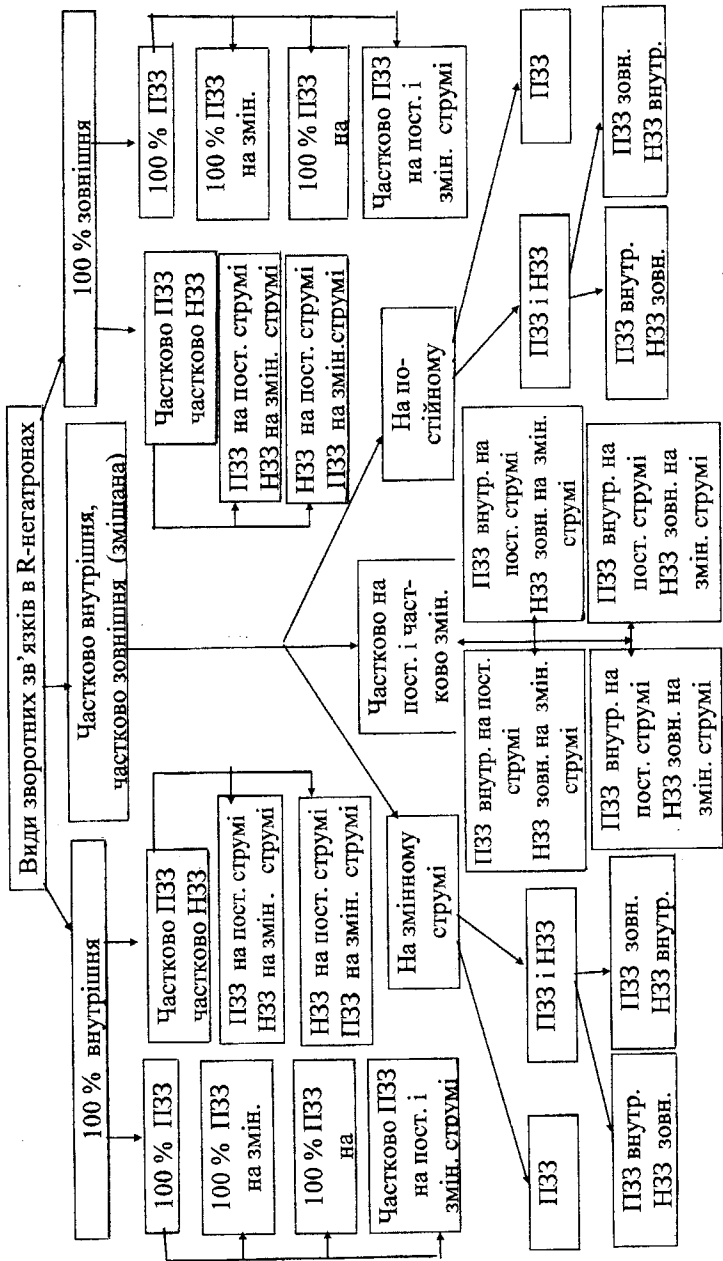


Рис. 2.42. Види зворотних зв'язків у R-негативах: ПЗЗ – позитивний зворотний зв'язок; НЗЗ – негативний зворотний зв'язок

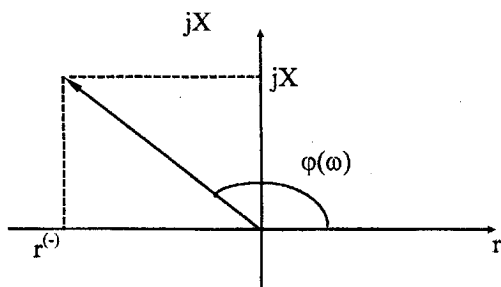


Рис. 2.43. Представлення вектора негативного опору на комплексній площині $(r; j)$

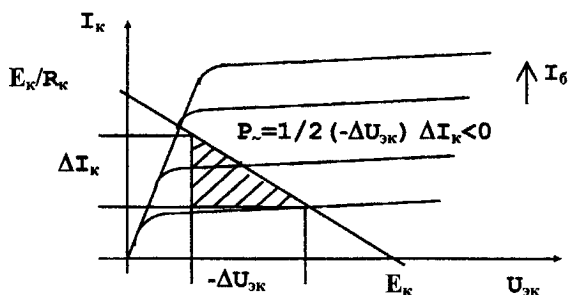


Рис. 2.44. Динамічна ВАХ транзисторного підсилювача

3) Необхідні значення $\varphi(\omega)$ можуть бути отримані за рахунок двох складових $\varphi(\omega) = \varphi_1(\omega) + \varphi_2(\omega)$, де $\varphi_1(\omega)$ – фазовий кут, що створюється за рахунок внутрішнього позитивного зворотного зв'язку в самому приладі, а $\varphi_2(\omega)$ – за рахунок зовнішнього зворотного зв'язку, що є характерним для комбінованих R-негатронів [13, 14].

Перелік літератури до розділу 2

1. Гаряинов С.А., Абезгауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. – М.: Энергия, 1970.
2. Бенинг Ф. Отрицательные сопротивления в электронных схемах. – М.: Сов.радио, 1975. – 288 с.
3. Barkhausen H. Warum Kehren sich für den Lichtbogen gültigen Stabilitäts - bedingungen bei Elektronenrohren um Physik. Zeitschrift. – 1926. N27. – P. 43–46.
4. Куликовский А.А. Устойчивость активных линейризованных цепей с усилительными приборами новых типов.– М.:Госэнергоиздат.–1962.– 192с.
5. Воронов А.А., Титов В.К., Новогранов Б.Н. Основы теории автоматического регулирования и управления. Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. школа, 1977. – 519 с.
6. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Изд. 6-е, перераб. и доп. Учебник для студентов энергетических и электротехнических вузов. – М.: Высш.школа, 1973. – 752 с.
7. Філінюк М.А., Лазарев О.О. Дослідження енергетичних властивостей нелінійної ємності // Вісник ВПІ. – 2000. – №4. – С. 94–97.
8. Калашников А.М., Степчук Я.В. Колебательные системы. – М.: Военное издательство министерства обороны СССР, 1972. – 376 с.
9. Філінюк М.А., Лазарев О.О. Дослідження енергетичних властивостей нелінійної індуктивності // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 1999. – №2. – С. 44–46.
10. Філінюк М.А., Анфілов Р.А. Аналіз принципу дуальності у застосуванні до RLC- негатронів // Вісник ВПІ. – 2000. – №1. – С. 91–94.
11. Ризкин А.А. Основы теории усилительных схем. М.: Сов.радио, 1954.
12. Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Филинюк Н.А. и др. Негатроника. – Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1995. – 315 с.
13. Jamaguchi J. On the inductive reactance and negative resistance the transistor. – Journal Physical Society of Japan, 1956. – V.11. – P. 717–718.
14. Филинюк Н.А. Активные СВЧ фильтры на транзисторах. – М.: Радио и связь, 1987. – 112 с.
15. Філінюк М.А. Теоретичні основи негатроніки. – Вінниця, ВДТУ, 2002, – 105с.
16. Філінюк М.А., Лазарев О.О. Дослідження стійкості навантажених С-негатронів. // Вісник ВПІ. – 2003. – №2– С.90–96.

РОЗДІЛ 3 ФІЗИЧНІ ОСНОВИ НЕГАТРОНІКИ

3.1. Газорозрядний ефект (ефект електричної дуги)

При прикладенні досить високої напруги між двома електродами, що знаходяться в газі, зокрема в повітрі, виникає дуговий розряд — електрична дуга [1]. Причиною виникнення цього розряду є не тільки електрони, але й позитивні і негативні іони газу. При нормальних умовах газ складається з електрично нейтральних атомів і молекул і є діелектриком. Газ стає провідником у процесі іонізації (електризації), коли частина його молекул розщеплюється на іони й електрони. Іонізація газу може виникати під впливом сильного нагрівання, бомбардування молекул газу швидкими електронами чи іонами та ін. У природних умовах газ завжди піддається впливу космічних променів і радіоактивних випромінювань. Тому провідність його хоча і мала, але не дорівнює нулю.

На рис. 3.1а, показана вольт-амперна характеристика електричного розряду в газі, що розділяється на три основних види: темновий, тліючий і дуговий. Вид розряду визначається конструкцією і матеріалом електродів, видом і тиском газу і величиною електричного струму, що протікає.

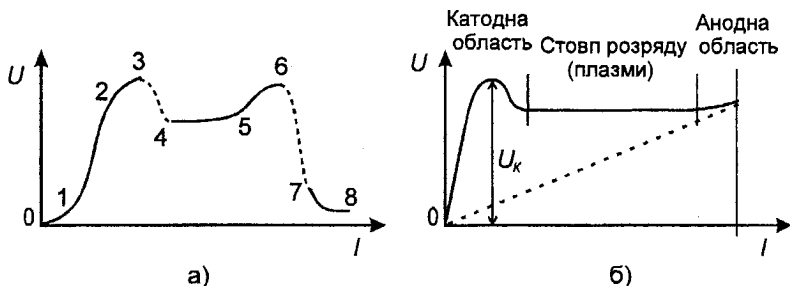


Рис. 3.1. Вольт-амперна характеристика газового розряду (а) і розподіл потенціалу між катодом і анодом (б)

При малих напругах відбувається так званий несамостійний темновий розряд (ділянка 0–3), що використовується в газорозрядних (іонних) фотоелементах.

При збільшенні напруги виникає самостійний розряд, при якому в результаті іонізації молекул газу електронами (об'ємна ударна

іонізація) різко зростає число носіїв заряду – вторинних електронів і іонів. У газорозрядному проміжку утвориться лавина електронів і позитивних іонів. Розряд у газі підтримується електронами, що випускаються катодом під ударами позитивних іонів. У такий спосіб реалізується умови позитивного зворотного зв'язку – іонізація газу електронами збільшує кількість позитивних іонів, що вдаряючись об катод приводять до росту числа електронів, що випускаються катодом, і т.д.

Перехід до самостійного розряду супроводжується запалюванням газового розряду. Стан горіння зберігається і при подальшому збільшенні струму. Напруга, при якій виникає самостійний розряд, називається напругою запалювання газового розряду.

Якщо обмежити щільність струму в газовому проміжку величинами $10^{-5} - 10^{-1}$ А/см, то виникає тліючий розряд (ділянка 4–6). Після виникнення тліючого розряду напруга на розрядному проміжку зменшується в порівнянні з напругою запалювання (ріст інтенсивності процесів іонізації підтримує самостійний розряд при менших напругах). Властивості тліючого розряду в основному визначаються позитивним просторовим зарядом у катода, що утвориться іонами. Володіючи великою масою, ці іони пересуваються до катода з меншими швидкостями, ніж електрони до анода. У просторі між електродами відбувається перерозподіл потенціалу. Анод немов би переміщається до катода, а поблизу катода виникає так зване катодне падіння напруги U_K (рис. 3.16). Основними областями тліючого розряду є катодна область, стовп розряду й анодна область. Катодна область є джерелом електронів. Стовп розряду являє собою плазму, у якій концентрація електронів і іонів рівні, а падіння напруги дуже мале. В анодній області спостерігається незначне спадання напруги. Розглянута картина тліючого розряду спостерігається при тисках порядку 10^{-2} мм.рт.ст. Зі збільшенням тиску до декількох міліметрів ртутного стовпа довжина катодної області зменшується, і вона набуває вигляду плями газу, що світиться, поблизу катода. При нормальному тліючому розряді (ділянка 4–5) площа катода, охопленого світінням, у деяких межах пропорційна величині струму. Після того, як уся поверхня катода охоплюється катодним світінням, розряд переходить в аномальну тліючу ділянку (ділянка 5–6), при якому ріст густини струму може бути досягнутим лише за рахунок більшої іонізації при підвищеній напрузі.

При середніх густинах струму може існувати ще один різновид тліючого розряду – коронний розряд, що є самостійним і не вимагає для свого виникнення початкової іонізації. Коронний розряд виникає

при порівняно великих напруженостях поля і порівняно великих тисках газонаповнювача.

Якщо не обмежувати величину струму, то аномальний тліючий розряд переходить у дуговий. При дуговому розряді (ділянка 7–8) швидкості позитивних іонів, що рухаються до катода, і електронів, що рухаються до анода, великі, а отже велика і їхня кінетична енергія. Під дією бомбардування катод нагрівається і на його поверхні виникає термоелектронна емісія. Спадання напруги на розрядному проміжку мале (катодне падіння потенціалу одного порядку з потенціалом іонізації газу), а струм, що протікає через нього, великий. Розрізняють дві основні форми дугового розряду: самостійний і несамостійний. Самостійний дуговий розряд підтримується за рахунок явищ, що відбуваються в самому розряді. Ця форма дугового розряду використовується у вентилях із ртутним катодом. Несамостійний дуговий розряд підтримується стороннім джерелом електронної емісії. Ця форма дугового розряду використовується в газотроні і тиратроні.

Електрична дуга – це дуговий розряд між двома електродами, що знаходяться в газі, зокрема в повітрі. Дві типових форми ВАХ дуги постійного струму показані на рис 3.2а і б (пунктиром початкова ділянка запалювання). Форма ВАХ залежить від процесів в аноді і катоді, від тиску і температури середовища, що оточує дугу, від умов тепловіддачі, а для змінного струму і від частоти.

Для стовпа дуги можна записати рівняння енергетичного балансу [2]

$$\frac{dW_T}{dt} + \frac{dW_M}{dt} + P_{И} = u_D i_D, \quad (3.1)$$

де W_T і W_M – відповідно тепла і магнітна енергії стовпа дуги;
 $P_{И}$ – потужність випромінювання в навколишнє середовище; t – час;
 $u_D i_D$ – потужність що підводиться до дуги.

У статичному режимі роботи, коли W_T і W_M незмінні, $P_{И} = u_D i_D$.

Провідність дуги є функцією теплової енергії, $1/R = i_D / u_D = F(W_T)$. Виразимо зміну провідності через функцію $F(W_T)$ і її похідні по W_T і за часом [3].

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{i_D}{u_D} \right) = \frac{1}{u_D} \frac{di_D}{dt} + i_D \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{u_D} \right) = \frac{1}{u_D} \frac{di_D}{dt} - i_D \frac{1}{u_D^2} \frac{du_D}{dt}. \quad (3.2)$$

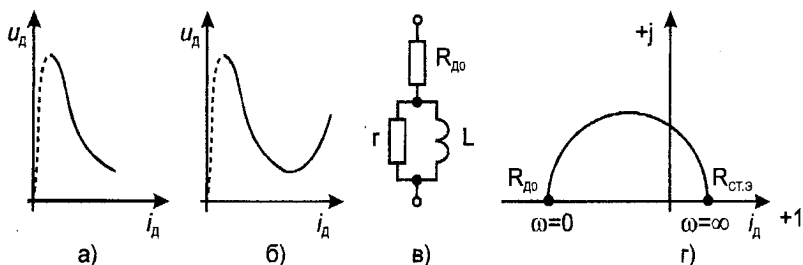


Рис. 3.2. Типова ВАХ дуги постійного струму (а,б), її схема заміщення (в) і годограф повного опору (г)

Помножимо обидві частини (2) на $R = u_d / i_d$:

$$R \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R} \right) = \frac{1}{i_d} \frac{di_d}{dt} - \frac{1}{u_d} \frac{du_d}{dt} = \frac{u_d}{i_d} \cdot \frac{dF(W_T)}{dW_T} \cdot \frac{dW_T}{dt} = \frac{F'(W_T)}{F(W_T)} \cdot \frac{dW_T}{dt}$$

Отже,

$$\frac{dW_T}{dt} = \frac{F(W_T)}{F'(W_T)} \left(\frac{1}{i_d} \frac{di_d}{dt} - \frac{1}{u_d} \frac{du_d}{dt} \right)$$

Визначимо dW_M/dt . Магнітна енергія дуги $W_M = \Psi_d i_d / 2$, де Ψ_d – потокозчеплення дуги, що нелінійно залежить від i_d . Тому

$$\frac{dW_M}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Psi_d i_d}{2} \right) = L_\Delta i_d \frac{di_d}{dt}, \quad L_\Delta = \frac{1}{2} \left(\frac{\Psi_d}{i_d} + \frac{d\Psi_d}{di_d} \right)$$

Підставимо dW_T/dt і dW_M/dt у (3.1):

$$L_\Delta i_d \frac{di_d}{dt} + \frac{F(W_T)}{F'(W_T)} \left(\frac{1}{i_d} \frac{di_d}{dt} - \frac{1}{u_d} \frac{du_d}{dt} \right) + P_H(u_d, i_d) = u_d i_d \quad (3.3)$$

Нехай вихідний стан на ВАХ дуги характеризується точкою U_0 , I_0 . Покладемо, що струм збільшився на Δi_d , а напруга – Δu_d . Збільшились магнітна $W_{M0} + \Delta W_M$, і теплова $W_{T0} + \Delta W_T$ енергії, потужність випромінювання $P_{H0} + \Delta P_H$ й еквівалентна індуктивність $L_\Delta + \Delta L$.

Потужність, що підводиться до дуги

$$P_D + \Delta P_D = (I_0 + \Delta i_D) f(I_0 + \Delta i_D) = (I_0 + \Delta i_D) \cdot [f(I_0) + \Delta i_D (\partial f / \partial i_D)_{i_D=I_0}] .$$

Через малість Δi_D і Δu_D збільшення потужності дуги

$$\Delta P_D = u_0 \Delta i_D + I_0 \Delta i_D (\partial f / \partial i_D)_{i_D=I_0} .$$

Аналогічне збільшення потужності випромінювання

$$\Delta P_H = U_0 \Delta i_D + I_0 \Delta i_D R_D ,$$

де $R_D = (\partial P_H / \partial i_D)_{i_D=I_0}$.

Після підстановки усіх величин у рівняння (3.3) одержимо

$$L_0 \frac{d\Delta i_D}{dt} + T_{Г0} \left(R_{CT0} \frac{d\Delta i_D}{dt} - \frac{d\Delta u_D}{dt} \right) = \Delta u_D - R_{D0} \Delta i_D , \quad (3.4)$$

де $T_{Г0} = \frac{F(W_{Г0})}{F'(W_{Г0})U_0I_0}$ – теплова “постійна” часу.

Проводимо алгебраїчну операцію (3.4):

$$(L_0 p + T_{Г0} R_{CT0} p + R_{D0}) \Delta i_D(p) = (p T_{Г0} + 1) \Delta u_D(p) . \quad (3.5)$$

Позначимо $T_{N0} = L_0 / R_{CT0}$ назвемо її магнітною постійною часу. З (3.5) визначимо операторне вираження для опору дуги у випадку малих збільшень

$$Z_D(p) = \frac{\Delta u_D(p)}{\Delta i_D(p)} = \frac{(T_{M0} + T_{Г0}) R_{CT0} p + R_{D0}}{1 + p T_{Г0}} . \quad (3.6)$$

Величина $R_{D0} = (du_D / di_D)_{i_0}$ залежить від вигляду ВАХ дуги і від положення робочої точки на ній. $R_{D0} > 0$ на зростаючій ділянці дуги і $R_{D0} < 0$ на падаючій. Для дуг з відносно малими струмами $T_{Г0} \gg T_{M0}$ у відповідності з [2] схема заміщення дуги стосовно малих збільшень при роботі на падаючій ділянці ВАХ зображена на рис. 3.2в і складається з r , L і R_{D0} , причому

$$r = R_{CTO}(1 + T_{M0}/T_{T0}) - R_{D0}, \quad L = T_{T0}[R_{CTO}(1 + T_{M0}/T_{T0}) - R_{D0}].$$

Комплексний опір дуги для малих по амплітуді синусоїдальних коливаннях частоти ω одержимо, замінивши p на $j\omega$ в (3.6)

$$Z_d(j\omega) = \frac{R_{D0} + j\omega R_{CT.Э} T_{T0}}{1 + j\omega T_{T0}}, \quad R_{CT.Э} = R_{CTO}(1 + T_{M0}/T_{T0}).$$

На рис. 3.2г зображений годограф $Z_d(j\omega)$; якщо точка U_0, I_0 знаходиться на падаючій ділянці ВАХ., $\varphi(\omega) = \arccos Z_d(j\omega)$ змінюється від 180° при $\omega = 0$ до 0 при $\omega \rightarrow \infty$.

3.2. Динаторний ефект

Динаторний ефект спостерігається в чотирьохелектродних електронних лампах – тетрадах (рис. 3.3). Тетрад містить катод ДО, що керує сітку 3_1 , що екранує сітку 3_2 і анод А [1]. До анода щодо катода прикладається позитивний потенціал U_a , а до керуючої сітки – негативний U_{C1} . Основним призначенням екрануючої сітки є екранування катода і керуючої сітки від електростатичного впливу поля анода. У результаті значно зменшується прохідна ємність тетрода C_{aC1} , що звичайно складає соті частки пікофарад, тобто на 2–3 порядки менше, ніж у тріода. У робочому режимі на екрануючу сітку подається позитивний потенціал щодо катода.

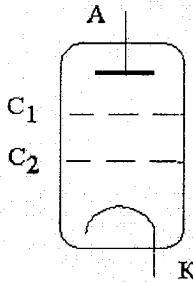


Рис. 3.3. Умовне зображення тетрода

Зі збільшенням напруги на керуючій сітці (при $U_a = \text{const}$ і $U_{C2} = \text{const}$) збільшуються величина діючої напруги і загальний струм катода $I_K = I_a + I_{C2}$ ($U_{C1} < 0, I_{C1} = 0$). Збільшення анодного струму при

цьому відбувається в результаті росту струму I_K . Якщо підвищити анодну напругу, а напруга екрануючої сітки залишити незмінним, то анодний струм збільшується, а струм екрануючої сітки зменшується відповідно на ту саму величину. Чим більше I_K , тим значніше відрізняються величини струмів I_a і I_{C2} для двох значень анодної напруги U_a'' і U_a' .

Анодні характеристики тетрода $I_a = f(U_a)_{U_{C1}, U_{C2}}$ (рис. 3.4)

різко відрізняються від триодних. При $U_a = 0$ і $U_{C2} > 0$ струм $I_a = 0$, а струм $I_{C2} = I_K$. Зі збільшенням анодної напруги приблизно до 15 - 18 В анодний струм швидко росте, а струм екрануючої сітки падає. Ділянка 1 характеристики відповідає струморозподіленню в режимі повернення електронів до екрануючої сітки із проміжку "анод, екрануюча сітка" (при $U_a < U_{C2}$). Анодний струм збільшується за рахунок електронів, що до цього поверталися до екрануючої сітки. На ці електрони поле анода робить прямиий вплив, і струм I_a з ростом напруги U_a збільшується дуже швидко.

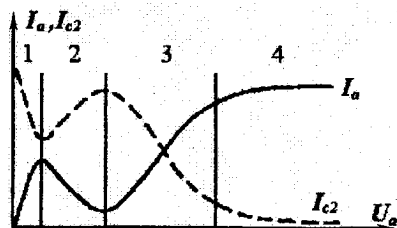


Рис. 3.4. Залежності струму анода I_a і екрануючої сітки I_{C2} від анодної напруги U_a тетрода

Після досягнення анодною напругою величини порядку 15 - 18 В характер залежності струмів I_a і I_{C2} від U_a різко змінюється: анодний струм починає падати, а струм сітки, що екранує, зростає. Це явище виникає в результаті утворення вторинної емісії анода. При $U_a \approx 15$ В енергія падаючих на анод електронів стає достатньою для вибивання з його поверхні вторинних електронів, що під дією потенціалу екрануючої сітки ($U_{C2} > U_a$) переходять на неї, збільшуючи струм I_{C2} . Струм I_a при цьому зменшується, тому що напрямок струму вторинних електронів з анода протилежний напрямку основного анодного струму (ділянка 2). Зменшення анодного струму і збільшення струму екрануючої сітки продовжується доти, поки напруга U_a не стає близькою до напруги U_{C2} . Розглянуте явище зменшення анодного струму називається *динаторним ефектом*.

При подальшому збільшенні анодної напруги ($U_a > U_{C2}$) струм I_a різко зростає, а струм I_{C2} падає (ділянка 3), тому що анодна напруга, що збільшується, повертає назад на анод велику частину вторинних електронів. Нарешті, настає такий режим, при якому характеристика $I_a - U_a$ має пологу ділянку 4. Ця ділянка характеристик відповідає режиму роботи лампи з прямим перехопленням електронів екрануючою сіткою а не режиму насичення. При цьому малі збільшення анодного струму при значних змінах анодної напруги пояснюються слабким впливом потенціалу анода на просторовий заряд у катода. Ріст струму I_a відбувається в результаті вторинної емісії із екрануючої сітки.

Основним недоліком, що обмежує застосування звичайних тетродів, є наявність падаючої ділянки 2 анодної характеристики, що може викликати самозбудження чи схеми переключування форми посилюваних сигналів (ця ділянка характеристики може використовуватись в схемах спеціальних генераторів). Для виключення динаторного ефекту розроблені спеціальні конструкції тетродів. У них між екрануючою сіткою і анодом створюється область зниженого потенціалу (U_{\min}), що перешкоджає переходу вторинних електронів з анода на екрануючу сітку.

3.3. Пролітний ефект у вакуумних негатронах

Робота багатьох генераторних і підсилювальних приладів НВЧ зв'язана з проходженням електронного потоку через зазор, на який ззовні накладена змінна напруга [4]. Розглянемо випадок, коли в плоский двосітковий зазор надходить електронний потік, сформований звичайною електронною гарматою і не має попередньої модуляції по щільності (рис. 3.5). Подальшим проходженням електронного потоку цікавитися поки не будемо. Для простоти на виході зазору можна розташувати колектор, як показано на рис. 3.5.

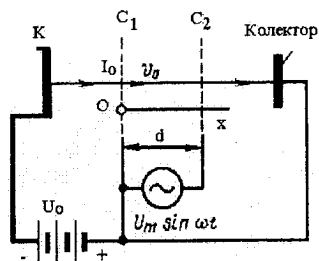


Рис. 3.5. Плоский зазор, що пронизується немодульованим потоком електронів

Позначимо через U_0 і U_m постійну напругу, що прискорює, і амплітуду НВЧ напруги між сітками; обмежимося випадком малих амплітуд $U_m \ll U_0$ (). Сітки зазору Z_1 і Z_2 будемо вважати ідеальними, тобто цілком прозорими для електронного потоку і непрозорими для електричного поля.

Проліт електронів між сітками характеризує час прольоту τ .

Час прольоту електрона, як і будь-якої іншої матеріальної частки, може бути визначено інтегруванням рівняння його руху [4]

$$m_0 \frac{dv}{dt} = q \{ E + [vB] \} = F, \quad (3.7)$$

де m_0 – маса спокою електрона, E – напруженість електричного поля, v – швидкість руху електрона, q – заряд електрона, U – індукція магнітного поля, F – сила, що діє на заряд.

Якщо відомі напруженості полів E и H , а також задані початкові умови, то інтегрування рівняння (3.7) за часом дозволяє обчислити швидкість електрона v у будь-якій точці пролітного простору. Подальший розрахунок часу прольоту може бути зведений до перебування інтеграла виду

$$\tau = \int_{S_1}^{S_2} \frac{dS}{v},$$

де S_1 і S_2 – координати розглянутих електродів.

Інший метод розрахунку часу прольоту зводиться до повторного інтегрування рівняння (3.7) і перебуванню рівняння руху електрона у вигляді $S = f(t)$. Підставляючи по черзі в отримане рівняння координати розглянутих електродів S_1 і S_2 , можна знайти час прольоту τ , що нас цікавить, як різницю відповідних часів t_1 і t_2 :

$$\tau = t_2 - t_1.$$

Для розглянутого випадку, вважаємо що сітки являють собою дві нескінченно протяжні рівнобіжні площини 1, 2, розташовані на відстані d одна від іншої. Напругу U_0 будемо вважати постійною у часі. Зовнішнє магнітне поле будемо вважати рівним нулю. Релятивістських виправлень враховувати не будемо, вважаючи $v \ll c$.

Рівняння руху (3.7) у даному випадку при відсутності просторового заряду має найпростіший вигляд:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \left(-\frac{U_0}{d} \right).$$

При інтегруванні рівняння руху використовуємо таку початкову умову: у площині $x = x_0$ при $t = t_0$ швидкість електрона дорівнює v_0 . Тоді

$$v = v_0 + \frac{eU_0}{md} (t - t_0), \quad (3.8)$$

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{eU_0}{md} \frac{(t - t_0)^2}{2}. \quad (3.9)$$

Обчислимо час прольоту електрона по іншому методу, зазначеному вище. Підставимо в (3.9) координату другого електрода $x = x_0 + d$. Тоді $t - t_0 = \tau$ і рівняння (3.9) приймає вигляд

$$\frac{eU_0}{md} \frac{\tau^2}{2} + v_0 \tau = d.$$

При $v_0 = 0$ (випадок, близький до звичайного діода з напруженим катодом) одержуємо просте рівняння, що визначає час прольоту в режимі насичення діода:

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (3.10)$$

Для електроніки НВЧ становить інтерес і інший випадок, коли $U_0 = 0$, але початкова швидкість електронів v_0 відмінна від нуля. Подібна ситуація зустрічається, наприклад у клістронах, де електрони, що надходять у плоский зазор через отвори в першому електроді, рухаються далі по інерції. Час прольоту через такий зазор дорівнює

$$\tau = \frac{d}{v_0}. \quad (3.11)$$

Визначимо час прольоту у випадку, коли між електродами плоского зазору прикладена перемінна напруга $u = U_m \sin \omega t$. Відвернемося від хвильових явищ у міжелектродному просторі, тобто

від можливого запізнювання поля по фазі. Початкову швидкість електронів v_0 і просторовий заряд для простоти враховувати знову не будемо. Вихідне рівняння руху електронів має вигляд

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU_m}{d} \sin \omega t.$$

Після першого інтегрування одержуємо:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eU_m}{\omega m d} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t),$$

де через t_0 , як і колись, позначений момент входу електрона в зазор. Друге інтегрування дає:

$$x = x_0 + \frac{eU}{\omega^2 m d} [(\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0 - \sin \omega t + \sin \omega t_0]. \quad (3.12)$$

Звідси можна визначити час прольоту з умов $x = x_0 + d$; $\tau = t - t_0$. Відволікаючись від обчислювальних труднощів, помітимо, що час прольоту має тепер різну величину для електронів, що ввійшли в зазор у різні моменти часу t_0 . Ця обставина унеможлиблює введення поняття «справжнього» часу прольоту, що характеризувало б розглянутий проміжок при заданій амплітуді змінної напруги під час відсутності накладеної на ті ж електроди постійної напруги.

Якщо на електроди одночасно накладені постійна і змінна напруги, тобто $u = U_0 + U_m \sin \omega t$, то в загальному випадку при сумірних величинах U_0 і U_m час прольоту електронів також може розрізнятися в залежності від початкового моменту часу t_0 . Однак при $U_m \ll U_0$ часто можна зневажити малими змінами часу прольоту, обумовленими змінною складовою напруги, і обчислювати «незбурений» час прольоту.

Абсолютна величина часу прольоту сама по собі недостатньо повно характеризує вплив інерції електронів на роботу приладу. Поводження негатрона в значній мірі залежить від того, чи є час прольоту порівняним з періодом коливання. Тому більш важливим є відношення часу прольоту до періоду коливань T , тобто величина $\frac{\tau}{T}$.

При аналізі пролітних явищ в електронних негатронах прийнято розглядати кут прольоту електронів θ , пропорційний відношенню $\frac{\tau}{T}$ й обумовлений рівнянням

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T}. \quad (3.13)$$

Оскільки період T зв'язаний із круговою частотою коливань ω співвідношенням $\omega = 2\pi/T$, рівняння (13) може бути переписане у вигляді

$$\theta = \omega\tau. \quad (3.14)$$

Кут прольоту θ по (3.13) і (3.14) виражається в радіанах. Його величину можна виражати також у градусах по співвідношенню

$$\theta = 360^\circ \frac{\tau}{T}. \quad (3.15)$$

З фізичної точки зору кут прольоту показує зміну фази напруги, прикладеної до розглянутих електродів, за час руху електрона між цими електродами.

Знаючи час прольоту і робочу частоту, неважко обчислити кут прольоту електронів. Так, у випадку плоского зазору, що розглядався вище, при малій змінній напрузі, накладеній на велику постійну напругу, тобто при $U_m \ll U_0$, незбурений кут прольоту електронів при відсутності просторового заряду відповідно до рівнянь (3.10) і (3.14) дорівнює

$$\theta = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (3.16)$$

Якщо електрони, що володіють значною початковою швидкістю v_0 , надходять у зазор, на який накладена тільки мала змінна напруга, то незбурений кут прольоту по (3.11) і (3.14) описується рівнянням

$$\theta = \frac{\omega d}{v_0}. \quad (3.17)$$

Останнє рівняння можна застосовувати лише за умови

$$U_m \ll \frac{mv_0^2}{2e},$$

тобто коли амплітуда змінної напруги багато менше постійної напруги U_0 , що відповідає швидкості v_0 .

Якщо кут прольоту електронів через зазор прагне до нуля, то енергія, одержувана електронним потоком від поля, у середньому дорівнює нулю. Це неважко зрозуміти, з огляду на те, що число електронів, що прискорюються в зазорі протягом одного напівперіода поля, у точності дорівнює числу електронів, що сповільнюються, минаючи зазор за другий напівперіод. Однак при кінцевому куті прольоту це положення повинне змінитися, оскільки час перебування в зазорі електронів, що сповільнюються, і електронів, що прискорюються високочастотним полем, виявляється різним.

Розглянемо в загальному випадку баланс енергії, одержуваної електронним потоком від високочастотного електричного поля. З цією метою виведемо рівняння струму, наведеного в зовнішньому ланцюзі при русі електронів між сітками зазору.

Рівняння руху електронів у зазорі має вигляд

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -eE = e \frac{U_m}{d} \sin \omega t \quad (3.18)$$

(умовно покладається, що позитивний знак напруги відповідає прискоренню електронів у напрямку осі x).

Інтегруючи перший раз рівняння (3.18), одержуємо швидкість електронів v у вигляді

$$\frac{dx}{dt} = v = v_0 - \frac{eU}{\omega md} (\cos \omega t - \cos \omega t_0), \quad (3.19)$$

де t_0 – момент входу розглянутого електрона в зазор і v_0 – початкова швидкість, рівна в нерелятивістському випадку

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}. \quad (3.20)$$

Друге інтегрування рівняння (3.18) дає

$$x = v_0(t - t_0) - \frac{eU_m}{\omega^2 md} [\sin \omega t - \sin \omega t_0 - (\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0].$$

Час прольоту електронів через зазор τ визначається з умови $x = d$; $\tau = t - t_0$, відкіля

$$d = v_0 \tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md} [\sin \omega t - \sin(\omega t - \omega \tau) - \omega \tau \cos(\omega t - \omega \tau)]. \quad (3.21)$$

Під t мається на увазі момент проходження через другу сітку того електрона, що ввійшов у зазор у момент t_0 .

Рівняння (3.21) є трансцендентним щодо часу прольоту τ . Для рішення цього рівняння можна скористатися умовою малості амплітуди U_m в порівнянні з постійною напругою, що U_0 прискорює. Позначимо через τ_0 і θ відповідно час прольоту електронів під час відсутності змінної напруги і незбурений кут прольоту електронів через зазор, тобто

$$\theta = \omega \tau_0 = \frac{\omega d}{v_0}. \quad (3.22)$$

Тоді при $\frac{U_m}{U_0} \ll 1$ можна покласти:

$$\tau = \tau_0 + \delta\tau; \quad \delta\tau \ll \tau_0.$$

Розкладаючи в степеневий ряд тригонометричні функції по малому параметру $\omega\delta\tau$ і нехтуючи членами другого і вищих ступенів, маємо:

$$\sin(\omega t - \omega \tau) \approx \sin(\omega t - \theta) - \omega\delta\tau \cos(\omega t - \theta),$$

$$\cos(\omega t - \omega \tau) \approx \cos(\omega t - \theta) - \omega\delta\tau \sin(\omega t - \theta).$$

Підставимо останні вираження в (3.21). Нехтуючи членом другого порядку малості, що містить величину $(\omega\delta\tau)^2$, і відкидаючи член першого порядку малості, знаходимо:

$$d \approx v_0 \tau - \frac{eU_m}{\omega^2 md} [\sin \omega t - \sin(\omega t - \theta) - \theta \cos(\omega t - \theta)]. \quad (3.23)$$

Резервуємо отримане рівняння, що дозволяє визначити час прольоту τ для будь-якого моменту часу t , і використовуємо загальне рівняння наведеного струму. Нехай крізь першу сітку за час dt_0 у зазор надходить елементарний шар заряду $dq = I_0 dt_0$, де I_0 – постійна складова конвекційного електронного струму. По теоремі Рамо цей шар заряду під час свого руху наводить струм $di_{\text{навед}}$, рівний

$$di_{\text{навед}} = I_0 dt_0 \frac{v}{d}.$$

Миттєва швидкість електронів v визначається отриманим вище рівнянням (3.19). Сумарний наведений струм у момент часу t може бути знайдений інтегруванням по всіх зарядах, що знаходяться в цей момент у зазорі:

$$\begin{aligned} i_{\text{навед}} &= \int_{t-\tau}^t \frac{I}{d} \left[v_0 - \frac{eU_m}{\omega md} (\cos \omega t - \cos \omega t_0) \right] dt_0 = \\ &= \frac{I_0}{d} \left\{ v_0 \tau - \frac{eU}{\omega^2 md} [\omega \tau \cos \omega \tau - \sin \omega \tau + \sin(\omega \tau - \omega \tau)] \right\}. \end{aligned}$$

Знову використовуючи розкладання функції $\sin(\omega t - \omega \tau)$ в ряд, одержуємо (знак наближеної рівності тут і надалі для спрощення опускається):

$$i_{\text{навед}} = \frac{I_0}{d} \left\{ v_0 \tau - \frac{eU}{\omega^2 md} [\theta \cos \omega \tau - \sin \omega \tau + \sin(\omega \tau - \theta)] \right\}.$$

Підставимо в останнє рівняння величину $v_0 \tau$, обумовлену з (3.23). Після нескладних перетворень з урахуванням (3.22) і (3.20) вираження змінної складової наведеного струму $i_{\text{навед}}$ набуває вигляду

$$i_{\text{навед}} = \frac{U_m I_0}{2U_0} \{ F_1(\theta) \sin \omega t + F_2(\theta) \cos \omega t \}, \quad (3.24)$$

де
$$F_1(\theta) = \frac{2(1 - \cos \theta) - \theta \sin \theta}{\theta^2}, \quad (3.25)$$

$$F_2(\theta) = \frac{2 \sin \theta - \theta(1 + \cos \theta)}{\theta^2}. \quad (3.26)$$

З рівняння (3.24) видно, що змінна складова наведеного струму зазору в загальному випадку не дорівнює нулю і має активну (синфазну з напругою) і реактивну складові. Позначаючи амплітуди активної і реактивний складових струму через I_{m1} і I_{m2} , можна переписати (3.24) у вигляді

$$i_{\text{навед.}} = I_{m1} \sin \omega t + I_{m2} \cos \omega t,$$

$$I_{m1} = \frac{U_m I_0}{2U_0} F_1(\theta), \quad (3.27)$$

$$I_{m2} = \frac{U_m I_0}{2U_0} F_2(\theta). \quad (3.28)$$

Маючи вирази наведеного струму і знаючи напругу на зазорі, рівну $u = U_m \sin \omega t$, можна обчислити повну вхідну провідність зазору. Активну і реактивну складові повної провідності на затисках зазору, обумовлені присутністю електронного потоку, прийнято називати відповідно активною електронною провідністю $G_{\text{эл}}$ і реактивною електронною провідністю $B_{\text{эл}}$.

Їхні величини визначаються з умов

$$G_{\text{эл}} = \frac{I_{m1}}{U_m}; \quad B_{\text{эл}} = \frac{I_{m2}}{U_m}.$$

Використовуючи рівняння (3.27) і (3.28), одержуємо:

$$G_{\text{эл}} = \frac{I_0}{2U_0} F_1(\theta),$$

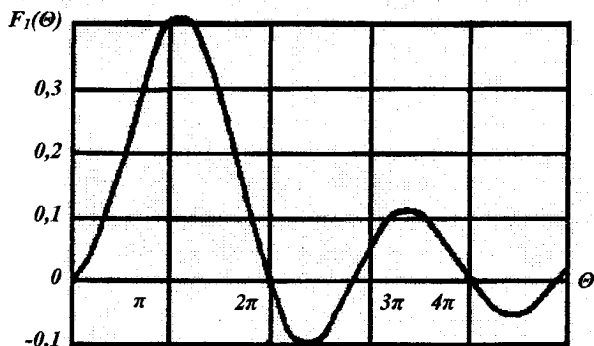
$$B_{\text{эл}} = \frac{I_0}{2U_0} F_2(\theta).$$

Графіки функцій $F_1(\theta)$ і $F_2(\theta)$, побудовані по (3.25) і (3.26), приведені на рис. 3.6.

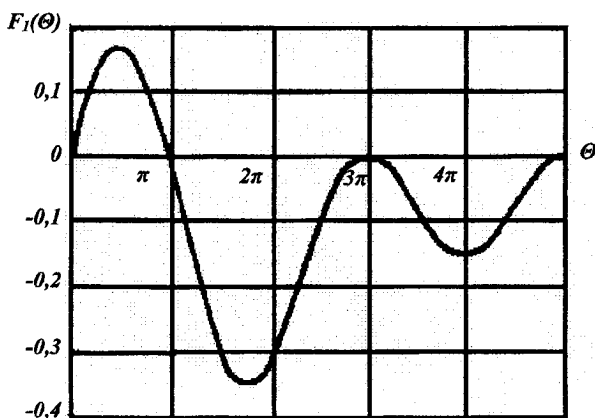
Найбільший інтерес у даному випадку становить активна електронна провідність $G_{\text{эл}}$, що характеризує обмін енергією між високочастотним полем зазору й електронним потоком. Справді,

середня потужність P , що надходить в електронний потік від генератора НВЧ коливань, може бути записана у вигляді

$$P = \frac{1}{2} U_m^2 G_{\text{эл}}.$$



а)



б)

Рис. 3.6. Графіки функцій $F_1(\theta)$ і $F_2(\theta)$, що визначають активну (а) і реактивну (б) провідності зазору

Якщо провідність $G_{\text{эл}}$, що є навантаженням для зовнішнього генератора, позитивна, то $P > 0$ і, отже, електронний потік поглинає енергію НВЧ коливань. Навпаки, при $G_{\text{эл}} < 0$ енергія, що поглинається електронним потоком, стає негативною. З фізичної точки зору цьому

відповідає подача енергії від електронного потоку в зовнішній ланцюг зазору. У цьому режимі плоский зазор, що пронизується немодульованим електронним потоком, має негативний опір і може бути використаний у вакуумних R-негатронах.

3.4. Термоелектричний ефект

Термоелектричний ефект, що веде до появи негативного опору спостерігається в терморезисторах – напівпровідникових двополюсниках, величина опорів яких дуже залежить від температури. Існує два типи терморезисторів: з позитивним температурним коефіцієнтом – термістори, і з негативним температурним коефіцієнтом – позистори.

Залежність $U_T = f(I)$ терморезистора являє собою вольт-амперну характеристику з трьома основними ділянками: OA , AB , BP (рис. 3.7). На початковій ділянці OA характеристика лінійна, тому що при малих струмах потужність, що виділяється в терморезисторі, мала і практично не впливає на його температуру. На ділянці AB лінійність характеристики порушується. З ростом струму температура терморезистора підвищується, а його опір, унаслідок збільшення числа збуджених електронів і дірок провідності в напівпровіднику, зменшується. При подальшому збільшенні струму на ділянці BP зменшення опору виявляється настільки значним, що ріст струму веде до зменшення спадання напруги на терморезисторі. Наприкінці ділянки BP вольт-амперна характеристика усе більш наближається до вертикальної.

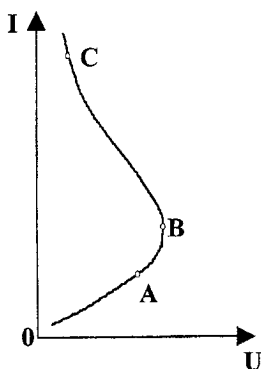


Рис. 3.7. Вольт-амперна характеристика терморезистора

У такий спосіб термістор володіє S-подібною ВАХ з ділянкою негативного опору BP .

Визначимо схему заміщення термістора для малих перемінних складових [3]. Припустимо, що до термістора підведена деяка постійна напруга U_0 , через нього протікає струм I_0 і в сталому режимі роботи температура його T_0 , а навколишнього середовища Θ . Опір термістора R_{T_0} .

Нехай температура термістора зросла з T_0 до $T_0 + \Delta T$. При цьому опір його змінився з R_{T_0} до $R_{T_0} + \Delta R$, струм - з I_0 до $I_0 + \Delta I$ і напруга - з U_0 до $U_0 + \Delta U$. Складемо два рівняння, що зв'язують збільшення ΔT , ΔI і ΔU .

Перше складемо, використовуючи рівняння балансу потужності

$$(I_0 + \Delta I)^2 (R_{T_0} + \Delta R) = k(T_0 - \Theta + \Delta T) + C_T \frac{d\Delta T}{dt}. \quad (3.29)$$

З огляду на малу величину ΔI у порівнянні з I_0 , знайдемо

$$(I_0 + \Delta I)^2 (R_{T_0} + \Delta R) \approx I_0^2 R_{T_0} + I_0^2 \Delta R + 2I_0 \Delta I R_{T_0}.$$

Виключаючи із рівняння (3.29) складові, відповідні до режиму, що встановився, одержимо

$$I_0^2 \Delta R + 2U_0 \Delta I = k\Delta T + C_T \frac{d\Delta T}{dt}. \quad (3.30)$$

Проводячи алгебраїчні операції (30), знайдемо

$$\Delta T(p) = \frac{I_0^2 \Delta R(p) + 2U_0 I(p)}{k + pC_T}. \quad (3.31)$$

Друге рівняння одержимо, виходячи з закону Ома:

$$I_0 + \Delta I = \frac{U_0 + \Delta U}{R_{T_0} + \Delta R} \cong \frac{U_0}{R_{T_0}} \left(1 - \frac{\Delta R}{R_{T_0}}\right) + \frac{\Delta U}{R_{T_0}} \left(1 - \frac{\Delta R}{R_{T_0}}\right). \quad (3.32)$$

Виключаючи з обох частин рівняння однакові доданки $I_0 = U_0/R_{T_0}$, знайдемо

$$\Delta I = -I_0 \frac{\Delta R}{R_{T_0}} + \frac{\Delta U}{R_{T_0}} \left(1 - \frac{\Delta R}{R_{T_0}} \right). \quad (3.33)$$

Складемо вираз для ΔR , обумовлений малим ($\Delta T/T \ll 1$) збільшенням ΔT :

$$\begin{aligned} R_{T+\Delta T} &= R_{T_0} + \Delta R = R_{\infty} e^{\frac{B}{T_0+\Delta T}} = R_{\infty} e^{\frac{B}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T}{T_0} \right)} = \\ &= R_{\infty} e^{\frac{B}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T}{T_0} \frac{B}{T_0} \right)}. \end{aligned}$$

Звідси

$$\Delta R = -R_{T_0} \frac{B\Delta T}{T_0^2}. \quad (3.34)$$

У (3.32) підставимо $\Delta R/R_{T_0}$ з (3.34) і знайдемо

$$\frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{R_{T_0}}{1 + \frac{B}{T_0^2} \Delta T} \left(1 - \frac{I_0 B \Delta T}{T_0^2 \Delta I} \right). \quad (3.35)$$

У (35) замість ΔT підставимо праву частину (3.31):

$$Z_T(p) = \frac{\Delta U(p)}{\Delta I(p)} = R_{T_0} \frac{a + p\tau}{b + p\tau}. \quad (3.36)$$

Тут

$$a = 1 - d = 1 - \frac{U_0 I_0 B}{k T_0^2},$$

$$\text{де } d = \frac{U_0 I_0 B}{k T_0^2}; \quad \tau = \frac{C_T}{k}; \quad b = 1 + \frac{I_0^2 B R_{T_0}}{k T_0^2} + \frac{2 U_0 \Delta I(p) B}{k T_0^2} \approx 1 + \frac{U_0 I_0 B}{k T_0^2} = 1 + d.$$

Оцінимо порядок і знаки коефіцієнтів d , a і b . Для термістора КТМ-11, що знаходиться в повітрі, коли у вихідному стані робоча точка розташована на падаючій ділянці ВАХ:

$$U_0 = 84 \text{ В}; I_0 = 4,9 \text{ мА}; R_{T_0} = 16,9 \text{ кОм}; T_0 = 437^\circ\text{К};$$

$$B = 4350 \text{ К}; k = 3,12 \text{ мВт/град.}; C_T = 0,07488 \text{ В}\cdot\text{А}\cdot\text{з/град.};$$

$$\tau = C_T/k = 24 \text{ с.}$$

$$d = 3,1, a = -2,1, b = 4,1.$$

Таким чином, $a < 0$, $b > 0$ і $b > |a|$.

Підставимо $j\omega$ замість p у (3.36) і виділимо дійсну і уявну частини:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re} Z_T(j\omega) &= R_{T_0} \frac{ab + \omega^2 \tau^2}{b^2 + \omega^2 \tau^2}; \\ \operatorname{Im} Z_T(j\omega) &= R_{T_0} \frac{(b-a)\omega\tau}{b^2 + \omega^2 \tau^2}. \end{aligned} \right\} \quad (3.37)$$

При $\omega = 0$ $\operatorname{Re} Z_T(j\omega) = R_{T_0} \frac{a}{b}$ — величина негативна.

При $\omega \rightarrow \infty$ $\operatorname{Re} Z_T(j\omega) = R_{T_0}$.

При $\omega = \sqrt{|ab|}/\tau$ $\operatorname{Re} Z_T(j\omega) = 0$.

Залежність $\operatorname{Re} Z_T(j\omega)$ зображена на рис. 3.8а. Оскільки $b - a = 2d > 0$, то при всіх частотах $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) \geq 0$.

При $\omega = 0$ $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) = 0$.

При $\omega \rightarrow \infty$ $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) = 0$

$\operatorname{Im} Z_T(j\omega)$ має максимум при $\omega = b/\tau$ (рис. 3.8б).

Тому що при всіх частотах $\operatorname{Im} Z_T(j\omega) \geq 0$, то при дослідженні стійкості схем з термісторами в схемах заміщення термістор для малих по амплітуді змінних складових може бути замінений схемою (рис. 3.9) із двома активними опорами R_1 й R_2 і індуктивністю L .

$R_1 = R_{T_0} \frac{a}{b}$ знайдено з умови, що $Z_T(j\omega) = R_{T_0} \frac{a}{b}$. При $\omega \rightarrow \infty$

індуктивність L являє собою розрив, а сума $R_1 + R_2 = R_{T_0}$. Звідси

$$R_2 = R_{T_0} \left(1 - \frac{a}{b} \right),$$

$$L = \tau \frac{R_{T_0}(b-a)}{b^2} = \frac{C_T R_{T_0}(b-a)}{k b^2}.$$

Формула для L отримана при зіставленні $Z(p)$ в схемі рис. 3.9 з формулою (3.36).

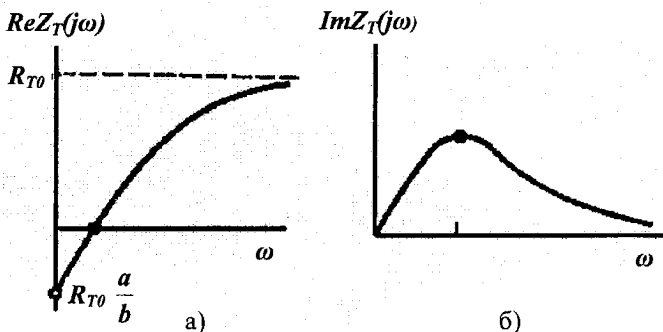


Рис. 3.8. Частотна залежність складових повного опору термістора

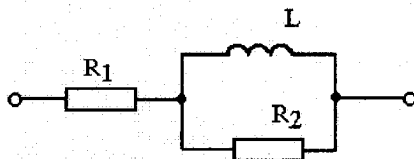


Рис. 3.9. Еквівалентна схема термістора

Позистори виготовляють з титанату барію, легованого домішками рідкоземельних металів. При фазовому переході від тетрагональної структури до кубічної при збільшенні температури опір позистора зростає на кілька порядків. Позистори відомі з 1959 р.

На потужність розсіювання приблизно від 0,2 до 2 Вт конструктивно позистори виконують у вигляді дисків діаметром 2–6 мм і висотою 1,5–2,5 мм. Найбільш поширені позистори СТ5-1, СТ6-1 і СТ6-3.

Позитивний температурний коефіцієнт має місце в діапазоні температур 8–90°C для СТ5-1 і 10–125°C для СТ6-3Б. Кратність зміни опору в області максимального температурного коефіцієнта 10^2 – 10^4 . Постійна часу 10–20 с.

На рис. 3.10 зображені ВАХ позистора СТ5-1 при різних температурах навколишнього середовища Θ . При 8 – 90°C ВАХ мають N-подібну форму, при 127 – 190°C – монотонно зростаючий характер.

Залежність питомої теплоємності позистора c_T (чи c_n) від його температури T при незмінній Θ і незмінній напрузі на позисторі показана на рис. 3.11. Пік кривої відповідає фазовому переходу від тетрагональної фази до кубічної.

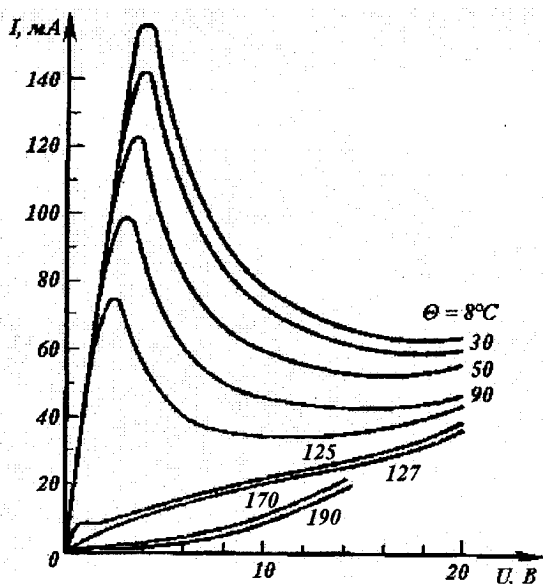


Рис. 3.10. Вольт-амперна характеристика позистора

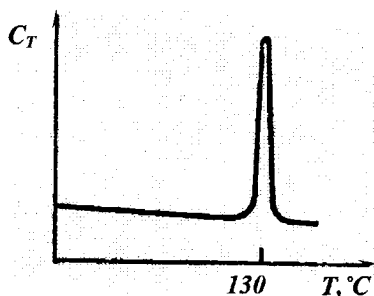


Рис. 3.11. Залежність питомої теплоємності позистора від температури

Опір позистора R_{Π} залежить від температури T тіла позистора, від конструктивного його виконання й умов охолодження, і приблизно може бути описано показовою функцією

$$R_{\Pi} = R_{\Pi 0} e^{-B/T}. \quad (3.38)$$

Знайдемо схему заміщення позистора для малих змінних складових. Покладемо, що при незмінній Θ температура позистора змінилася з T_0 до $T_0 + \Delta T$. Це викликало зміну опору позистора з $R_{\Pi 0}$ до $R_{\Pi 0} + \Delta R$, струму з I_0 до $I_0 + \Delta I$ і напруги на позисторі з U_0 до $U_0 + \Delta U$. Стосовно малих збільшень напруги ΔU і струму ΔI опір

позистора $\Delta R(p) = Z_{\Pi}(p) = \frac{\Delta U(p)}{\Delta I(p)}$ визначимо з формули, виведеної

для термістора, з обліком того, що коефіцієнт B у термістора позитивний, а в позистора, якщо врахувати знак мінус у показнику в "е" у формулі (3.38), негативний. Відповідно до викладеного

$$\begin{aligned} Z_{\Pi}(p) &= R_{\Pi 0} \frac{1 - d + p\tau}{1 + d + p\tau}; \\ d &= -\frac{U_0 I_0 B}{k I_0^2}; \quad \tau = c_{\Pi} / k, \end{aligned} \quad (3.39)$$

де c_{Π} – питома теплоємність; k – коефіцієнт, що враховує тепловіддачу від тіла позистора в навколишнє середовище.

Перепишемо (3.39):

$$Z_{\Pi}(p) = R_{\Pi 0} \frac{a + p\tau}{b + p\tau}. \quad (3.40)$$

Тут

$$a = 1 + m; \quad b = 1 - m; \quad a - b = 2m; \quad m = \frac{U_0 I_0 B}{k I_0^2}.$$

У цих формулах знак мінус перед B в показнику "е" у формулі (3.38) уже врахований, тобто мається на увазі модуль $|B|$.

У (3.40) замість p підставимо $j\omega$ і виділимо дійсну і уявну частини:

$$\operatorname{Re} Z_{\Pi}(j\omega) = R_{\Pi 0} \frac{ab + \omega^2 \tau^2}{b^2 + \omega^2 \tau^2}, \quad \operatorname{Im} Z_{\Pi}(j\omega) = R_{\Pi 0} \frac{(b - a)\omega\tau}{b^2 + \omega^2 \tau^2}. \quad (3.41)$$

Формули (3.41) повторюють формули (3.37) для термістора, тільки на падаючій ділянці характеристики в термістора $a < 0, b > 0, b - a > 0$, а в позистора $a > 0, b < 0, b - a < 0$. Залежність $\text{Re} Z_{\Pi}(j\omega)$ зображена на рис. 3.12а, залежність $\text{Im} Z_{\Pi}(j\omega)$ – на рис. 3.12б. Тому що $b - a < 0$, то $\text{Im} Z_{\Pi}(j\omega)$ має ємнісний характер і екстремум при $\omega = |b|/\tau$.

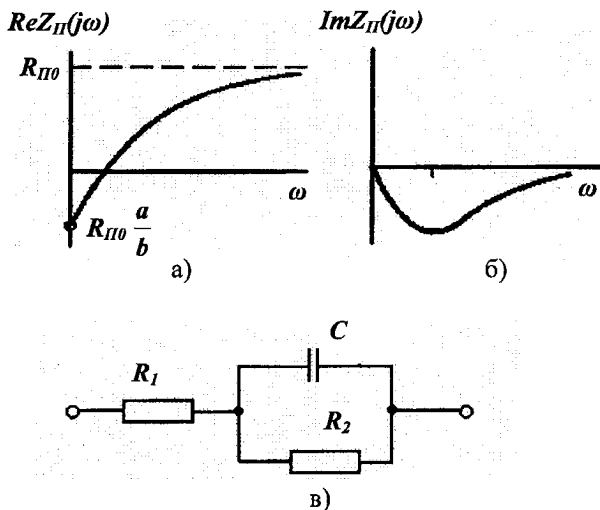


Рис. 3.12. Частотна залежність складових повного опору позистора (а, б) і його еквівалентна схема (в)

У схемі заміщення позистора рис. 3.12в для малих змінних складових включена ємність. При $\omega \rightarrow \infty$ $\text{Re} Z_{\Pi}(j\omega) = R_{\Pi 0}$, тому $R_1 = R_{\Pi 0}$.

При $\omega = 0$ $R_1 + R_2 = R_{\Pi 0} \frac{a}{b}$, тому $R_2 = R_{\Pi 0} (a/b - 1)$.

Величину ємності C знайдемо, зіставивши $Z(p)$ для схеми рис. 3.12в з $Z(p)$ за формулою (3.40)

$$C = \frac{\tau}{R_{\Pi 0}(a-b)} = \frac{c_{\Pi}}{kR_{\Pi 0}(a-b)}$$

У схемах з резисторами, як і в схемах з термісторами, завдяки великим постійним часу перехідні процеси протікають уповільнено; у них також можуть виникати релейні ефекти і автоколивання.

3.5. Тунельний ефект

У 1958 р. професором Токійського університету Лео Есакі при дослідженні дуже вузьких сплавних переходів, виготовлених на сильно легуваному електронному германію, була отримана вольт-амперна характеристика переходу N-типу. Прилади, які використовують такі р-п переходи, одержали назву тунельних діодів. Своєю назвою ці прилади зобов'язані механізму подолання носіями р-п переходу в цьому приладі, заснованому на тунельному ефекті.

Для розгляду умов, що приводять до появи тунельного ефекту в р-п переході, зіставимо процеси, що протікають у р-п-переході зі звичайною діодною характеристикою, із процесами, що протікають у тунельному діоді [5].

На рис. 3.13 приведена діаграма розподілу електронів по енергіях для напівпровідникового матеріалу з різними ступенями легування домішками, що обумовлюють провідність n- і р-типу. При відносно слабкому легуванні (приблизно до 10^{17} атом/см³) рівень Фермі лежить у забороненій зоні (рис. 3.13а). При збільшенні концентрації легуючої домішки рівень Фермі наближається до нижньої границі зони провідності в напівпровіднику n-типу і верхній границі валентної зони в напівпровіднику р-типу. У граничному випадку рівень Фермі може знаходитися в одній з дозволених зон (рис. 3.13б); такий напівпровідник називається виродженим. Перехід рівня Фермі з забороненої зони в дозволена в різних напівпровідникових матеріалах відбувається при різному ступені легування і залежить від виду легуючої домішки.

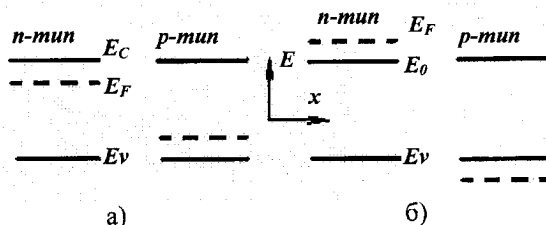


Рис. 3.13. Розташування енергетичних зон і рівня Фермі в напівпровіднику в залежності від ступеня легування:

а – неvirоджений напівпровідник; б – вироджений напівпровідник; E_F – положення рівня Фермі; E_0 – нижня границя зони провідності; E_C – верхня границя валентної зони

Знаючи закон розподілу електронів по енергіях у залежності від їхньої концентрації, можна знайти умови, що приводять до

виродження електронного газу. Як відомо [6], розподіл електронів по енергіях в інтервалі dE описується виразом

$$dn = A \frac{E^{1/2}}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1} dE, \quad (3.42)$$

де dn – кількість електронів з енергіями від E до $dE(1/\text{см})$;

$\mu = \left(\frac{\partial F}{\partial n_0}\right)$ – величина, що зв'язує вільну енергію електронів E с

їхньою загальною кількістю n_0 для даного енергетичного стану, що характеризується середньою швидкістю електронів v і температурою електронного газу T ; T – абсолютна температура; k – постійна

Больцмана ($1,381 \cdot 10^{-16}$ ерг/град); $A = 4T_n \frac{(2m^*)^{3/2}}{h^3}$ – постійна для

даного матеріалу; m^* – ефективна маса електрона, що характеризує взаємозв'язок електрона в ґратах із зовнішньою силою під час руху в періодичному полі кристала; h – постійна Планка ($6,624 \times 10^{-27}$ ерг/с).

З виразу (3.42) випливає, що в залежності від співвідношення величин $(E - \mu)$ і kT , електрони розподіляються по енергіях різним чином. Так, якщо $\exp[(E - \mu)/kT] \gg 1$, то система класична, тобто підкоряється закону розподілу Максвелла

$$f(E) = A_1 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right),$$

що справедливо для газів. При $\exp[(E - \mu)/kT] \ll 1$ система вироджена, тобто підкоряється квантовій статистиці Фермі

$$f(E) = A_2 \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1}.$$

Таким чином, критерієм виродження служить рівність $E = \mu$, що показує, що при концентраціях електронів вище визначених значень (наприклад, для германія при кімнатній температурі вище $\sim 10^{18}$ атом/см³) їхній розподіл по енергіях підкоряється квантовій статистиці Фермі.

У напівпровіднику при утворенні електронно-діркового переходу на границі розглянутих областей протилежних типів провідності протікають процеси, що приводять до перерозподілу електронів по енергіях. При цьому рух електронів характеризується деякою середньою енергією, обумовленою рівнем Фермі. Нижче цього рівня дозволені енергетичні рівні зайняті, а вище – вільні. При відсутності зовнішнього поля ця енергія однакова для обох областей провідності, у результаті чого відбувається скривлення всіх інших енергетичних рівнів на границі розглянутих областей (рис. 3.14). У силу цього в р-п-переході не виродженого напівпровідника (рис. 3.14а) нижня границя зони провідності матеріалу n-типу зміщена стосовно нижньої границі зони провідності матеріалу р-типу і для переходу електрона на вільний енергетичний рівень йому треба надати додаткову енергію. Додаткова енергія, необхідна для переходу електрона в область протилежного типу провідності, повинна бути не нижче величини, обумовленої висотою потенційного бар'єра, тобто різниці енергій дозволених рівнів в обох областях напівпровідника. У звичайному р-п-переході струм обумовлений лише дифузійною неосновних носіїв, що переборюли потенційний бар'єр; такий струм називають дифузійним.

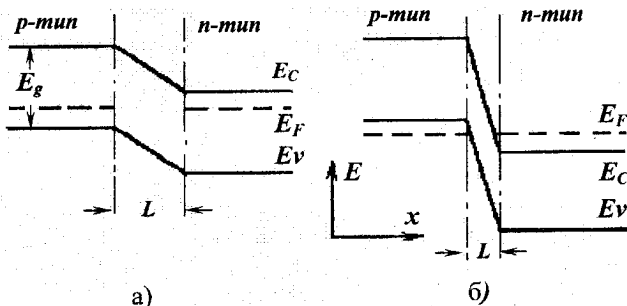


Рис. 3.14. Енергетична діаграма електронно-діркового переходу: а – не вироджений напівпровідник, б – вироджений напівпровідник

При утворенні р-п-переходу у виродженому напівпровіднику (рис. 3.14б) скривлення зон відбувається настільки сильно, що нижня границя зони провідності матеріалу n-типу стає нижче верхньої границі валентної зони матеріалу р-типу. У цьому випадку створюються умови, при яких імовірність перебування деяких електронів в обох зонах буде однаковою. Оскільки рівень Фермі знаходиться усередині дозволених зон, то при незначному зсуві

границь цих зон (під впливом зовнішнього поля) електрони зможуть переходити на вільні рівні в матеріал протилежного типу провідності.

Щоб електрон пройшов крізь потенційний бар'єр, йому досить буде повідомити енергію, меншу, ніж висота потенційного бар'єра. Такий процес називають тунельним ефектом, а проходження електронів з однієї зони провідності в іншу – тунелуванням. При відсутності зовнішнього поля частота переходу електронів праворуч, ліворуч і в зворотному напрямку однакова і загальний струм дорівнює нулю.

З деяким наближенням імовірність тунельного переходу електронів в одиницю часу крізь потенційний бар'єр W описується рівнянням

$$W = AN\epsilon e^{-B/\epsilon}, \quad (3.43)$$

де N – число валентних електронів; $A = aq/2\pi h'$ – величина постійна для даного матеріалу; a – постійна ґратки; q – заряд електрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ К); $h' = h/2\pi$ – постійна Планка; $\epsilon = Uk/L$ – напруженість електричного поля в переході з контактної різницею потенціалів Uk і

шириною L ; $B = \frac{\pi(2m^*E_q^3)^{1/2}}{2qh}$ – величина, що залежить від

властивостей напівпровідника; m^* – ефективна маса електрона; E_q – ширина забороненої зони.

З виразу (3.43) видно, що з ростом ϵ питома імовірність W/N зростає і за інших рівних умов вона менше для того напівпровідника, у якого добуток m^*E_q менше. Залежність питомої імовірності тунельного ефекту від напруженості поля для різних напівпровідникових матеріалів приведена на рис. 3.15. Найдуже змінюється імовірність тунельного ефекту в інтервалі напруженостей від 10^5 до 10^6 в/см. Така напруженість поля має місце в реальних р-п-переходах тунельних діодів. Цим пояснюється велика крутизна вольт-амперної характеристики цих діодів при малих напругах зсуву.

Слід зазначити, що розрізняють прямі і непрямі переходи електронів, що беруть участь у тунелуванні. Під прямим розуміють такий тунельний перехід, який протікає без зміни енергії електрона в процесі проходження з однієї дозволеної зони в іншу (див. рис. 3.14б). Під непрямым розуміють такий тунельний перехід, що проходить через додатковий енергетичний рівень. Щоб електрон міг потрапити на цей рівень, необхідно надати йому деяку енергію, що він віддає при переході з цього рівня в дозволена зону. Оскільки після переходу електрон потрапляє на той самий енергетичний рівень, на якому він

був до переходу (у цьому суть тунелювання), його енергія в результаті проходження з однієї дозволеної зони в іншу не змінюється.

Для обох типів переходів справедливий вираз (3.43). Однак точні формули, що визначають W , для прямих і непрямих переходів відрізняються коефіцієнтами. Внесок у тунельний струм, обумовлений прямими чи непрямими переходами, визначається електронною структурою напівпровідника.

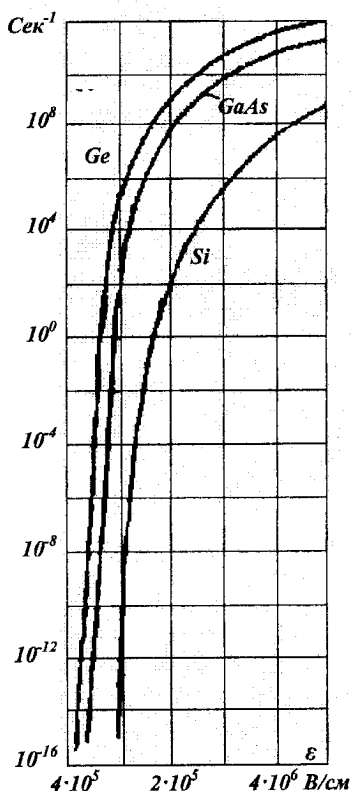


Рис. 3.15. Питома імовірність тунельного переходу електронів у залежності від напруженості поля в р - п - переході

Якщо до p - p -переходу прикласти деяку різницю потенціалів, то рівні Фермі в матеріалах n - і p -типу змістяться відносно первісного положення, тому що середня енергія електронів у цих матеріалах зміниться неоднаково. У результаті цього й енергетичні зони змістяться відносно первісного положення. Зсув зон і рівнів Фермі приведе до збільшення імовірності переходу електронів в одну з зон, і в зовнішньому ланцюзі потече струм. Такий струм називається тунельним. Він тим більше, чим більше імовірність W , що по (3.43) за інших рівних умов росте з концентрацією валентних електронів N і зменшенням ширини переходу L . Звичайно ширина тунельного p - p -переходу на кілька порядків менше, ніж звичайного переходу, і складає $100\text{--}200\text{ \AA}$.

На рис. 3.16 показані різні ділянки вольт-амперної характеристики тунельного діода і відповідні їм зсуви енергетичних зон. У вихідному стані (рис. 3.16а) зсув відсутній. З подачею позитивного зсуву (рис. 3.16б) з'являється тунельний струм. Струм досягає максимуму, коли відбувається збіг зон (рис. 3.16в); потім у міру розбіжності зон (рис. 3.16г) спадає. При подальшому збільшенні напруги зсуву зони розходяться настільки, що тунелювання стає неможливим (рис. 3.16д), тому що нижня границя зони провідності виявляється вище верхньої границі валентної зони. Потім з ростом напруги зсуву (рис. 3.16е) і зменшенням потенційного бар'єра на p - p -переході починається інжекція електронів і дірок. Через p - p -перехід потече дифузійний струм, як у звичайних (невироджених) p - p -переходах. При подачі зворотної напруги (рис. 3.16ж) зони зміщуються так, що число вільних рівнів зростає; завдяки цьому росте тунельний струм і вольт-амперна характеристика має велику крутизну поблизу нуля. Стрілками показаний напрямок руху електронів. Заповнені рівні заштриховані.

Приведений опис дозволяє сформулювати основні особливості і відмінності тунельних p - p -переходів від звичайних у такий спосіб [5]:

1. Тунельний p - p -перехід, що має різкі границі і малу ширину, утвориться у виродженому напівпровіднику, а звичайний – у неvirодженому.

2. Рівень Фермі у виродженому напівпровіднику знаходиться в одній з дозволених енергетичних зон (чи на границі), і розподіл електронів по енергіях підкоряється статистиці Фермі, а в неvirодженому напівпровіднику рівень Фермі знаходиться в забороненій зоні і розподіл електронів підкоряється статистиці Максвелла.

3. Тунельний струм є результатом проходження основних носіїв через потенційний бар'єр, а звичайний струм – результатом дифузії неосновних носіїв через потенційний бар'єр.

4. Пряма гілка вольт-амперної характеристики тунельного р-п-переходу має ділянку НП, на зворотній гілці характеристики тунельний струм безупинно росте зі збільшенням напруги, у той час як у звичайних переходах спостерігається струм насичення, що не змінюється аж до передпробійного стану.

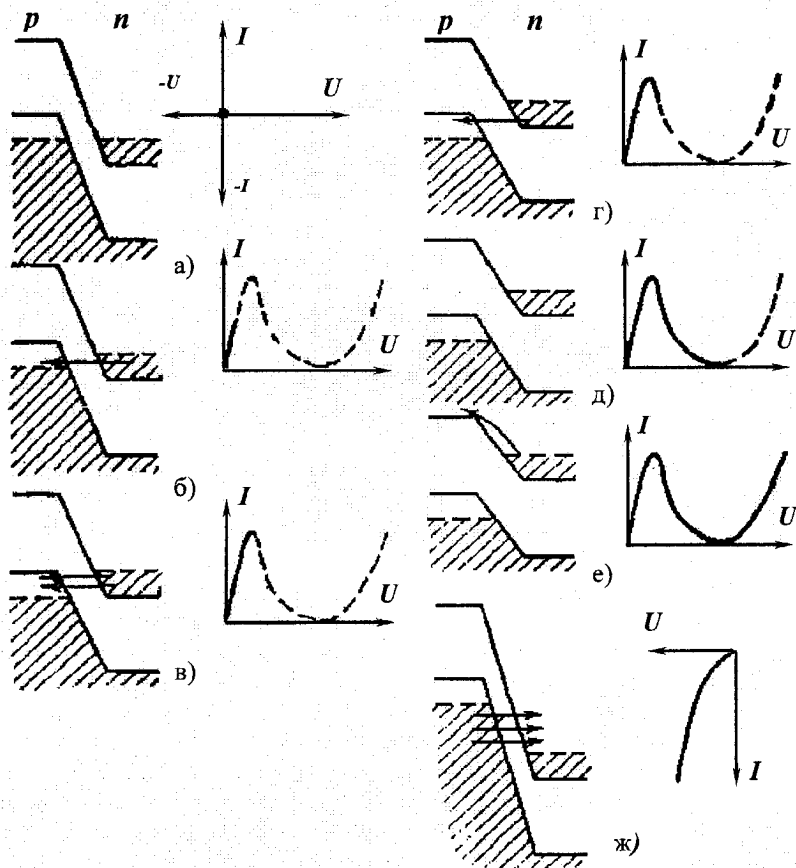


Рис. 3.16. Розташування енергетичних зон і вигляд вольт-амперної характеристики тунельного діода при різних напругах зсуву (ідеалізована схема)

3.6. Лавинний ефект

Ефект лавинного множення носіїв струму знайшов застосування як у двоелектродних (динистор, лавинно-пролітний діод); так і багатоелектродних (тиристор, лавинний транзистор) негатронах [7].

При збільшенні зворотної напруги, прикладеної до р-п-переходу, спостерігається зростання зворотного струму. Якщо ця напруга досягає деякого критичного рівня, зростання струму відбувається дуже різко і вольт-амперна характеристика (ВАХ) р-п-переходу набуває характерний різкий злам. Це явище зазвичай обумовлене електричним пробоем р-п-переходу, що може мати лавинний або польовий характер. Лавинні транзистори працюють у передпробійній області ВАХ одного з переходів, найчастіше колекторного.

Лавинний пробій переходу обумовлений ударною іонізацією носіїв у переході. Електрони і дірки, дрейфуючи в електричному полі р-п-переходу, збільшують свої швидкості і набувають енергію, достатню для здійснення процесу іонізації при зіткненні з атомами напівпровідника. При цьому утворюються вторинні електронно-діркові пари, росте концентрація носіїв у р-п-переході і струм, що протікає через нього, збільшується. За певних умов процес іонізації набуває лавинного характеру і настає лавинний пробій.

Основною характеристикою лавинного пробію є коефіцієнт іонізації, що показує скільки електронно-діркових пар утвориться під час руху первинного носія на відріжку шляху в 1 см у напрямку поля. Оскільки первинними носіями, що стимулюють ударну іонізацію, можуть бути електрони або дірки, то розрізняють два коефіцієнти іонізації: електронів α і дірок β .

Для спрощення наступного аналізу введемо такі припущення [8]: 1) перехід є плоскопаралельним і при заданій напрузі на ньому $U = \text{const}$ характеризується заданою шириною $W = \text{const}$; 2) взаємодія зарядів у переході несуттєва; 3) рекомбінацією електронів і дірок через малий час перебування їх у збідненому шарі можна знехтувати. Крім того, врахуємо, що коефіцієнти іонізації α і β є функціями напруженості електричного поля E в збідненому шарі, а напруженість електричного поля E -функцією координати x . Будемо за $x = 0$ приймати координату границі збідненого шару з областю переходу n-типу, а за $x = W$ – координату границі з областю р-типу.

Розглянемо процес ударної іонізації в переході при зворотній полярності напруги U на ньому (позитивний полюс зовнішньої напруги прикладений до області n, а негативний – області р). Нехай з боку границі $x = 0$ у перехід вводиться деяке число первинних дірок

p_0 . Дрейфуючи в переході в напрямку до границі $x = W$, первинні дірки стимулюють ударну іонізацію і на своєму шляху породжують вторинні дірки й електрони. Тому в напрямку дрейфу дірок загальна кількість зростає, при цьому збільшується густина діркової складової $J_p(x)$ загального струму, що протікає через перехід.

Припустимо, що з боку іншої границі $x = W$ у перехід вводиться деяке число первинних електронів n_0 . Ці електрони на своєму шляху до границі $x = 0$ також стимулюють ударну іонізацію. Число вторинних електронів зростає в напрямку їхнього дрейфу, обернено розглянутому руху дірок. Отже, у напрямку поля (від границі $x = 0$ до $x = W$) загальне число електронів зменшується і зменшується густина електронної складової $J_n(x)$ загального струму.

Загальна кількість носіїв одного знаку, наприклад дірок, дорівнює сумі первинних і вторинних носіїв, що утворюються при іонізації атомів напівпровідника як електронами, так і дірками. Збільшення густини діркового струму на деякому нескінченно малому відрізку шляху dx за рахунок іонізації дірками дорівнює $\beta(x)J_p(x)dx$, де $\beta(x)$ – значення β на зазначеному відрізку шляху (в результаті залежності E від x величину β можна також визначити як функцію від відстані x). Збільшення густини діркового струму за рахунок іонізації електронами дорівнює $\alpha(x)J_n(x)dx$, де для $\alpha(x)$ справедливо вказівка, зроблена у відношенні $\beta(x)$.

Електрони і дірки можуть не тільки вводиться в р-п-перехід ззовні, але й генеруватися в збідненому шарі. Це створює генераційні складові густини діркового й електронного струму, що дорівнюють $qGdx$, де G – швидкість генерації електронно-діркових пар в одиниці об'єму переходу.

Збільшення густини діркового й електронного струму на відрізку шляху dx відповідно дорівнює

$$\begin{aligned} J_p(x+dx) - J_p(x) &= \alpha(x)J_n(x)dx + \beta(x)J_p(x)dx + qGdx, \\ J_n(x+dx) - J_n(x) &= -\alpha(x)J_n(x)dx - \beta(x)J_p(x)dx - qGdx. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Знак мінус у правій частині рівняння (3.44) показує, що в напрямку поля густина електронної складової струму зменшується.

З цих рівнянь

$$\frac{dJ_p(x)}{dx} = \alpha(x)J_n(x) + \beta(x)J_p(x) + qG, \quad (3.45)$$

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = -\alpha(x)J_n(x) - \beta(x)J_p(x) - qG. \quad (3.46)$$

Після додавання

$$\frac{dJ(x)}{dx} = \frac{dJ_p(x)}{dx} + \frac{dJ_n(x)}{dx} = 0,$$

звідки видно, що густина загального струму, що протікає через перехід, не залежить від координати x , тобто

$$J(x) = J_p(x) + J_n(x) = \text{const} \quad (3.47)$$

і рівняння (3.47) відображає закон безперервності загального струму для p - n -переходу при ударній іонізації носіїв. З рівнянь (3.45) і (3.46) можна отримати

$$\frac{dJ_p(x)}{dx} + [\alpha(x) - \beta(x)]J_p(x) = \alpha(x)J + qG, \quad (3.48)$$

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} + [\alpha(x) - \beta(x)]J_n(x) = -\beta(x)J - qG. \quad (3.49)$$

Інтегруючи рівняння (3.48), (3.49) у межах від $x = 0$ до $x = W$, можна знайти складову густини загального струму J , якщо відомі залежності $\alpha(x)$ і $\beta(x)$. Однак інтегрування пов'язане з великими складнощами. Тому розглянемо окремі випадки, коли іонізація відбувається під впливом носіїв одного знаку. Ці випадки зручно відносити до різко несиметричних переходів, наприклад до переходів сплавних транзисторів.

Розглянемо p^+ - n -перехід, вважаючи, що іонізація викликається дірками. Через різку залежність α і β від E область переходу, у якій спостерігається множення, розташовується поблизу металургійної границі переходу і може вважатися нескінченно тонкою. Тоді густина діркового струму J_p в іншій області переходу буде постійною і відповідно до (3.45) дорівнює

$$J_p = J_p \int_0^W \beta(x) dx + \int_0^W qG dx + J_{p0},$$

де постійна інтегрування J_{p0} – густина струму первинних дірок, що ініціюють множення. Останній вираз зручно записати у вигляді

$$J_p = \left(J_{p0} + \int_0^W qG dx \right) / \left(1 - \int_0^W \beta(x) dx \right) = M_p J_0,$$

де J_0 – густина зворотного струму з врахуванням його генераційної складової,

$$M_p = J_p / J_0 = \left[1 - \int_0^W \beta(x) dx \right]^{-1}$$

– коефіцієнт лавинного множення дірок, дорівнює відношенню густини загального струму J_p при наявності іонізації до густини діркової складової зворотного струму при відсутності іонізації.

Аналогічним чином для р-n⁺-переходу вважаючи, що іонізація обумовлена електронами, з (3.46) знаходимо

$$M_n = J_n / J_0 = \left[1 - \int_0^W \alpha(x) dx \right]^{-1}.$$

Інтегрування (3.48), (3.49) спрощується, якщо знехтувати генераційною складовою зворотного струму, тобто вважати $G = 0$. Тоді рівняння (3.48) і (3.49) зводяться до такого рівнянням безперервності:

$$-\frac{dJ_n}{dx} = \frac{dJ_p}{dx} = \alpha(E)J_n + \beta(E)J_p, \quad (3.50)$$

де $J_n = qn v_n$, $J_p = qp v_p$ – густини електронного і діркового струмів, n , p – концентрації електронів і дірок, v_n , v_p – швидкості руху електронів і дірок.

У [9] виконане розв'язання (3.50) у межах забороненого шару – $-W_n < x < W_p$ зворотно зміщеного переходу при граничних умовах $x = -W_n$, $J_p = J_{ps}$, $J_n = J - J_{ns}$; $x = W_p$, $J_p = J - J_{ps}$, $J_n = J_{ns}$, де J_{ns} , J_{ps} – густини електронного і діркового струмів насичення.

Цей розв'язок дає наступні еквівалентні значення для коефіцієнта лавинного множення $M = J/J_s$, що дорівнює відношенню сумарної густини струму $J = (J_p + J_n) = \text{const}$ до повного струму насичення $J_s = (J_{ns} + J_{ps})$:

$$M^{-1} = M_n^{-1} + M_p^{-1} = \frac{1 - \int_{-W_n}^{W_p} \beta \left[\exp \int_{-W_n}^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx}{\frac{J_{ps}}{J_s} + \frac{J_{ns}}{J_s} \exp \int_{-W_n}^{W_p} (\alpha - \beta) dx} =$$

$$= \frac{1 - \int_{-W_n}^{W_p} \alpha \left[\exp \int_x^{W_p} (\beta - \alpha) dx' \right] dx}{\frac{J_{ns}}{J_s} + \frac{J_{ps}}{J_s} \exp \int_{-W_n}^{W_p} (\beta - \alpha) dx}.$$

Умова пробою $M \rightarrow \infty$ має вигляд

$$\int_{-W_n}^{W_p} \beta \left[\exp \int_{-W_n}^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx = \int_{-W_n}^{W_p} \alpha \left[\exp \int_x^{W_p} (\beta - \alpha) dx' \right] dx \rightarrow 1.$$

При $\alpha(x) = \beta(x) = \alpha_i(x)$ або при іонізації носіями одного знаку з приведених виразів для M отримуємо

$$M = M_p = M_n = \left[1 - \int_{-W_n}^{W_p} \alpha_i(x) dx \right]^{-1} = \left[1 - \int_0^W \alpha_i(x) dx \right]^{-1}, \quad (3.51)$$

а для умови пробою ($M = \infty$)

$$\int_{-W_n}^{W_p} \alpha_i(x) dx = \int_0^W \alpha_i(x) dx = 1. \quad (3.52)$$

Рівняння (3.52) показує, що лавинний пробій настає, якщо кожний носій, перш ніж піти зі збідненого шару, зробить у середньому хоча б один акт іонізації. За допомогою цього рівняння можна обчислити напругу U_M лавинного пробою переходу при відомій $\alpha_i(x)$ чи залежності при відомих залежностях $\alpha_i(E)$ і $E(x)$. Останню залежність можна знайти для двох розповсюджених типів переходів: різко несиметричного і плавного.

Для залежності $E(x)$ різко несиметричного переходу (рис. 3.17) справедливі вирази:

$$E = E_m(1 + x/W), \quad (3.53)$$

$$E_m = 2U/W, \quad (3.54)$$

$$W = W_1 U^{1/2}, \quad (3.55)$$

де E_m – максимальне значення E на границі $x = 0$, W_1 – характеристична ширина переходу, що показує, наскільки змінюється ширина переходу W при зміні напруги на ньому на 1 В.

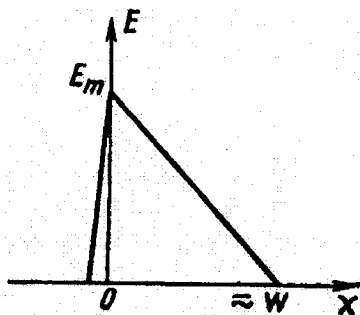


Рис. 3.17. Залежність $E(x)$ для різкого несиметричного переходу

Напруга на переході дорівнює алгебраїчній сумі зовнішньої напруги і контактної різниці потенціалів ϕ_k . Останньою надалі нехтуємо, тому що в розглянутій передпробійній області $U \approx U_M \gg \phi_k$. Характеристична ширина переходу W_1 визначається концентрацією домішок N . Згідно [10]

$$W_1 = \begin{cases} 3,63 \cdot 10^3 / N^{1/2} & \text{для германію} \\ 4,25 \cdot 10^3 / N^{1/2} & \text{для кремнію} \end{cases} \quad (3.56)$$

Замінімо, скориставшись (3.53), змінну x перед змінною E . Тоді з (51) і (55)

$$\frac{2}{W_1^2} \left(1 - \frac{1}{M}\right) = \int_0^{E_m} A_i(E, E_m) dE, \quad (3.57)$$

де $A_i(E, E_m) = \alpha_i \{W[(E/E_m) - 1]\}$.

Диференціюючи обидві частини (3.57) по E_m , знаходимо

$$\alpha_i(E_m) = \frac{2}{W_1^2} \frac{d(1 - M^{-1})}{dE_m} - \frac{4}{W_1^3} (1 - M^{-1}) \frac{dW_1}{dE_m}. \quad (58)$$

Рівняння (3.58) дозволяє знайти залежність $\alpha_i(E_m)$ двома методами. При першому досліджується перехід, що характеризується значенням $W_1 = \text{const}$ відповідно до (3.56). Тоді з (3.58)

$$\alpha_i(E_m) = 2d(1 - M^{-1})/W_1^2 dE_m .$$

Експериментально залежність M від E_m можна отримати за допомогою співвідношень (3.50) і (3.53) – (3.55) і ВАХ переходу. За відомою залежністю M від E_m визначається $\alpha_i(E_m)$.

При іншому методі обчислень $\alpha_i(E_m)$ досліджується ряд переходів з різними напругами лавинного пробую і різним ступенем легування високоомної області. У цьому випадку $W_1 = \text{var}$. Якщо обчислювати E_m , вимірюючи напруги лавинного пробую U_M кожного переходу, що відповідає $M = \infty$, то з (3.58)

$$\alpha_i(E_m) = -4dW_1/W_1^3 dE_m .$$

Аналогічно можна знайти залежність $\alpha_i(E_m)$ для лінійного переходу з градієнтом домішок A . Розподіл напруженості поля в лінійному переході показаний на рис. 3.18. При досягненні координати $x = 0$ металургійної границі переходу, що відповідає максимальній напруженості поля, можна використовувати для $E(x)$ вираз

$$E = E_m \left[1 - (x/W)^2 \right], \quad (3.59)$$

$$E_m = 1,5U/W, \quad (3.60)$$

$$W = W_1 U^{1/3} = \left(\frac{2}{3} W_1^3 E_m \right)^{1/3}, \quad (3.61)$$

$$W_1 = (1,5\epsilon\epsilon_0/qA)^{1/3},$$

де ϵ_0 – діелектрична проникність вакууму, ϵ – відносна діелектрична проникність напівпровідника.

Замінивши, як це робилося при аналізі різкого переходу, змінну x на E , з (3.51) і (3.59) – (3.61) отримуємо

$$\alpha_i(E_m) = \frac{1}{\pi} \frac{d}{dE_m} \int_0^{E_m} \frac{(1 - M^{-1})}{(E_m - E)^{1/2}} \cdot 2 \cdot \left(\frac{1,5}{W_1^3} \right)^{1/2} dE .$$

Для лінійного переходу також відомі два методи залежності $\alpha_i(E_m)$. Визначивши залежність M від E_m або U при $W_1 = \text{const}$ на одному переході, знайдемо

$$\alpha_i(E_m) = \frac{2 \cdot (1,5)^{1/2}}{\pi W_1^{3/2}} \frac{d}{dE_m} \int_0^{E_m} \frac{(1 - M^{-1})}{(E_m - E)^{1/2}} dE ,$$

чи, досліджуючи кілька переходів з різними U_M й W_1 і оцінюючи E_m при $U = U_M$ і $M = \infty$, отримуємо

$$\alpha_i(E_m) = \frac{2 \cdot (1,5)^{1/2}}{\pi} \frac{d}{dE_m} \int_0^{E_m} \frac{dE}{W_1^{3/2} (E_m - E)^{1/2}} .$$

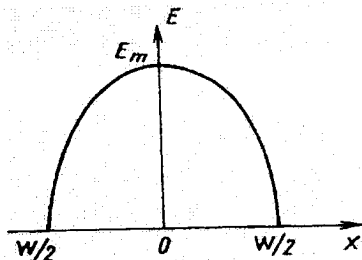


Рис. 3.18. Залежність $E(x)$ для плавного переходу

Обчислення залежності $\alpha_i(E_m)$ розглянутими методами дають практично однакові результати. При цьому виявляється, що залежність $\alpha_i(E_m)$ добре апроксимується експонентною функцією [10]

$$\alpha_i(E) = c \exp(-b/E), \quad (3.62)$$

де $c = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$, $b = 1,4 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ для германія і $c = 0,9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $b = 1,8 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ для кремнію.

Тепер, підставивши (3.62) в умову лавинного пробую (3.52), можна після інтегрування отримати вирази, з яких знаходяться напру-

ги лавинного пробую U_M для різкого і плавного переходів відповідно:

$$N = \epsilon \epsilon_0 b^2 / 2q U_M \ln^2(2c U_M / b),$$

$$U_M = (d_1 b)^{3/2} / \ln^{3/2} \left[\left(3\pi c^2 d_1 / qA \right)^{3/4} U_M \right], \quad (3.63)$$

де $d_1 = 12\epsilon \epsilon_0 / qA$.

Апроксимація отриманих залежностей для різкого переходу дозволяє отримати прості залежності, що визначають напругу лавинного пробую $U_M(B)$ з питомим опором слабологованої області переходу ρ (Ом·см) (табл. 3.1 [10]).

Таблиця 3.1

Матеріал	Германій		Кремній	
	п ⁺ -р	р ⁺ -п	п ⁺ -р	р ⁺ -п
Значення U_M	$52 \rho_p^{0,64}$	$83,4 \rho_n^{0,61}$	$23 \rho_p^{0,75}$	$86 \rho_n^{0,64}$

Напруга лавинного пробую переходів з експонентним розподілом домішок може бути також знайдена за другою формулою (3.63), якщо прийняти, що A – градієнт концентрації домішок в площині інверсії заряду. Згідно [10] це дає похибку порядку 10% навіть у тому випадку, коли концентрація домішки на границі збідненого шару зі слабологовою областю напівпровідника через відхилення експонентної залежності розподілу домішки від лінійної відрізняється від відповідної концентрації домішок в лінійному переході більш ніж у 10 разів.

Цей результат характеризується різкою залежністю $\alpha_i(E_m)$ від поля (3.62). Тому для розрахунку U_M важливо знати розподіл домішок в порівняно вузькій області переходу, де напруженість поля близька до максимального і де в основному спостерігається ударна іонізація. У цій області експонентний розподіл домішки з досить високою точністю апроксимується лінійним.

На практиці зручно використовувати залежність M від U , вперше емпірично отриману в [11]

$$M = \left[1 - (U/U_M)^n \right]^{-1}, \quad (3.64)$$

де $n \approx 6$ для германієвих n^+ -р-переходів, $n \approx 3$ для германієвих р $^+$ -п-переходів, $n \approx 3,5$ для кремнієвих р $^+$ -п-переходів і $n \approx 2$ для кремнієвих n^+ -р-переходів (рис. 3.19).

З цього випливає, що аналіз залежностей коефіцієнтів іонізації від напруженості поля в переході є складною фізичною задачею, розв'язок якої можливий лише в рамках різних припущень. Тим часом шуканий результат цього аналізу – величину пробивних напруг U_M – можна визначити експериментально. Для цього досить зняти ВАХ переходу й обчислити напругу, при якій зворотний струм різко зростає. Тому при аналізі лавинних транзисторів зручно використовувати формулу (3.64), визначаючи U_M експериментально.

За допомогою формули (3.64) можна уточнити рівняння ВАХ ідеального р-п-переходу, записавши його у вигляді

$$I = MI_0(e^{U/\phi_T} - 1) = \left[1 - (U/U_M)^n\right]^{-1} I_0(e^{U/\phi_T} - 1), \quad (3.65)$$

де ϕ_T – тепловий потенціал, $I_0 = SJ_0$ – зворотний струм переходу без врахування лавинного множення носіїв у переході, S – площа переходу. У $U > 0$ для прямої полярності включення прикладеної напруги і $U < 0$ для зворотної полярності (рис. 3.20а). Оскільки напруга лавинного пробую U_M характеризує зворотню вітку ВАХ, то $U_M < 0$.

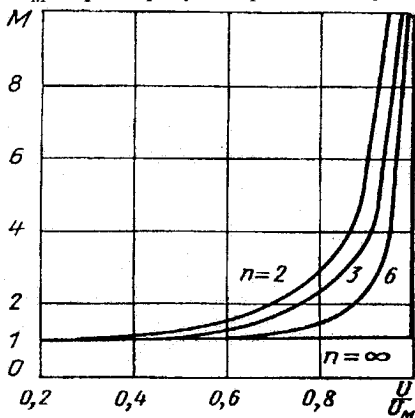


Рис. 3.19. Залежність коефіцієнта лавинного множення M від напруги

Із зіставлення ВАХ переходу, описуваною формулою (3.65) (рис.3.20а), і осцилограми зворотної гілки реальної ВАХ (рис. 3.20б) видно, що в області пробую в експериментальних характеристиках спо-

стерігається помітно більший диференційний опір, ніж очікуваний з (3.65). Такий результат не можна пояснити тільки об'ємним опором областей р- і n- переходу, тому що цей опір набагато менший диференційного на ділянці пробою.

Детальне дослідження [9] показало, що зазначені відмінності пояснюються різкою залежністю коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості поля і впливом динамічного об'ємного заряду рухливих носіїв струму. Перше приводить до того, що процес ударної іонізації розвивається нерівномірно по всій ширині переходу, а локалізується в досить вузькому, так званому ефективному, шарі множення, де напруженість поля максимальна. При лавинному пробі в цьому шарі зароджуються вторинні електронні-діркові пари, носії яких розносяться полем по обох сторонах ефективного шару множення. Наприклад, якщо область n є базою, а р – колектором, то вторинні дірки переносяться в колекторну область переходу, а вторинні електрони – у базу. Вторинні носії, що рухаються в переході, створюють в областях р і n динамічні об'ємні заряди. При цьому динамічний об'ємний заряд вторинних дірок зменшує негативний об'ємний заряд акцепторної домішки в колекторній області переходу, а динамічний об'ємний заряд електронів зменшує позитивний об'ємний заряд донорної домішки в базовій області. Вплив вторинних носіїв при великих густинах струму еквівалентно зменшенню концентрації домішки в областях р і n переходу і збільшенню питомого опору ρ . Згідно формул табл. 3.1 це приводить до збільшення напруги лавинного пробію U_M при збільшенні струму, що протікає через перехід. Цей результат зручно трактувати як додаткове спадання напруги на еквівалентному диференційному опорі R_{np} переходу при пробі. У [9] отриманий вираз для R_{np} у вигляді суми диференційних опорів областей р і n

$$R_{np} = \sum_{i=p,n} \eta_i \frac{(W_{iM})^2}{2\epsilon\epsilon_0 v_i S},$$

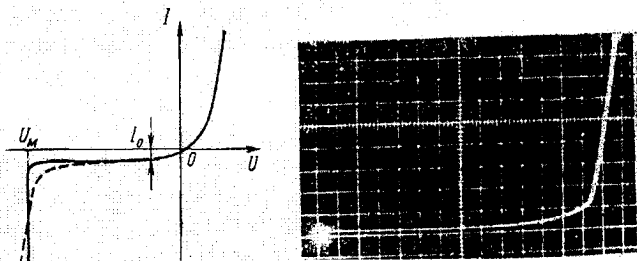
де η_i – коефіцієнт, що характеризує ступінь локалізації множення по ширині переходу; v_i – дрейфова швидкість носіїв у переході; W_{iM} – ширина переходу, обумовлена виразами (3.55) і (3.61) при $U = U_M$; i – індекс, що приймає вигляд р чи n у залежності від області напівпровідника, для якої визначається диференційний опір.

Беручи до уваги $R_{пр}$, можна використовувати формулу (3.65) при $M \gg 1$. Тому що в цьому випадку $U \approx U_M$ велика, рівняння (3.65) приймає вигляд

$$I = MI_0 = I_0 \left[1 - (U/U_M)^n \right]^{-1}, \quad (3.66)$$

чи

$$U = U_M \sqrt[n]{1 - M^{-1}} = U_M \sqrt[n]{1 - I_0/I}. \quad (3.67)$$



а)

б)

Рис. 3.20. Реальна (---) і ідеальна (—) ВАХ р-п-переходу (а) і осцилограма ВАХ колекторного переходу транзистора П416Б (б): масштаб 5 В/под. по горизонталі і 1 мА/под. по вертикалі

Формули (3.66) і (3.67) справедливі при малому струмі I . Враховуючи спадання напруги на опорі $R_{пр}$, для ділянки пробую отримуємо

$$U = U_M \sqrt[n]{1 - I_0/I} + IR_{пр}.$$

Опір $R_{пр}$ звичайно не перевищує десятків Ом для переходів з U_M порядку десятків вольт. Проте він відіграє істотну роль в обмеженні струму лавинного пробую переходу. З кінцевим опором на ділянці пробую варто рахуватися і при експериментальних вимірах напруги U_M . При струмі $I \approx 100I_0$ похибкою визначення U_M через кінцевий $R_{пр}$ можна знехтувати (це справедливо для переходів мало-потужних транзисторів).

Раніше ми розглядали взятий окремо р-п-перехід, у якому початкові струми обумовлені носіями, що виникають внаслідок їх термоге-

генерації поза збідненим шаром або їхньої генерації усередині збідненого шару. Особливістю роботи транзисторів в активній області є те, що струм колектора в основному обумовлений рухом неосновних носіїв, інжектується у базу емітера і, що дійшли до збідненого шару колекторного переходу.

З врахуванням лавинного множення носіїв у колекторному переході абсолютне значення струму колектора дорівнює [10]

$$I_k = M\chi\gamma I_3 + MI_{k0}, \quad (3.68)$$

де I_3 – струм емітера, χ – коефіцієнт переносу, γ – ефективність емітера, I_{k0} – зворотній струм колекторного переходу. З (3.68) випливає, що для транзисторів

$$M = I_k / (\chi\gamma I_3 + I_{k0}).$$

При постійному струмі колектора коефіцієнт лавинного множення M зменшується з ростом I_3 . Тому лавинні транзистори на відміну від кремнієвих стабілітронів або лавинно-пролітних діодів працюють при менших значеннях M , що рідко перевищують 5 – 10.

Якщо побічні теплові ефекти відсутні, лавинний пробій р-п-переходів цілком зворотний і не викликає руйнування напівпровідникової структури. Однак у деяких випадках він може перейти в тепловий пробій переходу, якого можна уникнути, обмеживши середню потужність, що розсіюється на переході.

3.7. Інкекційно-пролітний ефект у діодних напівпровідникових структурах

Використання інжекційно-пролітного ефекту в діодних напівпровідникових структурах були викладені в статті Шоклі, опублікованій в 1954 р. [12].

В основі цього ефекту лежить явище перетворення кінетичної енергії електрона в енергію електричного поля при його гальмуванні в полі. Для пояснення цього ефекту, розглянемо гіпотетичний прилад (рис. 3.21), у якому струм провідності інжектований у заборонений шар з деяким зсувом фаз відносно загального струму і випробує записування, пов'язане з пролітним ефектом.

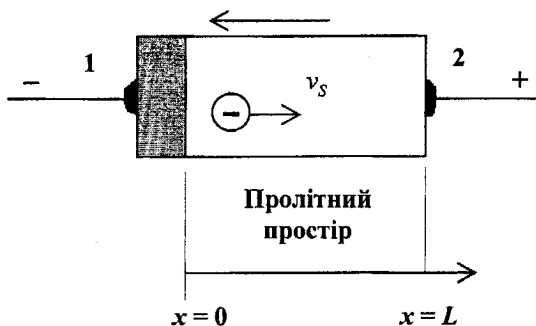


Рис. 3.21. Схема гіпотетичного приладу, у якому носії дрейфують зі швидкістю насичення

Припустимо, що до приладу прикладена постійна напруга, у результаті чого всі електрони при $x > 0$ дрейфують зі швидкістю насичення v_s . У площині $x = 0$ густина змінної складової струму провідності J_p по модулю дорівнює густині змінної складової повного струму J_t , а фазові співвідношення цих величин довільні [13]

$$\tilde{J}_p = \exp(-j\varphi)\tilde{J}_t.$$

Перенос носіїв у пролітному просторі при $x > 0$ здійснюється відповідно до рівняння безперервності

$$j\omega\tilde{n} + v_s \frac{d\tilde{n}}{dx} = 0,$$

де \tilde{n} – змінна складова концентрації електронів.

Змінна складова повного струму в будь-якому перетині пролітного простору дорівнює

$$\tilde{J}_t(x) = j\omega\epsilon\tilde{E}(x) + \tilde{J}_p(x). \quad (3.69)$$

Відзначимо, що припущення про задане фазове співвідношення між \tilde{J}_p і \tilde{J}_t в площині $x = 0$ приводить до визначених граничних умов для змінної складової електричного поля \tilde{E} відповідно до рівняння (3.69):

$$\tilde{E}(0) = \frac{\mathcal{J}_r [1 - \exp(-j\varphi)]}{j\omega\epsilon}$$

Зокрема, $\varphi = 0$ еквівалентно умові $\tilde{E}(0) = 0$. З (3.69) можна знайти виразу для величини електричного поля, інтегруючи яке отримуємо імпеданс приладу на змінному струмі

$$Z = \frac{1}{j\omega C} \left[1 - \frac{\exp(-j\varphi) [1 - \exp(-j\theta)]}{j\theta} \right], \quad (3.70)$$

де C – геометрична ємність пролітного простору і $\theta = \omega L/v_S$ – кут прольоту.

Обчислюючи дійсну і уявну частини рівняння (3.70), отримуємо

$$R = \frac{\cos\varphi - \cos(\varphi + \theta)}{\theta\omega C}, \quad (3.71)$$

$$-X = \frac{1}{\omega C} \frac{\sin(\theta + \varphi) - \sin\varphi}{\theta\omega C}. \quad (3.72)$$

Використовуючи (3.71) і (3.72) можна провести аналіз впливу фазового зсуву φ при інжекції електронів на величину опору R змінного струму. Відмітимо, що відповідно до принципу причинності $\varphi > 0$. Далі ми обмежимося умовою $\varphi < \pi/2$ для того, щоб виключити випадок, коли механізм інжекції сам по собі є активним, тобто приводить до негативного R при $\theta = 0$. Знак R визначається множником $\cos\varphi - \cos(\varphi + \theta)$. При $\varphi = 0$, R завжди більше або дорівнює нулю. Однак при будь-яких φ , нерівних нулю, можлива поява негативного опору. Чисельник рівняння (3.71) здобуває максимальне негативне значення, рівне -1 , при $\varphi = \pi/2$ і $\theta = 3\pi/2$. Завдяки множнику θ у знаменнику (3.71), дійсний максимум негативного опору досягається при трохи менших значеннях φ і θ , причому оптимальне значення $\varphi \approx \pi/2$, $\theta_{opt} = 257,5^\circ$.

Таким чином з вищенаведеного аналізу випливає, що для появи негативного опору необхідно створити запізнення при інжекції. Струм провідності, інжектований з омичного контакту, при першому наближенні буде знаходитися у фазі з повним струмом і тому цей варіант використовуватися не може. В якості неомічного контакту може вико-

ристовуватися перехід Шоттки. Припустимо, що зміщений у прямому напрямку бар'єр Шоттки займає в схемі на рис. 3.21 частину до площини $x = 0$. У цьому випадку еквівалентна схема такого переходу складається з комбінації паралельно включених провідності і ємності. Густина повного струму, що протікає через перехід, складе

$$\vec{J}_t = j\omega C_J \vec{V} + G \vec{V} ,$$

а фаза інжектованого струму дорівнює

$$\text{tg}\varphi = \omega C_J / G .$$

Для отримання оптимального значення $\varphi = \pi/2$ повинна виконуватися нерівність $\omega C_J \gg G$. Однак це буде означати, що величина струму провідності складає тільки невелику частку від повного струму і тому приведе до дуже малих значень негативного опору. У дійсності найбільш сприятливою умовою є співвідношення $\omega C_J \approx G$, при якому здійснюється компроміс між вимогами до фази й амплітуди інжектованого струму провідності. Вищевикладені міркування в однаковій мірі доцільно застосовувати до розгляду як бар'єра Шоттки, так і р-n-переходу. Однак варто брати до уваги деякі додаткові міркування. Наприклад, структура $n^+ - p - p^+$, зміщена в прямому напрямку не матиме негативного опору. Причиною цьому служить та обставина, що для досягнення носіями швидкості насичення в р-пролітному просторі електричне поле в ньому повинно перевищувати 10 кВ/см. При великих значеннях напруги зміщення, необхідних для досягнення таких полів, $n^+ - p$ -перехід буде дуже сильно зміщений у прямому напрямку і відповідно отримаємо $G \gg \omega C_J$, що приведе до повного запізнення в струмі інжекції. Природним методом подолання цих складностей є заміна р-p⁺-переходу на р-n⁺-перехід. У цьому випадку перехід зміщений у зворотному напрямку і легко отримати напруженість поля, необхідну для досягнення швидкості насичення без споживання надлишкового постійного струму. Таким чином оптимальною є р⁺- n - p⁺ структура з різкими переходами р⁺-областей у n-область і постійна концентрація домішок у n- області (рис. 3.22).

При поданні напруги між р⁺-областями один з р-n-переходів буде зміщений у зворотньому напрямку і буде перешкоджати протіканню будь-якого струму.

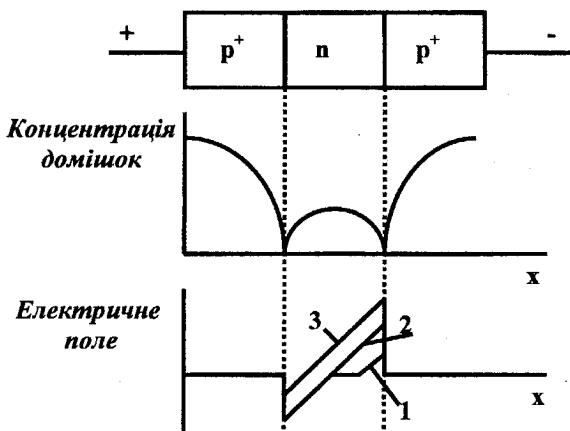


Рис. 3.22. Структура, розподіл домішок і електричного поля для інжекційно-пролітного діода p^+n-p^+ -типу

При низьких прикладених напругах розподіл електричного поля буде відповідати кривій 1 на рис. 3.22. При збільшенні напруги заборонений шар обернено зміщеного p - n -переходу буде розширяться доти, поки не відбудеться прокол, тобто виникає ситуація, проілюстрована кривою 2. Коли напруга перевищить значення напруги проколу, перехід, включений у прямому напрямку, одержить позитивний зсув і почне протікати струм (крива 3 на рис. 3.22).

Отже, інжекційно-пролітний ефект виявляється в напівпровідниковій структурі, що складається з трьох частин (рис. 3.23). Область I являє собою прямозміщений p - n -перехід, який можна зобразити у вигляді паралельного RC -кола. В області II електричне поле мале, так що можна припустити, що для неї виконується закон Ома. В області III дірки рухаються зі швидкістю насичення.

Найбільш складною для теоретичного дослідження є область II і тому для спрощення будемо вважати, що швидкість носіїв у цій області постійна, так як і в області I. Із врахуванням цього, використовуючи рівняння (3.70), одержимо в першому наближенні імпеданс розглянутої структури Z , вважаючи що фаза інжекції дорівнює [14]

$$\exp(-j\varphi) = \frac{V}{R_i} = \frac{1}{1 + j\omega RC}$$

$$\text{Звідки } Z = \frac{1}{j\omega C_1} \left[1 - \frac{1 - \exp(-j\theta)}{j\theta(1 + j\omega RC)} \right].$$

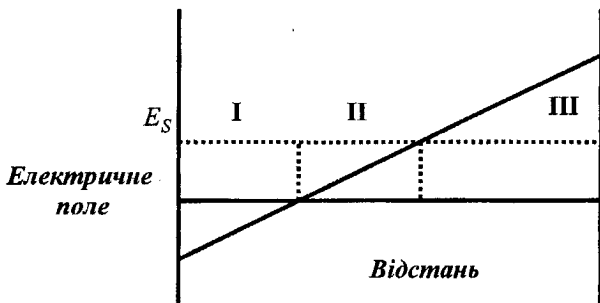


Рис. 3.23. Поділ структури р⁺-п-р⁺-типу на області:
 I – збіднена область р-п-переходу, зміщена в прямому напрямку;
 II – омична область; III – пролітна область ($v = v_S$)

Максимальний негативний опір

$$R_{от} = \frac{0,048}{\omega C_1}$$

має місце при $\varphi = 62^\circ$ і $= 292^\circ$.

На рис. 3.24 приведені частотні характеристики імпедансу, розраховані за уточненими формулами.



Рис. 3.24. Залежність опору і нормованої реактивної провідності від частоти для структури в режимі інжекційно-пролітного ефекту

Поява в розглянутій структурі негативного опору обумовленого інжекційно-пролітним ефектом, дозволила використовувати її при

створенні генераторних і підсилювальних інжекційно-пролітних діодів.

3.8. Інжекційно-пролітні і пролітні ефекти в багатоелектродних напівпровідникових структурах

Можливість реалізації між електродами транзисторних структур динамічного негативного опору (ДНО) відзначають у своїх роботах різні автори [15, 16]. Але даний режим звичайно розглядається як паразитний, і більшість досліджень спрямована на його уникнення. З цією метою було введено поняття інваріантного коефіцієнта стійкості $K_{у.вн}$ [17], що дозволяє не розглядаючи фізичних процесів, визначати можливість ($K_{у.вн} < 1$) чи неможливість ($K_{у.вн} > 1$) появи не клемах транзисторної структури ДНО. Однак за допомогою коефіцієнта $K_{у.вн}$ неможливо визначити умови, необхідні для реалізації ДНО.

Існуючі "класичні" математичні моделі фізичних процесів у транзисторах також не забезпечують розв'язку цієї задачі, тому що у випадку біполярних транзисторів основними вважаються фізичні процеси в базовій області [15, 18, 32], а у випадку польових транзисторів – процеси в області затвору [19, 20]. Як показали дослідження [21], для реалізації ДНО ці процеси відіграють допоміжну роль, а енергетичні процеси виникнення ДНО відбуваються, відповідно, в області колектора й в області затвор-стік внаслідок виникнення інжекційно-пролітних і пролітних ефектів.

З метою з'ясування умов виникнення ДНО представимо трьохелектронний прилад у вигляді кристала 1, що має три омичні виводи (рис. 3.25а). У цьому випадку гіпотетичну структуру цього кристала можна представити у вигляді двох областей: область 2, назвемо її областю дрейфу, що являє собою однорідну область напівпровідника, поле в якій достатнє для того, щоб обумовити дрейф носіїв струму зі швидкістю насичення $V_{др} = V_S$; області 1, назвемо її контролюючою областю, що являє собою область напівпровідника довільної структури, яка контролює надходження носіїв струму в область 2. Покажемо, що дана гіпотетична структура дозволяє реалізувати ДНО і відповідає структурі сучасних НВЧ багатоелектродних напівпровідникових приладів. Визначимо також необхідну умову реалізації ДНО за допомогою реальних напівпровідникових структур.

Розглянемо вплив процесів, що відбуваються при проходженні носіїв заряду від електрода 1 до електрода 2, на імтанс між електродами. При цьому введемо ряд припущень [31]:

- 1) розглядаємо одномірну модель процесів уздовж осі X;

- 2) вважаємо, що струм створюється носіями тільки одного знаку;
- 3) просторовий заряд відсутній;
- 4) міжелектродні ємності C_{12} , C_{23} , C_{13} віднесемо до зовнішніх кіл;
- 5) в області 2 існує тільки дрейфовий механізм руху носіїв струму;
- 6) амплітуди змінних струмів і напруг значно менші значень постійних струмів і напруг.

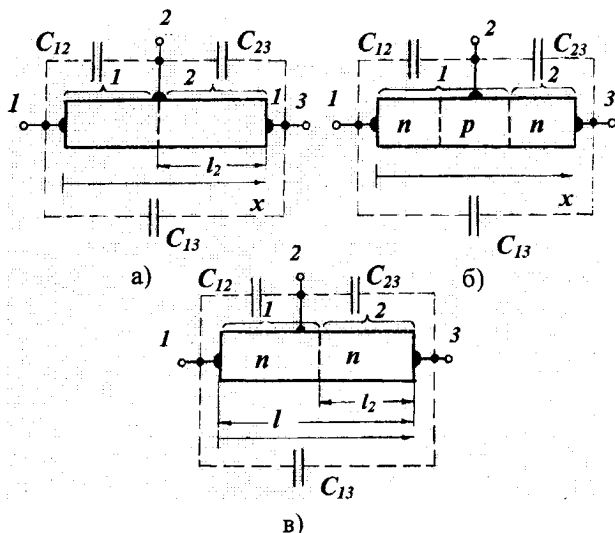


Рис. 3.25. Гіпотетичні напівпровідникові структури, що забезпечують реалізацію ДНО: а) узагальнена структура, б) біполярна структура, в) уніполярна структура. l_2 – довжина області дрейфу

Відомо [4], що струм, що протікає в зовнішньому колі НВЧ приладу, визначається зміною в часі поверхневих зарядів, наведених на електродах приладу носіями зарядів, що рухаються в просторі між ними. Повний струм складається з наведеного струму $I_{\text{нав}}$ і ємнісного струму i_C .

Величина ємнісного струму i_C визначається холодною ємністю C_{ij} між електродами. Враховуючи те, що ємність C_{ij} ми розглядаємо, як елемент зовнішнього кола, струм напівпровідникової структури визначаємо тільки наведеним струмом, змінна складова $i_{\text{нав}}$ якого

відповідно до теореми Рамо-Шюклі для постійної швидкості дрейфу $V_{др}$ дорівнює [13]:

$$i_{нав} = \frac{V_{др}}{L_2} \int_{t-\tau_1}^t i_1(\tau') d\tau', \quad (3.73)$$

де $\tau' = t - L_2/V_{др}$, τ_1 – час прольоту носієм струму області дрейфу.

Якщо струм, що входить в область дрейфу 2, промодульований за густиною, тобто $i_1(\tau') = I_{m1} e^{j\omega t}$, величина змінної складової наведеного струму в зовнішньому колі дорівнює

$$i_{нав} = \frac{I_{m1}}{\tau_1} \int_{t_2-\tau_1}^{t_2} e^{j\omega t} dt,$$

де t_2 – момент часу досягнення одиничним зарядом електрода 3. Провівши інтегрування і перетворивши формулу (3.73), отримуємо [30]

$$i_{нав} = I_{m1} M_B e^{j(\omega t - \theta)},$$

де $M_B = \sin\theta/\theta$ – коефіцієнт взаємодії зарядів з електричним полем області дрейфу; $\theta = \omega\tau_1/2$ – усереднений кут прольоту зарядів через область дрейфу.

Якщо між електродами 2 і 3 прикладена змінна напруга $U_{23} = U_{m23} \exp[j(\omega t - \varphi_1)]$, повний опір між ними (із врахуванням зроблених припущень) визначається виразом

$$Z_{эл} = \frac{U_{23}}{i_{нав}} = \frac{R_{23}}{M_B \exp[j(\varphi_1 + \theta)]}, \quad (3.74)$$

де $R_{23} = U_{m23}/I_{m1}$; φ_1 – фазовий зсув напруги U_{23} відносно струму $i_1(\tau')$.

Використовуючи формулу Ейлера, знаходимо приведенне значення $\text{Re } Z'_{эл} = \text{Re } Z_{эл} / R_{23}$ активного опору області дрейфу

$$\text{Re } Z'_э = M'_{\infty} R_{23} \cos(\varphi_1 + \theta). \quad (3.75)$$

З (3.75) визначаємо умову реалізації ДНО за допомогою багатоелектродної напівпровідникової структури

$$\pi/2 < (\varphi_1 + \theta) < 3\pi/2 . \quad (3.76)$$

На рис. 3.26 приведена залежність цього опору від кута прольоту θ при різних значеннях φ_1 . З графіків видно, що змінюючи кут прольоту θ чи фазовий зсув φ_1 між прикладеною напругою U_{23} і конвекційним струмом $i_1(\tau')$, можна отримати негативне значення $\text{Re}Z'_{ac}$, що характеризує обмін енергією між високочастотним полем області дрейфу і дрейфуючим у ньому зарядом.

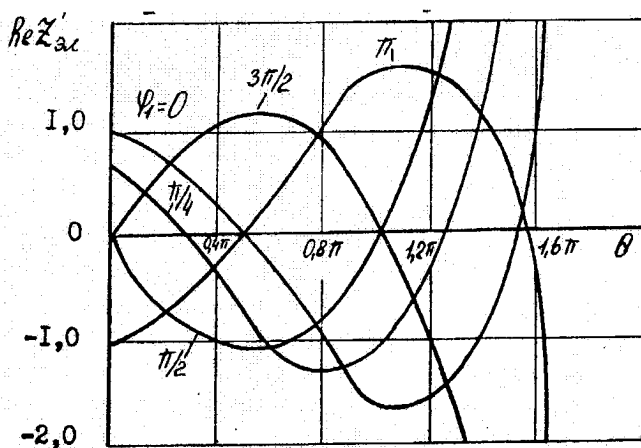


Рис. 3.26. Залежності приведенного активного електричного опору області дрейфу від кута прольоту θ і фазової затримки φ_1 струму контролюючої області

Кут прольоту θ пропорційний довжині L_2 області дрейфу і обернено пропорційний швидкості руху носіїв заряду $V_{др}$. Максимальна довжина області дрейфу обмежується рекомбінаційними процесами і визначає частотні властивості приладу. Вона вибирається мінімальною, виходячи з технологічних можливостей. Тому умова (3.76) появи електронного ДНО дрейфової області може досягнена створенням додаткового фазового зсуву φ_1 .

Умова (3.76) аналогічна умові реалізації ДНО за допомогою двоелектродних напівпровідникових структур, у яких вона виконується шляхом накладення чітких обмежень на напівпровідникову структуру. Усі методи і засоби реалізації цієї умови, що використовуються в двоелектродних структурах, можуть бути реалізовані й у трьохелектродних структурах. Наявність третього електрода дозволяє розширити засобу реалізацію фазової затримки ϕ_1 і зменшити вимоги поставлені до напівпровідникової структури. Це досягається використанням RLC кіл, що підключаються до електродів трьохелектродної структури [21–24].

Фізичні ефекти і засоби, що забезпечують досягнення в контролюючій області 1 необхідної фазової затримки ϕ_1 , розділимо на дві групи (рис. 3.27): з контрольованим в області 1 струмом та з контрольованою у цій області напругою. Вид контролюючого параметра визначає структуру контролюючої області 1 і в цілому структуру всього приладу.

Поділ багатоелектродних напівпровідникових структур на дві групи, в залежності від контролюючого параметра, дозволяє формалізувати аналіз не розглядаючи структуру контролюючої області 1, а задаючись тільки математичною моделлю формування фазового зсуву ϕ_1 , на основі якої надалі можна визначити вимоги до структури контролюючої області.

Відомо [25], що до напівпровідникових структур контрольованим струмом відносяться різні види р-п-переходів (наприклад: р-п, р-п, р-і і ін.) і їх комбінації. Технологічні складнощі є однією з основних причин, що визначають прагнення використовувати якомога простіші структури. Тому в даний час найбільше технологічними є бінарні структури. При їхньому використанні контролюючу область 1 будують так, щоб інжектвані нею носії потрапляли в дрейфову область 2 з мінімальною втратою енергії. Це досягається таким чином, щоб потенційний бар'єр на границі цих областей не перешкоджав надходженню носіїв струму в дрейфову область. Виходячи зі сказаного і загальної теорії р-п-переходу [25], тип провідності напівпровідника контролюючої області, що прилягає до області дрейфу 2, вибирають протилежним відносно провідності напівпровідника області дрейфу. З врахуванням цього загальний вигляд багатоелектродної напівпровідникової структури, що реалізує ДНО і використовує в якості контролюючого параметру - струм, приймає вигляд, зображений на рис. 3.25б. Як видно з рисунка, дана структура відповідає структурі біполярного транзистора в якій колектор виконує роль області дрейфу, а структура "емітер-база" – роль контролюючої області, що вказує

на можливість його використання для реалізації ДНО шляхом забезпечення виконання умови (3.76). Аналогічна структура набула застосування і при реалізації ПІД.

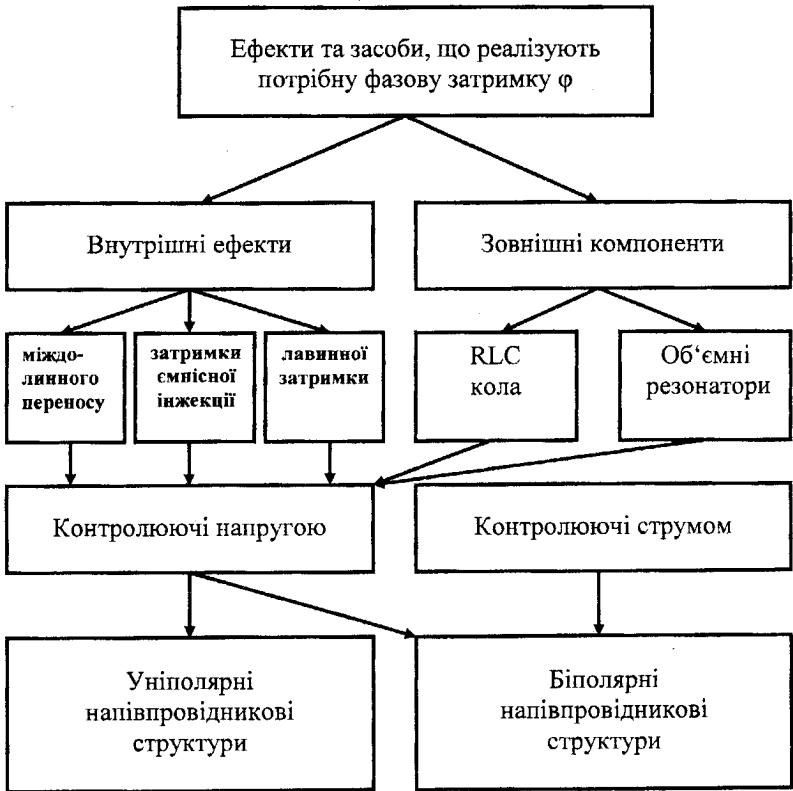


Рис. 3.27. Класифікація ефектів і засобів, що реалізують необхідну фазову затримку

Скористаємося спрощеною моделлю структури рис. 3.256 без врахування омичних опорів контролюючої області й області дрейфу. Знехтуємо впливом зворотніх струмів р-п-переходів. Розглянемо режим, при якому р-п-перехід контролюючої області зміщений у прямому напрямку, р-п-перехід області дрейфу – у зворотному (такий режим відповідає активному режиму роботи біполярного транзистора). Нехай між виводами 1 і 3 прикладена змінна напруга $U_{13} = U_{m13} \exp j\omega t$, причому $U_{m13} \ll U_{013}$, де U_{013} – постійна складо-

ва напруги між виводами 1 і 3. З врахуванням зроблених припущень можна вважати, що напруга U_{13} розподіляється між р-п-переходом контролюючої області (U_{12}) і р-п-переходом області дрейфу (U_{23}), тобто $U_{13} = U_{12} + U_{23}$. В результаті впливу змінної складової напруги U_{12} відбувається модуляція щільності струму носіїв, інжекттованих р-п-переходом контролюючої області в бік області дрейфу, за законом зміни прикладеної напруги U_{12}

$$i_1 = (U_{m12}/|Z_1|) e^{j(\omega t - \phi_1)},$$

де $|Z_1|$, ϕ_1 – модуль і аргумент повного опору р-п-переходу контролюючої області.

Процес зміни напруг на переходах і траєкторії руху промодульованого за густиною потоку носіїв заряду представимо у вигляді просторово-часових діаграм, зображених на рис. 3.28 [21].

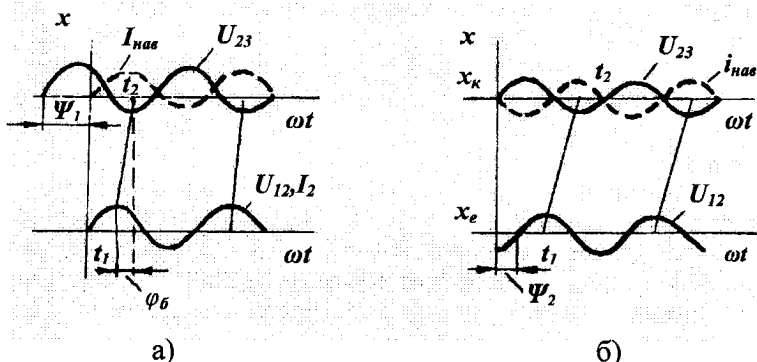


Рис. 3.28. Просторово-часові діаграми руху згустків носіїв струму в гіпотетичній багатоелектродній напівпровідниковій структурі. x_3 і x_k – усереднені координати контролюючої області й області дрейфу

При русі носіїв струму до області дрейфу, відбувається зменшення струму i_1 на величину $|\beta|$ і його запізнення на кут ϕ_β , у зв'язку з чим струм інжекттованих носіїв при вході в р-п-перехід області дрейфу дорівнює

$$i = U_{m12} \left| \beta / Z_1 e^{j(\omega t + \phi_1 + \phi_\beta)} \right|,$$

де β і φ_β – модуль і аргумент коефіцієнта переносу [25].

У р-п-переході області дрейфу носії струму потрапляють під вплив постійного E_0 і змінного E_{\sim} електричних полів. Змінна складова електричного поля E_{\sim} може або гальмувати носії струму, що приводить до перетворення їхньої кінетичної енергії $\varepsilon_k = m_0 V_{др}^2 / 2$ (де m_0 – маса спокою заряду) в енергію змінного електричного поля або витрачається на забезпечення їхнього дрейфу, що приводить до зменшення енергії високочастотного поля. Якщо за період зміни E_{\sim} кількість носіїв заряду, що проходять р-п-перехід області дрейфу в момент гальмуючого поля перевищить кількість носіїв заряду, що проходять у момент, що прискорює поле, то відбудеться збільшення напруженості поля E_{\sim} , що виявляється у вигляді ДНО на електродах біполярного транзистора, величина якого визначається виразом (3.75) і обумовлена інжекційно-пролітним ефектом.

До напівпровідникових структур, контрольованих напругою, відносяться різні види структур, утворених зразком напівпровідника з затвором у вигляді р-п-переходу, МДН-переходу або переходу Шоттки [19, 25]. Зміна напруги на затворі призводить до зміни провідності зразка, що знаходиться в області затвора (каналу) і до модуляції струму, що протікає по каналі. Використовуючи таку структуру для контролюючої області 1 і поєднуючи її з областю дрейфу 2, отримуємо напівпровідникову структуру, у якій в якості контролюючого параметра виступає напруга, у вигляді рис. 3.25в. Як видно з рисунка, дана структура відповідає структурі уніполярного транзистора, що вказує на можливість використання його для реалізації ДНО. Визначимо умови реалізації ДНО за допомогою розглянутої структури.

З урахуванням зроблених припущень величина струму, що протікає між першим і другим електродами, дорівнює [19]

$$i_1 = q\mu_n n E U_{12} \eta_3,$$

де q – заряд; μ_n – рухливість електронів у каналі; E – напруженість поля в каналі, $E = U_{13}/l$; U_{13} – постійна напруга, прикладена між 1 і 3 електродами; l – довжина каналу; n – концентрація електронів.

Якщо до електродів 1 і 2 підведена змінна напруга $U_{12} = U_{m12} e^{j\omega t}$, то в контролюючій області відбувається модуляція дрейфового струму каналу і величина струму на вході в області дрейфу дорівнює

$$i_{12} = q\mu_n n E U_{m12} \eta_3 e^{j\omega t}.$$

Цей струм, протікаючи в області дрейфу, відповідно до виразу (3.73) наводить в електроді 3 струм величиною

$$i_{\text{нав}} = \frac{q\mu_n n E U_{m12} \eta_3}{\tau_2} \int_{t_2 - \tau_2}^{t_2} e^{j\omega t} dt.$$

Проінтегрувавши і перетворивши вираз, отримуємо

$$i_{\text{нав}} = I_{n0} M_B e^{j(\omega t - \theta)}, \quad (3.77)$$

$$\text{де } I_{n0} = \frac{q\mu_n n E U_{m12} \eta_3}{\tau_2}.$$

Якщо між електродами 2 і 3 прикладена змінна напруга $U_{23} = U_{m23} e^{j(\varphi_1 + \theta)}$ (де φ – кут, що характеризує фазовий зсув напруги U_{23} відносно напруги U_{12}), то повний електричний опір між електродами 2 і 3 з урахуванням зроблених припущень дорівнюватиме

$$Z_{\text{эл}} = U_{23} / i_{\text{нав}} = \frac{R_{23}}{M_B} e^{j(\varphi_1 + \theta)}, \quad (3.78)$$

$$\text{де } R_{23} = U_{m23} / I_{n0}.$$

Порівняння виразу (3.78) з (3.74) показує, що вони подібні і відрізняються тільки величиною опору R_{23} . Це дозволяє використовувати при аналізі процесів у напівпровідникових структурах з контролюючою напругою (рис. 3.25в) просторово-часову діаграму (рис. 3.28), справедливу для напівпровідникових структур з контролюючим струмом (рис. 3.25б) у режимі прояву пролітного ефекту.

При виконанні умов $M_B = 1$ і $(\varphi_1 + \theta) = \pm 90^\circ$ опір $R_{23} = \text{Re} Z_{\text{эл}}$ і, за допомогою розглянутих напівпровідникових структур, відповідає максимальному-досяжному ДНО. Для біполярного транзистора він еквівалентний диференційному опору колекторного переходу і для сучасних НВЧ транзисторів складає $10 + 20$ кОм. Для польового транзистора R_{23} еквівалентно диференційному опору каналу і, у випадку використання ПГШ, дорівнює $600 + 1000$ Ом [19].

З просторово-часової діаграми видно, що для того, щоб забезпечити проходження центром згустку (що утвориться в момент t_1 , максимального значення напруги, що U_{12} відмикає, на контролюючій області) області дрейфу в t_2 момент (відповідний максимальним зна-

ченням U_{23} напруги , і гальмуючого E_- поля), необхідне виконання однієї з умов: 1) забезпечити вищереження напруги на області дрейфу U_{23} відносно напруги на контролюючій області U_{12} на кут $\Psi_1 > 90^\circ$ (рис. 3.28а); 2) забезпечити відставання напруги U_{12} на кут $\Psi_2 > 90^\circ$ відносно напруги U_{23} (рис. 3.28б); 3) забезпечити затримку носіїв заряду за рахунок скінченності часу руху заряду від контролюючої області до області дрейфу на кут ϕ_6 , величина якого, обумовлена з графіка на рис. 3.26, при $\theta = 0$ дорівнює $90^\circ < \phi < 270^\circ$.

3.9. Тиристорний ефект

Існує велика кількість напівпровідникових статичних негатронів S-типу, що мають структуру p-n-p-n-типу. Це, наприклад, динистри, тиристри, N-транзистори й ін. Поява на їх ВАХ падаючої ділянки пов'язана з проявом тиристорного ефекту.

Фізичні процеси p-n-p-n-структури можна описати, використовуючи модель [26]. При $I < I_{\text{вкл}}$ (рис. 3.29) напруга на структурі, нехтуючи опорними баз n- і p-типу, $U = U_{\text{Э1}} + U_{\text{К}} + U_{\text{Э2}} \approx U_{\text{К}}$, а струм, що протікає через неї $I = MI_{\text{К0}}$, де $I_{\text{К0}}$ – струм насичення обернено зміщеного колекторного переходу, M – коефіцієнт множення носіїв у збідненому шарі колектора.

На рис. 3.29а видно, що електрони, що надходять у n-базу, з області емітера Э1, де вони є неосновними носіями, залишаються в n-базі, тому що електричне поле в збідненому шарі колектора перешкоджає проходженню їх через колекторний p-n-перехід. Залишаються в базі n-типу також і електрони, що надходять у неї з колектора внаслідок ударної іонізації атомів кремнію в його збідненому шарі неосновними носіями заряду, що виникають у n- і p-базах при тепловій генерації. У результаті, якщо швидкість надходження електронів у n-базу більша швидкості їхньої рекомбінації, електрони накопичуються в n-базі, заряджаючи її негативно щодо p-області емітера Э1 і зміщуючи емітер Э1 у прямому напрямку. Коли напруга зсуву перевищить контактну різницю потенціалів ϕ_{T} , емітер Э1 відкривається і почнеться інжекція дірок у n-базу, відновлюючи порушену в ній електронейтральність. Очевидно, що для відкриття емітера необхідно, щоб у n-базі був накопичений заряд основних носіїв $Q = I\tau_3$, де τ_3 – час затримки, причому для даного приладу $Q = \text{const}$.

Аналогічно в р-базі накопичуються дірки, зміщаючи емітер $\mathcal{E}2$ у прямому напрямку.

Припустимо, що емітер $\mathcal{E}1$ відкрився раніше, ніж емітер $\mathcal{E}2$. У результаті потік інжектованих емітером $\mathcal{E}1$ дірок, пройшовши п-базу, втягнеться полем в збіднений шар колектора (рис. 3.29б). Збіднений шар праворуч від металургійної границі колекторного р-п-переходу складається з нерухомих іонізованих атомів акцепторної домішки, має ширину l_p і заряджений негативно. Тому при прольоті його дірками, поле від дірок і нерухомих іонів акцепторної домішки віднімається, напруженість електричного поля в колекторному п-р-переході зменшується і, як наслідок цього (для виконання нейтральності), зменшується ширина збіднення l_n на Δl_n (ліворуч від металургійної границі р-п-переходу, рис. 3.29б).

При прольоті дірок збідненої області ліворуч від металургійної границі р-п-переходу картина зміниться на протилежну: напруженість електричного поля в р-п-переході і ширина збідненого шару праворуч від металургійної границі колекторного п-р-переходу збільшується.

Якщо колекторний р-п-перехід несиметричний, причому $l_p > l_n$, буде переважати ефект зменшення напруженості електричного поля внаслідок нейтралізації заряду іонізованих акцепторів зарядом дірок (рис. 3.29б).

В результаті напруга на колекторі зменшиться. Оскільки напруга на п-р-п-р-структурі $U = U_{\mathcal{E}1} + U_K + U_{\mathcal{E}2}$ і миттєво зміниться не може, то зменшення напруги на колекторі призведе до перерозподілу напруг на інших р-п-переходах п-р-п-р-структури і напруга на емітерах, і зокрема на емітері $\mathcal{E}1$, збільшиться. Це викликає додаткову інжекцію дірок, що, досягнувши колектора, ще більш зменшать напругу на колекторі і т.д. Процес збільшення струму, якщо його нічим не обмежувати, буде розвиватися лавиноподібно.

Відмітимо, що дірки, що пройшли колектор, гальмуються полем області просторового заряду емітера $\mathcal{E}2$, тому що вектор цього поля спрямований проти вектора поля дірок (див. рис. 3.29а).

У результаті порушується нейтральність р-базі і на емітері $\mathcal{E}2$ росте прямий зсув до значення, що забезпечує додатковий емітерний струм $\Delta I_n = \alpha_1 I_p$, де α_1 – коефіцієнт підсилення діркового струму I_p емітера $\mathcal{E}1$.

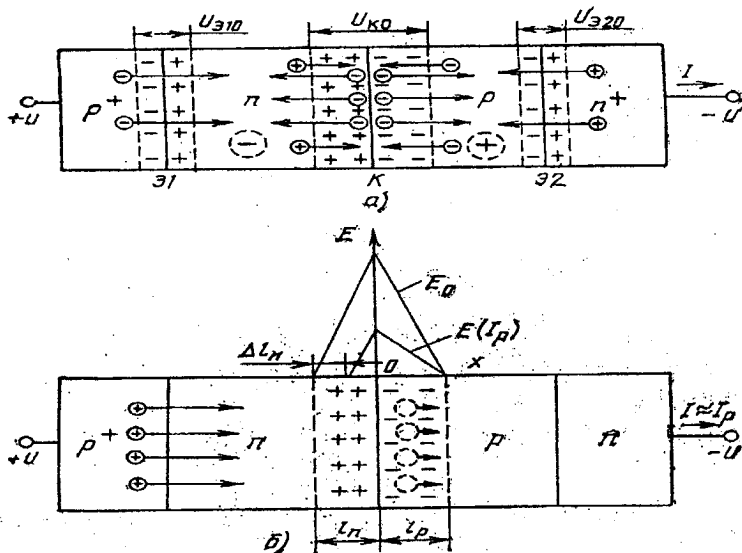


Рис. 3.29. Накопичення носіїв заряду в n- і p-базах (а) і "запливання" колекторного p-n-переходу в припущенні, що $I = I_p = I_n$ (б).

Э1, Э2, К – перший і другий емітерні і колекторні переходи; $U_{Э10}$, $U_{Э20}$, $U_{К0}$ – напруги на емітерному і колекторному p-n-переходах, що відповідають початку "запливання" колектора; E_0 – напруженість електричного поля в збідненому шарі колекторного p-n-переходу до "запливання"; $E(I_p)$ – напруженість поля в процесі "запливання"

У результаті автоматично забезпечується умова безперервності струму, що протікає через n-p-n-p-структуру:

$$I_{Э1} = I_{Э2} = I_K = I \text{ чи } I_p = I_n = \alpha_1 I_p + \alpha_2 I_n = I(\alpha_1 + \alpha_2 = 1). \quad (3.79)$$

У даному прикладі має місце типовий випадок дії внутрішнього позитивного зворотного зв'язку по струму: зміна струму, стимульована зовнішнім впливом, викликає подальшу зміну струму в ту ж сторону [27].

Процес нейтралізації заряду нерухомих іонізованих атомів домішки в збідненому шарі p-n-переходу рухливими носіями заряду внаслідок чого напруга на p-n-переході зменшується називають ефек-

том "запливання". Якщо спочатку почнеться інжекція електронів з p^+ -р-переходу емітера $\mathcal{E}2$, матиме місце "запливання" збідненого шару p -бази, якщо $l_n > l_p$.

Оскільки через колектор n -р- n -структури одночасно рухаються як дірки, інжектвані p - n -переходом $\mathcal{E}1$, так і інжектвані переходом $\mathcal{E}2$ електрони, то процес "запливання" почне розвиватися, коли в більш широкій області збіднення буде переважати потік носіїв, знак заряду яких протилежний знаку іонізованих атомів домішок. Таким чином, зменшення напруги на колекторі внаслідок його "запливання" приводить до додаткового збільшення потоку носіїв заряду того знаку, що викликали процес "запливання". Додатковий струм буде відставати в часі від викликаного – негативного збільшення напруги на колекторному p - n -переході. Це є безпосередньою причиною появи на ВАХ структури n -р- n -типу ділянки негативного опору, де позитивному збільшенню струму ΔI відповідає негативне збільшення напруги ΔU і зв'язаний з ним індуктивний характер реактивності.

Таким чином, описана фізична модель пояснює основні властивості двохелектродних приладів з негативним опором: наявність у них позитивного зворотного зв'язку по струму є основною причиною появи ділянки НО на ВАХ і індуктивного характеру реактивності, а також затримки перед перемиканням і ефектом dl/dt . Залежна від амплітуди перемикаючого імпульсу затримка й ефект dl/dt обумовлені накопиченням заряду основних носіїв у n - і p -базах, необхідного для зсуву в прямому напрямку одного з емітерних p - n -переходів, що забезпечує необхідний для відновлення електронейтральності відповідної бази рівень інжекції. Для даної n -р- n -структури величина цього заряду $Q\tau_3 I_m = const$, тому при $t_n = \tau_3$, в залежності від крутизни фронту перемикаючого імпульсу, амплітуда імпульсу I_m , при якій відбудеться вмикання структури, буде тим більше, чим менше крутизна фронту dl/dt . І, навпаки, при однакових амплітудах перемикаючого імпульсу час затримки тим більший, чим менше dl/dt або крутизна $rdI/dt = dU/dt$. Таким чином, при перемиканні n -р- n -структури має місце ефект dl/dt : $U_{вкл} = U_0(1 - kdl/dt)$, де k – коефіцієнт пропорційності; U_0 – напруга включення постійним струмом.

Оскільки основною причиною, "запускаючою" механізм позитивного зворотного зв'язку по струму, що обумовлює появу ділянки НО на ВАХ n -р- n -структури й індуктивний характер її реактивності, є зменшення напруги на колекторі при його "запливанні", індуктивність варто визначати в параметрах, що характеризують процес "запливання" колектора:

$$L = -dU_{ж}/dI_{ж}t_{п} \approx -(dU/dI)_{жп},$$

де L – індуктивність; $t_{п}$ – час прольоту рухливих носіїв заряду (електронів і дірок) через збіднений шар колекторного р-р-переходу шириною l_n (чи l_p), відповідальний за "запливання", і відповідну базу шириною W ; $I_K = |\alpha_1 I_p - \alpha_2 I_n|$ – різниця електронної і діркової складових струму колектора.

Таким чином, для отримання аналітичного виразу ВАХ структури р-п-р-п-типу і визначення індуктивності необхідно знати закон зміни напруги на колекторі при "запливанні" від I_K . Необхідну функціональну залежність $U_K(I_K)$ можна отримати, розв'язавши рівняння Пуассона для обернено зміщеного (колекторного) р-п-переходу з врахуванням впливу рухливих носіїв заряду на поле збіднених шарів колектора.

Ця задача розв'язана Б. К. Плошко. Шукана залежність $U_K = \varphi(I_K)$ для $v_p = v_n = v$ може бути приведена до вигляду

$$U_K(I) = U_{к0} \frac{N_D q S_K N_A v - (\alpha_1 - \alpha_2)(I - I_0)}{N_A q S_K N_D v + (\alpha_1 - \alpha_2)(I - I_0)}, \quad (3.80)$$

де $U_{к0}$ – напруга зсуву колекторного р-п-переходу до "запливання"; N_D, N_A – концентрації донорів і акцепторів; v – швидкість носіїв заряду в полі збідненого шару колектора; S_K – площа колекторного р-п-переходу.

З (3.80) випливає, що "запливання" колектора має місце тільки у випадку, якщо $I > I_0$ і $\alpha_1 \neq \alpha_2$. При $I = I_0$ або $\alpha_1 = \alpha_2$ $U_K = U_{к0}$ і "запливання" відсутнє. Тут I_0 – струм, що відповідає початку "запливання".

Позитивний зворотний зв'язок по струму обчислимо, представивши напругу на смітерних р-п-переходах у вигляді

$$U_{\Sigma} = U_{\Sigma 0} + |\mu| [U_{к0} - U_K(I)], \quad (3.81)$$

$$\mu = \frac{r_{\Sigma}}{r_K} = \frac{dU_{\Sigma}}{dI} \bigg|_{\Sigma} \frac{dU_K}{dI} \quad \text{чи де } \mu = U'(I)/U'_K(I), \quad (3.82)$$

μ – коефіцієнт позитивного зворотнього зв'язку; r_3 (r_K) – диференційний опір емітера (колектора); $U_{\Sigma 0}$ – напруга зміщення на емітері до початку "запливання".

Розв'язавши спільно (3.82) і (3.81) з врахуванням (3.80), отримуємо ВАХ р-п-р-п-структури у вигляді

$$U(I) = U_{\Sigma 1}(I) + U_K(I) + U_{\Sigma 2}(I).$$

Запропонована модель тиристорного ефекту, що враховує явище "запливання" колектора, пояснює основні властивості приладів з НО на його основі, включаючи залежну від амплітуди перемикаючого імпульсу затримку перед перемиканням і ефект dl/dt , та дозволяє отримати аналітичний вираз для ВАХ. Аналіз (3.79) і (3.80) виявив такі закономірності [27]:

– умова $\alpha_{10} + \alpha_{20} = 1$ є лише необхідною, але не достатньою для появи ділянки НО; для її реалізації необхідно одночасне виконання таких вимог

$$\alpha_{10} \neq \alpha_{20}, \quad \alpha_1(I) \neq \alpha_2(I), \quad \alpha_{10} + \alpha_{20} = 1,$$

де α_{10} і α_{20} – коефіцієнти підсилення по струму емітерів $\Sigma 1$ і $\Sigma 2$, що відповідають початку "запливання";

– ділянка НО на ВАХ буде відсутня ($r^{(-)} \geq 0$), якщо виконується одна з умов: $\alpha_1 = \alpha_2$ або $I = I_K = \alpha_1 I_p - \alpha_2 I_n = 0$.

– врахування впливу поля рухливих носіїв заряду на поле збідненого шару р-п-переходу має принципове значення для пояснення характеристик приладів з НО на основі п-р-п-р-структур з ділянкою НО на ВАХ і дозволить уточнити деякі розділи теорії інших напівпровідникових приладів з р-п-переходами, наприклад транзистора в режимі насичення, при якому також має місце "запливання" колектора.

3.10. Лавинно-пролітний ефект

У 1958 р. Рід запропонував використовувати для генерації НВЧ потужності багат шарову напівпровідникову структуру типу p^+-p-p^- [28]. У цій структурі спостерігається поєднання ефектів лавинного множення, заснованого на ударній іонізації, і часу прольоту електронів – "лавинно-пролітного ефекту". Негативний опір на клеммах та-

кої структури виявляється тільки на досить високих частотах і не виявляється в статичному режимі. Причиною цього є наявність фазового зсуву між струмом і напругою на структурі [25].

Фазовий зсув обумовлений фізикою лавинного процесу і часом прольоту через область просторового заряду. Для спрощення будемо говорити про час прольоту, включаючи в це поняття і зсув в часі, викликаний лавинним процесом. Розглянемо діаграми струму і напруги, представлені на рис. 3.30а.

Припустимо, що пролітний час носіїв у точності дорівнює половині періоду коливань деякої частоти. У цьому випадку струм через структуру буде відставати на півперіод (180° чи π рад) від його напруги, що його викликала. При цьому зростання напруги буде увесь час супроводжуватися падінням струму, а спадання напруги – навпаки, збільшенням струму.

Це свідчить про те, що для даної частоти протягом усього періоду коливань виконуються умови негативного опору.

Якщо зменшити частоту (збільшити період коливань) при тій же величині часу прольоту, то струм буде відставати на кут, менший 180° . Протягом великої частини періоду коливань будуть зберігатися умови негативного опору. Меншу частину періоду ці умови не виконуватимуться.

Якщо продовжувати знижувати частоту до такої величини, коли пролітний час буде складати чверть періоду (90° чи $\pi/2$ рад), то, як це можна побачити з діаграм рис. 3.30б, умови негативного опору виконуватимуться протягом половини періоду, чергуючись через кожні чверть періоду з умовами позитивного опору. У цьому граничному випадку в середньому за період ми не будемо більше спостерігати негативного опору на клемах структури.

Аналогічні міркування можна провести і для фазових кутів, що перевищують 180° . У цьому випадку отримаємо випадок, коли структура втратить властивості негативного опору на частоті, на якій фазовий зсув між струмом і напругою досягне 270° .

Таким чином, наявність області високочастотного негативного опору буде обумовлена фазовим зсувом між струмом і напругою. Нижня і верхня граничні частоти цієї області будуть відповідати фазовим зсувом 90° і 270° .

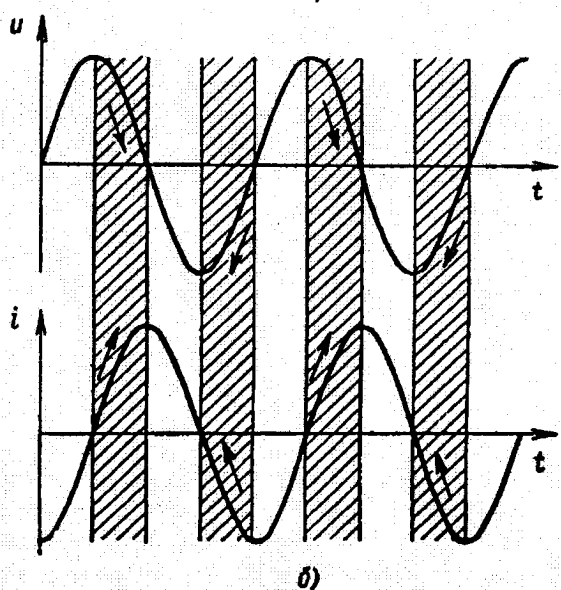
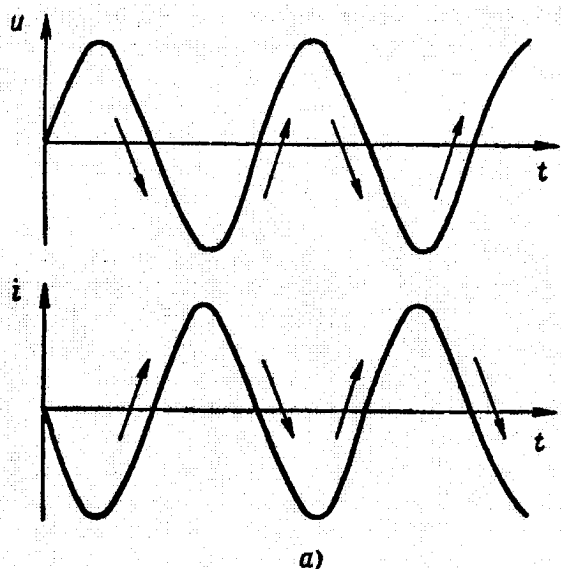


Рис. 3.30. Діаграма, що ілюструє появу негативного опору за рахунок фазового зсуву: а) при зсуві фаз у 180° (π рад); б) при зсуві фаз менше 180°

На рис. 3.31 зображена структура типу $p^+ - n - i - n^+$, найбільш зручна для розгляду пролітного ефекту. Нижче зображена діаграма розподілу напруженості електричного поля за структурою. Напруга, прикладена до структури, має таку величину, при якій у електронно-дірковому переході досягається напруженість поля, що відповідає розвитку лавинного пробою. Електронно-діркові пари, які генеруються в переході, розділяються полем переходу.

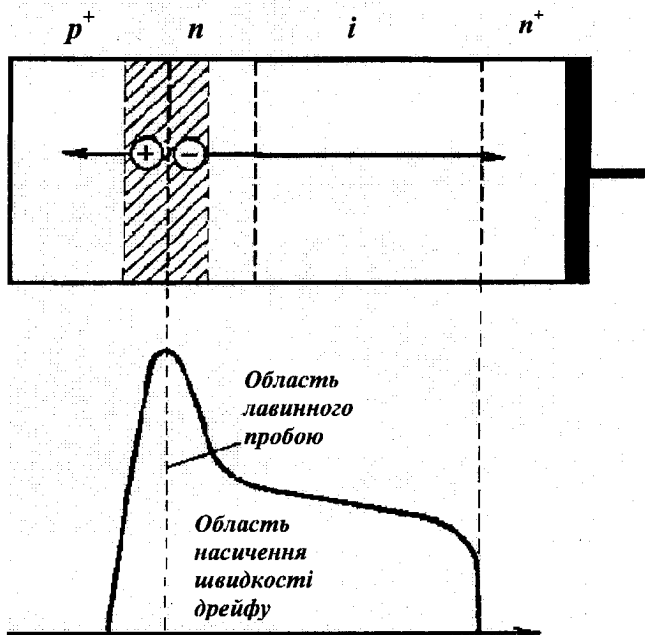


Рис. 3.31. Напівпровідникова структура типу $p^+ - n - i - n^+$ і розподіл напруженості поля в ній

Оскільки область лавинного пробою має малу товщину, час дрейфу дірок у p^+ -області дуже малий. У той же час електрони дрейфують крізь шар власної провідності до n^+ -області значно довше. Час дрейфу електронів через шар власної провідності буде визначатися швидкістю дрейфу і товщиною цього шару. Швидкість дрейфу носіїв заряду зростає з напруженістю поля лише до визначеної величини. Починаючи з деякого значення напруженості поля швидкість дрейфу перестає практично рости. Цей ефект називають *насиченням швидкості дрейфу*. Швидкість насичення для електронів у кремнію складає

близько 10^7 см/с. Швидкість насичення в германії трохи нижче і складає близько $5 \cdot 10^6$ см/с.

Якщо напруга і геометричні розміри структури обрані правильно, то по всьому шаруватій електропровідності підтримується напруженість поля нижче критичної напруженості лавинного пробою, проте не вище напруженості, що забезпечує насичення швидкості дрейфу. У результаті практично всі носії будуть мати швидкість дрейфу, близьку до швидкості насичення, розкид швидкостей буде невеликий і в результаті розмиття пакетів електронів за час дрейфу буде несуттєвим.

Час дрейфу (прольоту) електронів через область власної електропровідності буде визначати діапазон частот, у якому спостерігається негативна електропровідність. Фазовий зсув напруги і струму буде визначатися не тільки часом прольоту, але і деякою інертністю лавинних процесів. У коливальному режимі зі зміною напруги, напруженість поля буде перевищувати напруженість лавинного пробою, проходити через максимальне значення і знову зменшуватися до величини, менше критичної. Струм же буде продовжувати наростати якийсь час після того, як напруженість поля пройшла через максимум. Тільки інерційність лавинного процесу може дати фазовий зсув, що досягає 90° .

Таким чином негативний опір на клеммах такої структури може спостерігатися тільки у визначеному діапазоні частот (рис. 3.32) і прилади, реалізовані на її основі, відносяться до динамічних неагронів.

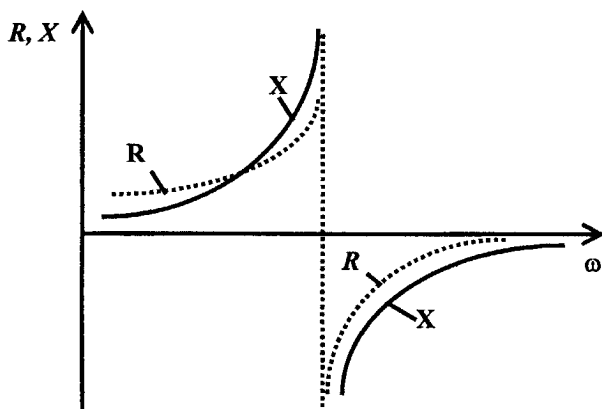


Рис. 3.32. Залежність дійсної R і уявної X складових імпедансу структури, у якій виявляється лавинно-пролітний ефект

Розглянута структура не є єдиною можливою структурою, в якій реалізується лавинопролітний ефект. Другим різновидом буде структура р-і-п (рис. 3.33). У цій структурі область лавинної іонізації й область прольоту об'єднані в одному шарі. Напруженість поля E у шарі власної електропровідності в цьому випадку повинна перевищувати критичну напруженість лавинного пробою. Тоді ми повинні розглядати пролітні ефекти не тільки для електронів, як це мало місце в попередньому випадку, але і для дірок, тому що умови їхнього прольоту будуть однаковими.

Оскільки в цій структурі критична напруженість поля створюється не у вузькому р-п-переході, а у відносно широкому шарі власної електропровідності, то тут можна забезпечити більш високі пробивні напруги. Таким чином, структура р-і-п зручна для отримання великої потужності на високих частотах.

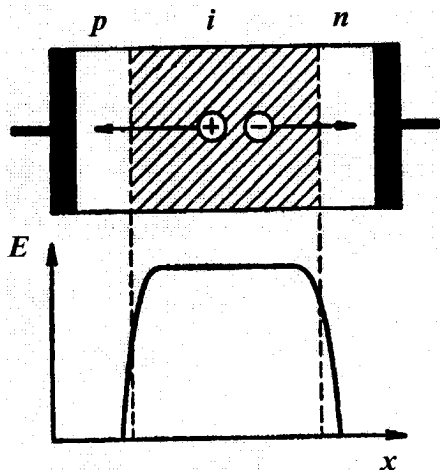


Рис. 3.33. Напівпровідникова структура р-і-п типу і розподіл напруженості поля в ній

Підвищення частоти до 50 ГГц і вище вимагає подальшого зниження часу прольоту. У цьому випадку можуть виявитися зручними структури типу р-п, зображені на рис. 3.34. На цих частотах пролітний час виявляється настільки малим, що отримання р-і-п і тим більше р⁺-п-і-п⁺ структур з дуже тонкими шарами було б важко.

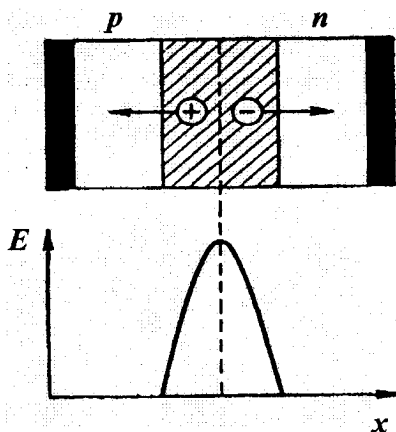


Рис. 3.34. Напівпровідникова структура р-п типу і розподіл напруженості поля в ній

Розглянуті напівпровідникові структури і процеси, що в них відбуваються лягли в основу створення найбільш високочастотних генераторних напівпровідникових приладів – "лавинно-пролітних діодів".

3.11. Ефект Ганна

У 1963 р., проводячи експерименти по вивченню гарячих електронів, співробітник фірми ІВМ Дж. Б. Ганн знайшов електричні коливання, що виникають у бруську арсеніду галію малих розмірів при поданні до нього постійної напруги достатньої величини [25]. Схематичне зображення такого зразка представлено на рис. 3.35.

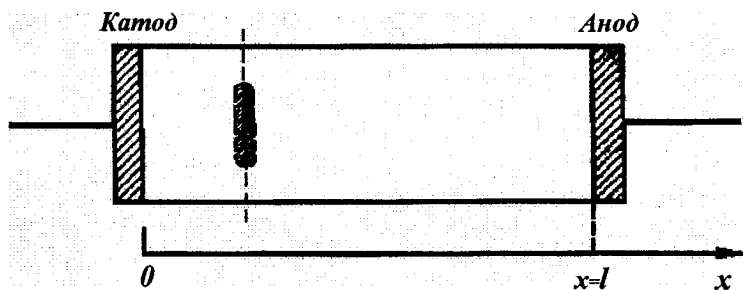


Рис. 3.35. Схематичне зображення зразка діода Ганна

Омічні контакти названі анодом і катодом. Зовнішня напруга i підключається між катодом (мінус) і анодом (плюс). Ефект цей отримав назву ефекту Ганна і спостерігався не тільки на кристалах арсеніду галію, але і на кристалах інших сполук, наприклад фосфіду індію.

Вивчення цього ефекту дозволило виробити гіпотезу, що пояснює причину виникнення і характер таких коливань. Основною причиною, що обумовлює виникнення даного ефекту, є складна структура зони провідності цих речовин [12].

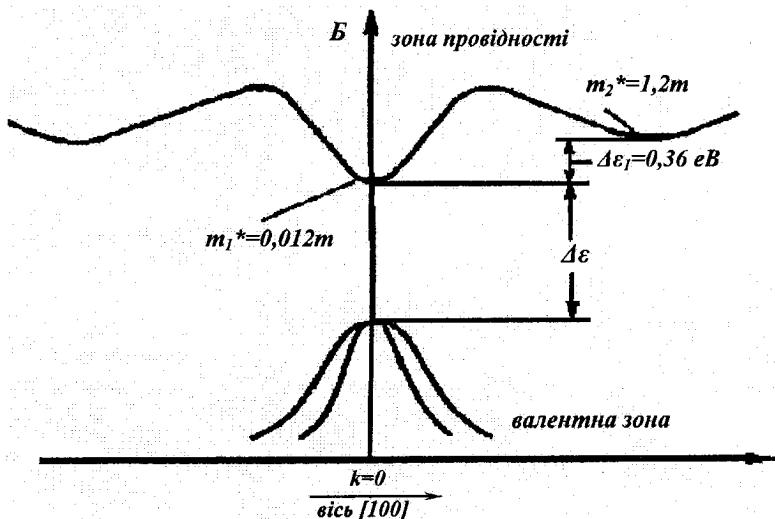


Рис. 3.36. Структура зон GaAs у напрямку осі [100]

Наявність двох мінімумів у зоні провідності (рис. 3.36), розділених зазором $\Delta\varepsilon=0,36$ eV, забезпечує можливість існування в арсеніді галію двох типів електронів: легких холодних електронів (m_1^*) і важких гарячих електронів (m_2^*). Легкі електрони будуть характеризуватися високою рухливістю ($m > 5000$ в/см²с), а важкі електрони – низькою рухливістю ($m \gg 100-200$ в/см²с).

При кімнатній температурі за відсутності зовнішньої напруги, так само як і при поданні малих зовнішніх напруг, практично всі електрони будуть мати температуру ґратки T_0 , тому що при цьому $k_0 \ll \Delta\varepsilon_1$, та переважна більшість електронів провідності, концентрацію яких в електронному зразку позначимо n_0 , буде займати рівні, розташовані в основному в більш глибокому мінімумі. Густина струму через зразок буде визначатися концентрацією і швидкістю руху легких електронів:

$$j_n = qn_0\mu_1E .$$

В міру зростання напруженості електричного поля E в періоді між зіткненнями електрони будуть набувати усе більшу і більшу швидкість. Теплова рівновага електронів провідності з ґраткою порушиться. Електрони нагріються до температури T більш високої, ніж температура ґратки T_0 . З ростом температури T зростає й енергія електронів k . Усе більша кількість електронів буде переходити в більш високий мінімум. Оскільки густина дозволених рівнів зростає з ростом енергії, цей мінімум буде характеризуватися великою кількістю дозволених рівнів у порівнянні з основним мінімумом. При $k > De_1$ практично всі електрони будуть знаходитися у верхньому мінімумі, матимуть велику ефективну масу і малу рухливість. Таким чином, з ростом напруженості поля в зразку повинна мати місце зміна рухливості електронів провідності.

Зі зразкового графіка залежності швидкості руху носіїв від напруженості поля (рис. 3.37) видно, що швидкість руху носіїв буде лінійно зростати з ростом напруженості поля до деякої критичної величини напруженості E_{KP} . При $E > E_{KP}$ електрони переходять у більш високий мінімум. Рухливість, а отже, і швидкість руху електронів різко падають. Густина струму пропорційна швидкості руху носіїв, а напруженість поля – напрузі, прикладеній до зразка. Це значить, що криву $u(E)$, представлену на рис. 3.37, можна замінити аналогічною кривою $j(i)$, тобто вольт-амперною характеристикою.

Вигляд такої вольт-амперної характеристики буде дуже схожий на вигляд вольт-амперної характеристики неґатрона N-типу. Падаюча ділянка вольт-амперної характеристики свідчить про наявність неґативного опору на затисках (контактах) зразка.

Відомо, що неґативний опір може забезпечити генерацію в деякому контурі. Однак при цьому повинна обов'язково виконуватися така умова: неґативне загасання, внесене в схему приладом з падаючою ділянкою вольт-амперної характеристики, за своєю абсолютною величиною повинне перевершувати позитивне зґасання схеми.

При вивченні ефекту Ганна з'ясувалося, що уникнути генерації, змінюючи конфігурацію схеми, неможливо. Іншими словами, виявляється неможливим створити стійку робочу точку на падаючій ділянці вольт-амперної характеристики так, як це можна зробити, наприклад, у випадку тунельного діода. Це свідчить про те, що при ефекті Ганна неґативного опору на омичних контактах зразка не спостерігається і, отже, процеси, що приводять до виникнення генерації, повинні бути трохи складнішими.

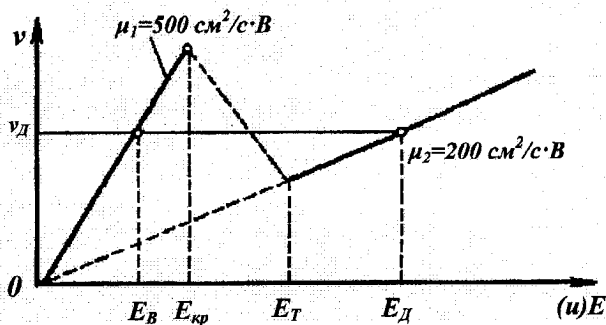


Рис. 3.37. Залежність швидкості руху носіїв в арсеніді галію від напруженості поля в зразку

Пояснення цьому ефекту може бути знайдене, якщо припустити, що критична напруженість поля досягається не по всій довжині зразка, рівній l , а в якомусь його окремому перетині, що на рис. 3.35 позначений штриховою лінією. Припустимо, що в цьому перетині існує деяка неоднорідність (заштрихована область), що підвищує опір у ньому. Тоді напруженість електричного поля в цьому перетині буде трохи вищою, ніж в інших перетинах по довжині зразка. Отже, критична напруженість поля виникне в першу чергу в розглянутому перетині, і саме в ньому почне зростати концентрація важких (повільних) електронів. У середньому швидкість електронів у цьому перетині почне зменшуватися, а його опір буде зростати. Почнеться перерозподіл напруги між окремими ділянками кристала. Напруженість поля в розглянутому перетині буде продовжувати зростати, у той час як ліворуч і праворуч від цього перетину напруженість поля буде падати. Це значить, що перехід електронів з мінімуму в мінімум буде характерний не для всього зразка, а тільки для якоїсь його досить вузької частини. Ця зона важких електронів під дією електричного поля буде переміщатися в напрямку від катода до анода, причому з відносно низькою швидкістю, обумовленою низькою рухливістю важких електронів.

Ліворуч і праворуч від цієї зони будуть рухатися легкі рухливі електрони. Ліворуч ці електрони будуть наздоганяти зону важких електронів. У результаті утвориться область підвищеної концентрації електронів – область негативного об'ємного заряду. Праворуч легкі електрони будуть іти вперед. У результаті утвориться область, збіднена електронами, область позитивного об'ємного заряду (рис.3.38) Такий шар об'ємних зарядів, з високою концентрацією важких електронів, прийнято називати *електричним доменом*. Отже, вище нами були

розглянути, процеси, що відбуваються при утворенні домена в бруську арсеніду галію.

Ці процеси не можуть тривати як завгодно довго. Напруженість поля усередині домена зростає, росте і швидкість руху електронів. У той же час поза доменом напруженість поля, а отже, і швидкість руху електронів падає. У деякий момент часу швидкості руху зарядів усередині домена і поза ним вирівнюються і наступить стан динамічної рівноваги (рис. 3.37 і 3.38):

$$\mu_1 E_B = \mu_2 E_D .$$

Рівновага буде відповідати напруженості поля в домені E_D і поза доменом E_B .

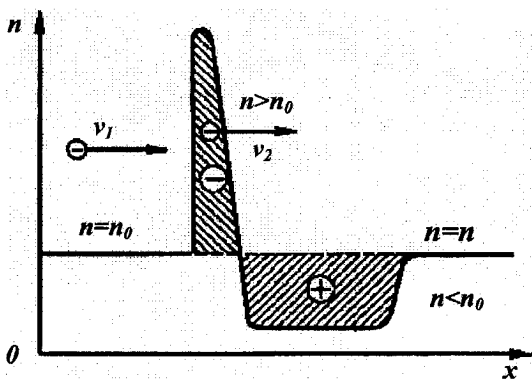


Рис. 3.38. Структура електричного домена

Стала швидкість руху домена E_D буде нижчою, ніж максимальна швидкість руху електронів у зразку. Таким чином, у момент підключення до зразка напруги ($t = t_1$ на рис. 3.39) струм матиме максимальне значення $I_{МАКС}$. Відразу починається процес утворення домена (причому в процесі утворення домен безупинно рухається від катода до анода). Процес цей дуже короткочасний, і струм практично миттєво спадає до значення $I_{МИН}$, обумовленого швидкістю сталого руху домена u_D :

$$I_{МИН} = S j_{МИН} = S q n_0 u_D ,$$

де S – площа перетину зразка.

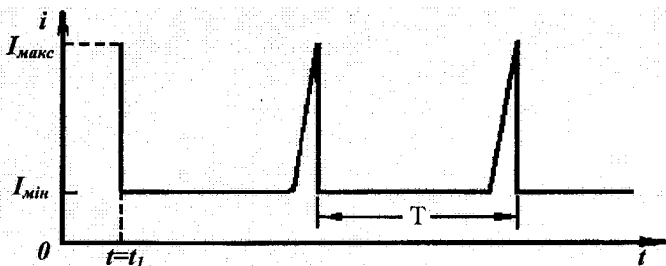


Рис. 3.39. Епюра струму через зразок арсеніду галію

Це значення струму буде зберігатися протягом усього часу руху домена.

По досягненні анода домен почне руйнуватися і струм почне зростати до величини $I_{\text{макс}}$, що відповідає початковому моменту і відсутності домена. Цей процес (зростання струму) є істотно більш повільним у порівнянні з процесом формування домена. Як тільки величина струму в зразку досягне значення $I_{\text{макс}}$, відразу почнеться утворення нового домена.

Описаний вище ефект являє собою об'ємну нестійкість, а не нестійкість на затисках приладу, чим і пояснюється незалежність ефекту від зовнішніх елементів схеми. Швидкість руху домена не залежить від величини зовнішньої напруги. Збільшення зовнішньої напруги призводить до збільшення товщини домена. Швидкість руху домена була визначена приблизно в 10^7 см/с. Розрахунок показує, що при довжині зразка 50 мкм частота коливань повинна складати близько 2 ГГц. Товщина домена пропорційна довжині зразка і складає приблизно 0,1–0,04 від неї.

Природа виникнення доменів у даний час недостатньо вивчена. У той же час можна сказати, що одночасно в кристалі існує тільки один домен. Навіть якщо в кристалі існують несуттєві неоднорідності, на яких можуть формуватися домени, виникнення домена на одній з них виключає можливість виникнення доменів на інших неоднорідностях. Однак після зникнення домена новий домен може виникнути вже на якій-небудь іншій неоднорідності. Різні відстані цих неоднорідностей від анода дадуть різні пролітні часи доменів, тобто змінний період коливань. Необхідність отримання відтворених результатів висуває дуже жорсткі вимоги до якості напівпровідникового матеріалу, використовуваного для виготовлення генераторів на ефекті Ганна. Для досить однорідних зразків з постійним перетином вважають, що домени виникають практично безпосередньо на катоді.

Цікаво відзначити також, що якщо виготовити зразок, перетин якого зменшується в напрямку від катода до анода, то частота коливань у такому зразку може регулюватися зовнішньою напругою. Через зменшення перетину напруженість поля буде зростати в напрямку від катода до анода. Область критичної напруженості поля буде змінюватися в залежності від величини прикладеної напруги. При відносно низьких напругах критичні поля виникають тільки в тонкому шарі біля вузького кінця. З ростом напруги область критичних полів розширюється убік катода (більш широкого кінця). Відповідно, при малих напругах довжина прольоту домена мала і генеруючі частоти відносно високі. При підвищених напругах збільшується довжина прольоту і знижується частота. Таким чином вдасться забезпечити електронну перебудову частоти в діапазоні однієї октави (частоти на краях діапазону відносяться як 2:1).

Для виготовлення генераторів на ефекті Ганна використовується головним чином арсенід галію електронного типу електропровідності з питомим опором порядку 1–10 Ом/см і рухливістю електронів близько 5000 см²/с. Час діелектричної релаксації, що обмежує швидкість утворення доменів, буде дорівнює в цьому випадку 10⁻¹²–10⁻¹¹ с відповідно. Концентрація електронів n_0 дорівнюватиме відповідно 10¹⁶–10¹⁴ см⁻³.

Багато дослідників проводили експерименти також і на таких матеріалах, як теллурид кадмію, арсенід і фосфід індію та ін. Однак, оскільки технологія отримання цих матеріалів відпрацьована гірше, ніж технологія отримання арсеніду галію, ці експерименти мали винятково наукове значення. Арсенід галію в даний час є єдиним матеріалом, який практично застосовується з цією метою.

Перелік літератури до розділу 3

1. Виноградов Ю.В. Основы электронной и полупроводниковой техники. М. Энергия, 1972. – 536 с.
2. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. – М.: Гос. издательство технико-теоретической литературы, 1950.
3. Бессонов Л.А. Нелинейные электрические цепи. –М.: Высш.школа, 1977. – 343 с.
4. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т.2. Электровакuumные приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1972. – 376 с.
5. Гаряинов С.А., Абергауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. – М.: Энергия, 1970. – 320 с.
6. Иоффе А.Ф. Физика полупроводников. Изд-во АН СССР, 1957.
7. Гершунский Б.С. Основы электроники.– К.:Вища школа, 1982.–440с.
8. Дьяконов В.П. Лавинные транзисторы и их применение в импульсных устройствах. – М.: Сов. радио, 1973. – 208 с.
9. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Сов.радио, 1968.
10. Красилов А.В., Трутко А.Ф. Методы расчета транзисторов. – М.: Энергия, 1964.
11. Miller S.L. A valanche breakdown in Si. – “Phys.Rev.”, 1955, v.99, №4, p. 1234.
12. Shockley W. Negative resistance arising from transit time in semiconducting diodes. – Bell sistem tech. J., 1954, v. 33, p.799-826.
13. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ. Под ред. М.Хауэса, Д. Моргана. Перевод с англ. под ред. В.С. Эткина. – М.: Мир, 1979. – 444 с.
14. Murphy R.A., Lindley W.T. et al. Performance and reliability of Ka-band GaAs IMPATT diodes. – Dedest of Technical Papers. – International Microwave Symposium. – Atlanta, Georgia, USA, June 1974, p. 315-317.
15. Нанавати Р.П. Введение в полупроводниковую электронику. Пер. с англ. / Под ред. Я.А. Федотова. – М.: Связь, 1965. – 456 с.
16. Полевые транзисторы. Физика, технология и применение. Пер. с англ. / Под ред. С.А. Майорова. – М.: Сов.радио, 1971. – 376 с.
17. Rollet J. M. Stability and power gain invariants of linear two-ports. – “IRE Trans.”, 1962, v. CT-9, №1, p. 29-32.
18. Агаханян Т.М. Основы транзисторной электроники. – М.: Энергия, 1974. – 256 с.

19. Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике. – М.: Сов.радио, 1981. – 304с.
20. Barera I.S., Arecher R.I. InP Schottky gate field effect transistor. – IEEE Trans., 1975, v. ED-22, №11, p. 1023-1030.
21. Филинюк Н.А. Анализ механизма появления отрицательного активного динамического сопротивления в транзисторах. // Методы анализа и синтеза нелинейных цепей.– К.: Наукова думка, 1982. – С.152–156.
22. Филинюк Н.А. К вопросу об отрицательном динамическом сопротивлении транзистора. // Тез.докл. Всесоюзного НТС “СВЧ элементы и узлы радиоприемных устройств”. – М.: 1981. – С.6.
23. Филинюк Н.А. Активные УКВ фильтры. – М.: Радио и связь, 1984. – 84 с.
24. Adams D.K., Ho R.Y.C. The transistor a microwave filter element. – Microwave Simposium, Detroit, may, 1968, p.184-189.
25. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. – М.: Сов.радио, 1969. – 592 с.
26. Гаряинов С.А. Перспективы использования полупроводниковых приборов и устройств с отрицательным сопротивлением в интегральных схемах. // Полупроводниковая электроника в технике связи. – М.: Радио и связь, 1986, вып.26. – С. 4-15.
27. Филинюк М.А. Теоретичні основи негатроніки. – Вінниця: ВДТУ, 2002. – 119 с.
28. Read W.T. A proposed high frequency negative resistance diode. - Bell system tech. J., 1958. N 37, p. 401.
29. Gunn J.B. Microwave oscillations of current in III-V semiconductors.– Solid state commun., 1963. N1. – P. 88-91.
30. Филинюк Н.А., Козловский Ю.Н., Никольский А.И. Моделирование инжекционно-пролетных явлений в многоэлектродных полупроводниковых структурах // Аннотированная программа всесоюзной НТК «Прикладное программирование в электронике и приборостроении». – Винница – Керчь, 1989. – С. 12-13.
31. Филинюк М.А. Фізичні основи негатроніки. – Вінниця, ВДТУ, 2003. – 79 с.
32. Nikolayev I.M., Filiniuk N.A. Microelectronic Devices and Fundamentals of Their Design / Mir, Moscow. – 1989. – 341 с.

РОЗДІЛ 4 НАПВПРОВІДНИКОВІ НЕГАТРОНИ

4.1. Тунельні діоди

В 1957 році, вивчаючи р-п-переходи, виготовлені в сильнолегованому германію, японський учений Лео Есаки з'ясував аномальний хід вольт-амперних характеристик, зумовлений тунельним ефектом. Перша наукова робота по тунельних діодах була опублікована в 1958 році в журналі "Physical Review".

Для виготовлення тунельних діодів (ТД) використовуються сильнолеговані арсенід і антимонід галію. Ступінь легування в ТД у сотні тисяч разів більше, ніж у детекторних чи випрямляючих діодах, у результаті чого р-п-перехід виявляється дуже вузьким. У переходах має місце тунельний ефект, у результаті ВАХ діода має падаючу ділянку (рис.4.1). Фізичні процеси в ТД і їхній вплив на ВАХ розглянуті в [1].

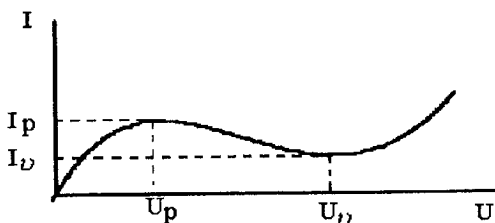


Рис. 4.1. Вольт-амперна характеристика ТД

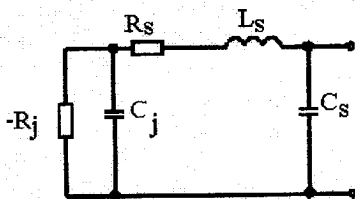


Рис. 4.2. Еквівалентна схема ТД

Повна еквівалентна схема ТД (рис. 4.2) у загальному випадку є нелінійною, тому що містить негативний нелінійний диференційний опір $-R_j = dU/di$ (провідність $g_j = 1/R_j$) і нелінійну ємність C_j , що залежать від прикладеної напруги. На рис. 4.2: L_s – паразитна індуктивність виводів; R_s – опір активних втрат діода; C_s – ємність корпуса діода.

Аналітичний вираз для ВАХ ТД, що дає гарний збіг із результатами експерименту має вигляд [1]

$$I = \frac{I_p - I_v}{(U_v - U_p)^5} \cdot \left\{ 5 \cdot (U - U_p) \cdot (U - U_v)^4 - (U - U_v)^5 \right\} + I_v \quad (4.1)$$

де U – напруга, прикладена до р-п-переходу; I_p , U_p , I_v , U_v – струми і напруги відповідно в точках перегину і впадин ВАХ.

Відповідно до (4.1) диференціальна негативна провідність діода – $g_j = di/dU$, виражена через провідність у точці перегину ВАХ, визначається формулою

$$g_j = 9,1 \cdot g_{\max} \cdot \frac{(U - U_p) \cdot (U - U_v)^3}{(U_v - U_p)^4}, \quad (4.2)$$

$$\text{де } g_{\max} = 20 \cdot \frac{I_p - I_v}{(U_v - U_p)^5} \cdot (U_p - U_p) \cdot (U_p - U_v)^3 \quad (4.3)$$

- диференціальна провідність діода в точці перегину ВАХ;

$$U_p = (U_v + 3U_p) / 4 \quad (4.4)$$

- напруга, що відповідає точці перегину ВАХ.

Ємність р-п-переходу діода складається з зарядної (бар'єрної) і дифузійної ємностей:

$$C_j = C_{\text{зар}} + C_{\text{диф}} \quad (4.5)$$

Зарядна ємність визначена виразом [2]

$$C_{\text{зар}} = S \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot q \cdot N_a \cdot N_d}{8\pi \cdot (\varphi_k - U) \cdot (N_a + N_d)}},$$

де S – площа р-п-переходу діода;

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К – заряд електрона;

N_a, N_d – концентрація донорів і акцепторів;

ε – діелектрична проникність;

Φ_K – контактна різниця потенціалів.

Дифузійна ємність діода виражається формулою [2]

$$C_{\text{диф}} = \frac{\alpha \cdot (I_{\text{диф}} + I_S) \cdot \tau}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{\sqrt{1 + \omega^2 \cdot \tau^2} + 1}}, \quad (4.6)$$

де τ – час життя неосновних носіїв заряду;

$I_{\text{диф}} = I_S \cdot (e^{\alpha U} - 1)$ – дифузійна складова струму;

$I_S = S \cdot A_K \cdot T^2 \cdot e^{-E_g / k \cdot T}$ – струм насичення;

A_K – постійна Річардсона;

$\alpha = q / k \cdot T$ – постійна Больцмана;

$T = 300 \text{ K}$ – температура навколишнього середовища.

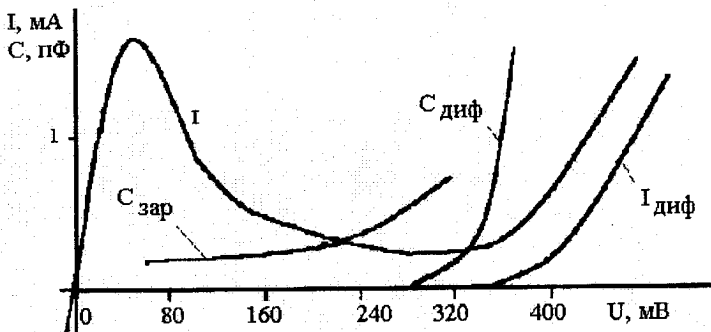


Рис. 4.3. Залежності сумарного струму I , дифузійної складової струму $I_{\text{диф}}$, зарядної $C_{\text{зар}}$ та дифузійної $C_{\text{диф}}$ ємностей від напруги

Дифузійна складова струму через р-п-перехід і дифузійна ємність залежать від частоти. Однак, оскільки основну роль грають частотно-незалежна тунельна складова струму, що визначає падаючий характер ВАХ, і частотно-незалежна бар'єрна ємність, можна зневажити частотними залежностями дифузійних величин і прийняти їх частотно-незалежними й рівними їх значенням на робочій частоті.

Представлена на рис. 4.3 ВАХ ТД, дифузійна складова струму, а також статичні характеристики зарядної і дифузійної ємностей діода розраховані для частоти $f = 9,3 \text{ ГГц}$ при таких значеннях параметрів

германієвого діода: $I_p=1,6\text{mA}$, $I_0=0,226\text{mA}$, $U_p=60\text{mB}$, $U_0=285\text{mB}$, $S=0,5-10^{-6}\text{cm}^2$, $N_a=N_d=5\cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $\phi_k=9,4$ U_p , $\epsilon=12\cdot\epsilon_0$, $\epsilon_0=8,85\cdot 10^{-12}\text{Ф/м}$, $\tau=10^{-8}\text{с}$.

Формули (4.1–4.6) дозволяють розрахувати імпедансні характеристики ТД при відомій амплітуді й формі напруги на його р-п-переході. При роботі ТД у режимі малого сигналу негативний диференціальний опір діода R_j і його ємність переходу C_j слабко залежать від прикладеної змінної напруги і приблизно дорівнюють своїм значенням у робочій точці ВАХ у статичному режимі. При цьому модель еквівалентної схеми ТД (рис. 4.2) лінеаризується, а його вхідна комплексна провідність [3]:

$$Y_D = G_D + jB_D, \quad (4.7)$$

де

$$G_D = \frac{1}{R_j} \cdot \frac{1 - (R_S/R_j) \cdot \{1 + (\omega \cdot C_j \cdot R_j)^2\}}{(1 - \omega^2 \cdot L_S \cdot C_j - R_S/R_j)^2 + (\omega \cdot L_S/R_j)^2 (1 - R_j \cdot R_S \cdot C_j/L_S)^2},$$

$$B_D = \omega \cdot \left\{ C_S + C_j \cdot \frac{1 - L_S/C_j \cdot R_j^2 - \omega^2 \cdot L_S \cdot C_j}{(1 - \omega^2 \cdot L_S \cdot C_j - R_S/R_j)^2 + (\omega \cdot L_S/R_j)^2 (1 - R_j \cdot R_S \cdot C_j/L_S)^2} \right\}.$$

Через наявність опору втрат R_S провідність ТД при малому сигналі негативна в смузі частот від нуля до граничної частоти $\omega_{II} = (1/R_j \cdot C_j) \sqrt{R_j/R_S - 1}$, яка залежить від вибору робочої точки [4]. На частоті вище граничної генерація коливань у будь-якій системі, що містить даний ТД, неможлива. Частотною залежністю опору активних втрат, обумовленою поверхневим ефектом, можна зневажити при роботі на частотах, істотно менших граничної [1].

Важливим параметром ТД є його резонансна частота, на якій уявна частина вхідного опору ТД без врахування ємності корпусу C_S перетворюється в нуль:

$$\omega_D = \frac{1}{R_j \cdot C_j} \cdot \sqrt{\frac{C_j}{L_S} \cdot R_j^2 - 1}.$$

На частотах нижче ω_D для настроювання ТД на резонанс по-

трібне підключення індуктивності, а на частотах вище ω_d – ємності.

На рис. 4.4, 4.5 представлені частотні залежності G_d і B_d , побудовані для ТД із приведеними вище параметрами при $L_S=0,1-0,35$ нГн, $R_S=2,5$ Ом, $C_S=0,3$ пФ.

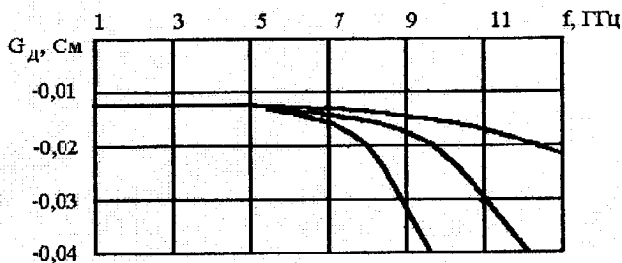


Рис. 4.4. Залежності від частоти активної провідності ТД при малому сигналі і різних L_S

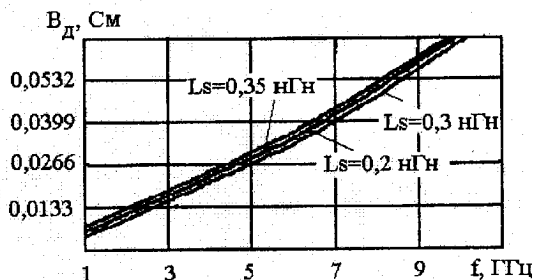


Рис. 4.5. Залежності від частоти реактивної провідності ТД при малому сигналі і різних L_S

З рисунків видно, що в інтервалі частот 1–6 ГГц частотною залежністю G_d можна зневажити, а зміна B_d визначається зміною провідності ємності. При цьому повну еквівалентну схему діода (див. рис. 4.2) можна замінити спрощеною (рис. 4.6), що складається з паралельного з'єднання частотно-незалежних параметрів негативного еквівалентного опору і ємності:

$$R_{екв} = -1/G_d, \quad C_{екв} = B_d/\omega.$$

Представлення повної еквівалентної схеми ТД у вигляді спрощеної дає можливість спростити аналіз і синтез автоколивальних систем. У діапазоні частот $6\text{ГГц} < f < 10\text{ГГц}$ частотною залежністю параметрів спрощеної еквівалентної схеми діода можна знехтувати при синтезі пристроїв із відносною смугою пропускання 10–15%.

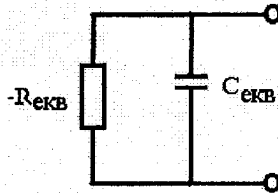


Рис. 4.6. Спрощена паралельна еквівалентна схема ТД

Повну еквівалентну схему ТД можна привести також до спрощеної послідовної еквівалентної схеми. Для цього запишемо вираження вхідного опору повної еквівалентної схеми діода у вигляді

$$Z_D = \text{Re}Z_D + j\text{Im}Z_D,$$

де $\text{Re}Z_D = G_D / (G_D^2 + B_D^2)$; $\text{Im}Z_D = -B_D / (G_D^2 + B_D^2)$.

При цьому спрощена послідовна еквівалентна схема ТД (рис.4.7) являє собою послідовне з'єднання елементів з параметрами

$$R'_{екв} = \text{Re}Z_D, C'_{екв} = 1/\omega \cdot \text{Im}Z_D.$$

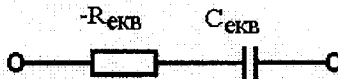


Рис. 4.7. Спрощена послідовна еквівалентна схема ТД

На рис. 4.8 представлені частотні залежності $-\text{Re}Z_D$, побудовані для діода з тими ж параметрами, що й у спрощеній паралельній еквівалентній схемі (у діапазоні 6–11ГГц).

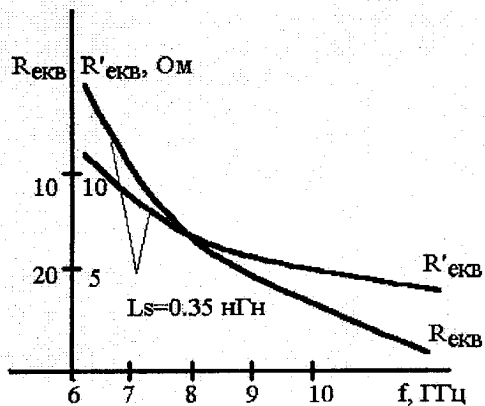


Рис. 4.8. Залежності модулів негативних опорів $R_{\text{екв}}$ та $R'_{\text{екв}}$ від частоти

Для порівняння графік на рисунку доповнений залежностями $R_{\text{екв}}$ від f (при $L=0,35$ нГн) для паралельної спрощеної еквівалентної схеми. З рисунка випливає, що для діодів, застосовуваних у короткохвильовій частині сантиметрового діапазону, частотна залежність негативного еквівалентного опору $R'_{\text{екв}}$ послідовної спрощеної схеми менше, ніж паралельної.

В залежності від поставленої задачі синтез електронних пристроїв на ТД можна проводити по тій чи іншій спрощеній схемі діода. При цьому через дуальності схеми результати синтезу з паралельною спрощеною еквівалентною схемою застосовуються для послідовних схем і навпаки.

ТД характеризується тепловими шумами опору втрат R_S представленими генератором ЕРС із спектральною щільністю

$$E_{R_S} = 4k \cdot T \cdot R_S.$$

Як звичайно, цей генератор вмикається послідовно з R_S . Генераційно-рекомбінаційні шуми і флікер-шуми ТД описуються генераторами струму зі спектральними густинами [5, 6] (рис. 4.9):

$$F_d = 2q \cdot I_{\text{екв}}, (I_{\text{екв}} = i \text{ при } U > 94 \text{ мВ}); \quad F_{1/f} = K_1 \cdot I_{\text{ізб}}^2 / f,$$

де $I_{\text{ізб}} = i - I_{\text{диф}} - I_{\text{тун}}$; $I_{\text{тун}}$ – тунельний струм [5]; $K_1 = 10^{-8} - 10^{-9}$ [7].

Властивості тунельного діода визначаються формою його вольт-

амперної характеристики, для зняття якої може бути використана схема, приведена на рис. 4.10а.

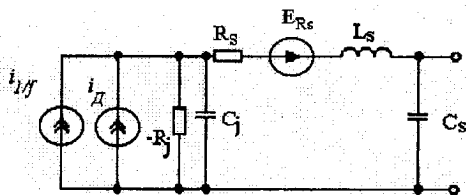


Рис. 4.9. Еквівалентна схема ТД із шумовими джерелами

Основними параметрами тунельних діодів є:

Піковий струм I_n – прямий струм у точці максимуму вольт-амперної характеристики (рис. 4.10б).

Струм впадини I_b – прямий струм у точці мінімуму ВАХ.

Напруга піка U_n – пряма напруга, що відповідає піковому струму.

Напруга впадини U_b – пряма напруга, що відповідає мінімальному струму.

Напруга розхилу U_{pp} – пряма напруга на другій висхідній гілці при струмі, рівному піковому.

Ємність діода C_d – сумарна ємність переходу і корпусу діода при заданій напрузі зсуву.

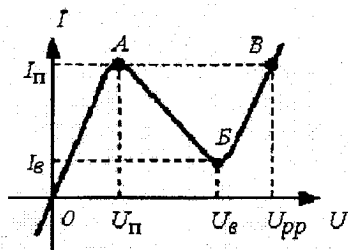
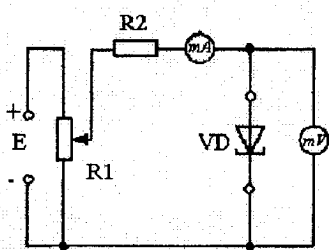


Рис. 4.10. Схема включення (а) і вольт-амперна характеристика (б) тунельного діода

За призначенням тунельні діоди поділяються на такі основні групи: підсилювальні, генераторні, перемикаючі.

Тунельні діоди можуть виготовлятися з ряду напівпровідникових матеріалів, найкращі результати дають германій, арсенід галію та антимонід галію.

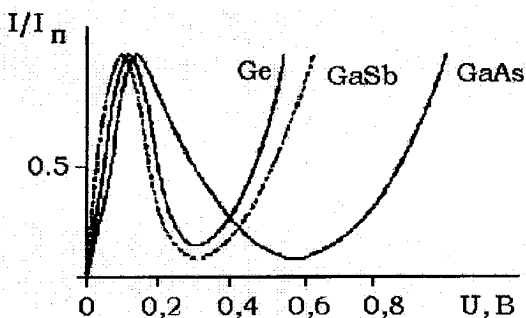


Рис. 4.11. Нормовані ВАХ тунельних діодів

На рис. 4.11 приведені ВАХ діодів з Ge, GaAs і GaSb. Діоди з GaAs мають найбільший розкил ВАХ і область негативного опору. Ці діоди використовують найчастіше як генераторні. Діоди з GaSb застосовують в основному як підсилювальні, тому що вони мають найменшу шумову напругу. Найбільше застосування знаходять германієві діоди. Вони мають гарну стабільність параметрів у різних режимах роботи і більш надійні. З Ge виготовляють підсилювальні й обернені діоди.

Через особливості роботи тунельних діодів у діапазоні НВЧ до їхньої конструкції і технології виготовлення висуваються специфічні вимоги. Одна з основних вимог – це мінімальна товщина замикаючого шару, що необхідно для забезпечення великих густин струму через р-п-перехід і, отже, для одержання великих відношень $I_p/C_{пер}$. Для стабільної роботи діода це відношення повинно бути у визначених межах. Ці вимоги приводять до того, що діаметри р-п-переходів тунельних НВЧ діодів повинні бути дуже малі – порядку одиниць мікрометрів. Тому що мала площа р-п-переходів знижує електричну, механічну і термічну стійкість діодів, то доводиться застосовувати складні технологічні і конструктивні рішення, щоб не допускати надмірного ослаблення електричної стійкості діодів. Найбільш розповсюдженим способом виготовлення тунельних р-п-переходів є метод сплавки. Щоб одержати максимально різкі р-п-переходи, тривалість процесу сплавлення прагнуть зробити можливо коротше, іноді до декількох секунд.

Останнім часом для одержання тунельних р-п-переходів почали за-

стосовувати епітаксiale нарощування шарів виродженого напівпровідника з газової чи рідкої фази. Застосовується також метод напилювання у вакуумі. Ці методи дозволяють одержувати пластини великої площі, з яких можна утворити велике число діодних структур, що мало відрізняються один від одного по параметрах.

Для застосування в діапазоні НВЧ діоди повинні мати ємність переходу в межах одиниць пікофарад. Діаметр переходу не може перевищувати 10мкм. Для формування мезаструктури використовують хімічне чи електрохімічне травлення. Така технологія дозволяє одержувати р-п-переходи з заздалегідь заданими параметрами, наприклад із заданим $I_{\text{п}}$. Однак мезаструктура не має достатню механічну міцність через малий діаметр її шийки (ємності 0,2...0,3пФ відповідає діаметр шийки 2...3мкм). В даний час для одержання переходів з малою площею використовують фотолітографію і планарно-епітаксiale технологію.

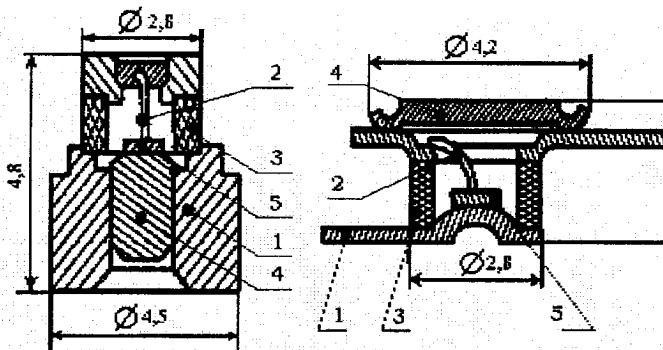


Рис. 4.12. Конструкції тунельних діодів: 1 – виводи; 2 – контактний дрітчик; 3 – керамічна втулка; 4 – штифт; 5 – кристал напівпровідника

Конструкція діода повинна забезпечувати термічну стійкість і механічну міцність діода при малих значеннях $L_{\text{пос}}$ і $C_{\text{кор}}$. Конструкції тунельних НВЧ діодів зображені на рис. 4.12. У металокерамічний корпус, що складається з керамічної втулки 3 і виводів 1 і 2, запресований штифт 4, на штифті напаяна діодна структура 5. Існують і інші конструкції тунельних діодів. У табл. 4.1 і 4.2 приведені параметри деяких серійних тунельних діодів.

Параметри тунельних НВЧ діодів

Тип діода	Призначення	$I_{п}$, мА	$C_{д}$, пФ	$I_{п}/I_{в}$	$\Gamma_{п}$, Ом, не більше	$f_{пред}$, ГГц
ГП102А	Підсилювальний, до 5 ГГц	1,25...1,75	0,9...1,8	5	6	-
ГП102ДО	Підсилювальний, до 5ГГц	2,3...3,1	2,3...3,5	5	3	-
ГП103А	Підсилювальний, до 10ГГц	1,3...1,7	1,0...2,1	4	6	-
ГП103В	Підсилювальний, до 10ГГц	1,3...1,7	0,7...1,3	4	7	-
ГП104Д	Підсилювальний, 3...15ГГц	1,3...1,7	0,8...1,9	4	6	10...15
ГП104Е	Підсилювальний, 3...15ГГц	1,6...1,7	0,4...0,8	4	8	-
АІ202А	Генерагорний, 1,5...3ГГц	9...11	До 3	10	5	-
АІ202ДО	Генерагорний, 1,5...3ГГц	45...55	До 10	10	2	-
АІ203А	Генерагорний, 3...5ГГц	9...11	До 2	10	6	-
АІ203І	Генерагорний, 3...5ГГц	27...11	2,5...4,5	10	2,5	-

Таблиця 4.2

Параметри тунельних діодів різних фірм-виготовлювачів

Тип приладу	Фірма-виготовлювач	$f_{пред}$, ГГц	$I_{п}$, мА	$I_{п}/I_{в}$	$C_{д}$, пФ	$R_{п}$, Ом
G2500D	KMC Semiconductor	2,5	2	6	7,5	2
G50002D	KMC Semiconductor	5,0	2	6	4,0	2
TD412	General Electric	10	2,35	8	1,2	4
МА4607А	Microware Ass	15	10	6	2,4	3
A20020D	KMC Semiconductor	20	20		1,0	4
МА4655	Microware Ass	25	20	10	1,2	3
A30020D	KMC Semiconductor	30	20		0,53	6
A10005D	KMC Semiconductor	40	5		0,19	8
A40010D	KMC Semiconductor	40	10		0,26	7
A40020D	KMC Semiconductor	40	20		0,39	7
TD418	General Electric	50	2,35	88	0,15	78

Тип прила- ду	Фірма-виготовлювач	$f_{\text{пред}}$, ГГц	$I_{\text{п}}$, мА	$I_{\text{п}}/I_{\text{в}}$	$C_{\text{д}}$, пФ	$R_{\text{п}}$, Ом
TD419	General Electric	65	2,35	8	0,11	8
TD429	General Electric	65	2,85	8	0,12	8

Важлива перевага тунельного діода перед звичайними напівпровідниковими приладами складається в його дуже високій робочій частоті. Це пояснюється тим, що тунельний перехід електронів відбувається практично миттєво – порядку 10^{-13} с. Виготовлені в даний час тунельні діоди можуть працювати на частотах до 10^{11} Гц.

Внаслідок того, що при тунельному переході електрони не витрачають своєї енергії, тунельний діод може працювати при дуже низькій температурі, при якій звичайні напівпровідникові прилади перестають працювати. Тунельний діод може працювати також і при більш високій температурі, ніж звичайні напівпровідникові прилади. Однією з переваг тунельних діодів є дуже мала споживана потужність (не більш 1% потужності, що споживається звичайним напівпровідниковим приладом).

В даний час у техніці НВЧ тунельні діоди використовуються як генератори і підсилювачі електромагнітних коливань. Враховуючи, що перехід з одного стійкого стану ТД в інший відбувається дуже швидко – за час $10^{-9} \dots 10^{-8}$ с, вони принципово придатні для роботи в комп'ютерах (у схемах тригерів, запам'ятовуючих пристроїв, логічних елементів і т.д.)

4.2. Чотиришарові напівпровідникові прилади (тиристори)

Тиристори відносяться до класу чотиришарових напівпровідникових приладів, що складаються з чотирьох областей, що послідовно чергуються, із провідністю р- і n-типу (рис. 4.13).

Діодний тиристор (діод-тиристор, диністор) має виводи від двох крайніх областей. Часто такі прилади називають також некерованими перемикаючими діодами. Тріодний тиристор (тріод-тиристор, триністор) – це напівпровідниковий прилад, що являє собою чотиришарову структуру типу р-п-р-п (або п-р-п-р), що має вивід від двох крайніх областей і від однієї внутрішньої (базової) області. Такі прилади називають також керованими перемикаючими діодами.

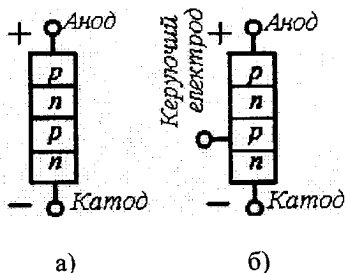


Рис. 4.13. Чотиришарові структури діодного (а) та тріодного (б) тиристора

Схематичні зображення чотиришарових структур показані на рис. 4.13. У цих структурах крайні електронно-діркові переходи називаються емітерними, середній перехід – колекторним, внутрішні області структури, що лежать між переходами, називаються базами. Електрод, що забезпечує електричний зв'язок із зовнішньої області, називається катодом, а із зовнішньою р-областю – анодом. У тріод-тиристорах із внутрішньою р-областю (р-базою) з'єднаний керуючий електрод. Схема включення діода-тиристора показана на рис. 4.14а.

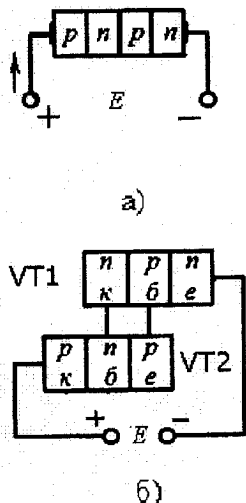


Рис. 4.14. Схема включення (а) та еквівалентна схема (б) діода-тиристора

Зі схеми видно, що середній (колекторний) р-п-перехід замкнений

зворотню напругою джерела Е. Однак при великих струмах зниження висоти потенційного бар'єра виявляється настільки різким, що середній перехід може виявитися відімкнутим. При цьому спадання напруги на приладі різко падає (рис. 4.15а) а отже, у ВАХ приладу з'являється ділянка негативного опору.

Для аналізу роботи тиристора чотиришарову структуру доцільно представити у вигляді двох транзисторів типів р-п-р і п-р-п (рис.4.14б), причому колекторний струм транзистора р-п-р (VT2) одночасно є базовим струмом транзистора п-р-п (VT1), а колекторний струм транзистора VT2 – базовим струмом транзистора VT1. Таким чином,

$$I_{62}=I'_{к1} \text{ та } I_{61}=I_{к2}.$$

При збільшенні ЕРС джерела інжектвані одним з емітерів основні носії зарядів перетинають область, де вони є неосновними та частково рекомбінують в ній. Нерекomboвані носії проходять через колекторний перехід і, виявившись в області, для якої вони є основними, тобто в шарі бази складеного транзистора, знижують висоту потенційного бар'єра, сприяючи інжекції зарядів із другого емітера, що веде до збільшення загального струму приладу.

Невелике збільшення емітерного струму ΔI_{e1} транзистора VT1 викликає деяке збільшення струму колектора $\Delta I_{к1}$, що надходячи в базу складеного транзистора, викликає збільшення

$$\Delta I_{к2}=\Delta I_{62}\beta_2=\Delta I_{к1}\beta_2,$$

де β_2 – коефіцієнт підсилення по струму транзистора VT2, включеного за схемою з загальним емітером.

В свою чергу, колекторний струм $I_{к1}$ збільшується у вихідному транзисторі на величину

$$\Delta I'_{к1}=\Delta I_{к2}\beta_1=\Delta I_{к1}\beta_1\beta_2,$$

де β_1 – коефіцієнт підсилення по струму транзистора VT1, включеного за схемою з загальним емітером.

Таким чином, до кінця першого циклу початкове збільшення

колекторного струму вихідного транзистора зростає в $\frac{\Delta I'_{к1}}{\Delta I_{к1}} = \beta_1\beta_2$

раз. Далі процес продовжується, і струм у контурі еквівалентних транзисторів лавиноподібно зростає.

Перехід структури р-п-р-п з непровідного стану в провідний можна викликати не тільки підвищенням напруги зовнішнього джерела, але і збільшенням струму в одному з еквівалентних транзисторів. Для цього в тиристорі від однієї з баз роблять вивід (керуючий електрод). Змінюючи струм керуючого електрода, можна регулювати напруга переключення, а отже, керувати роботою приладу (рис.4.15б).

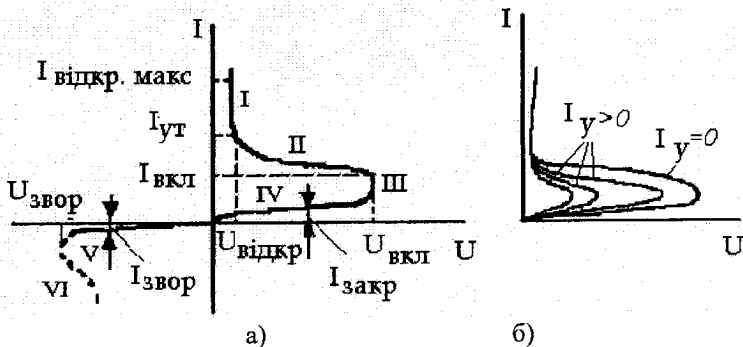


Рис. 4.15. Вольт-амперні характеристики диністора (а) і тиристора (б)

Типова ВАХ діода-тиристора приведена на рис. 4.15а. Вона може бути розбита на такі основні області:

I – область малого позитивного опору, що відповідає, відкритому стану приладу;

II – область високого негативного опору;

III – область обратимого пробою середнього р-п-переходу;

IV – непровідний стан (середній р-п-перехід, замкнений зовнішнім джерелом напруги);

V – область високого опору;

VI – область лавинного необратимого пробою.

Крім того тиристри повинні мати приблизно однакові напруги включення при $i_g = 0$.

Як і диністри, тиристри допускають великі перевантаження по струму.

Основні параметри диністорів і тиристорів:

Напруга включення $U_{\text{вкл}}$ – основна напруга в точці включення тиристора (напруга, при якій струм через прилад починає різко зростати).

Струм включення $I_{вкл}$ – основний струм у точці включення (струм, що протікає через прилад при прикладеній до нього напрузі включення).

Утримуючий струм $I_{ут}$ – мінімальний основний струм, що необхідний для підтримки тиристора у відкритому стані при визначеному режимі в ланцюзі керуючого електрода.

Напруга у відкритому стані $U_{відкр}$ – основна напруга при визначеному струмі у відкритому стані тиристора.

Струм у закритому стані $I_{закр}$ – основний струм при визначеній напрузі в закритому стані, при визначеному режимі в ланцюзі керуючого електрода.

Зворотний струм $I_{звор}$ – анодний струм при визначеній зворотній напрузі.

Наявність у ВАХ приладу ділянки з негативним опором дозволяє використовувати діод-тиристор у різних електронних схемах. Крім того, діод-тиристор може знаходитись у двох стійких станах. Перший стан характеризується малим струмом, що протікає через прилад, і великим спаданням напруги на ньому (ділянка IV на рис. 4.15а) Другий стійкий стан відповідає малому спаду напруги на приладі і великому струмі, що проходить через нього (ділянка I на рис. 4.15а).

При побудові еквівалентної схеми р-п-р-п-структури можна виходити з двох положень: 1) використовується дуальність тунельного діода і р-п-р-п-структури на ділянці негативного опору (НО), 2) використовується та обставина, що р-п-р-п-структуру можна скласти з двох транзисторів: р-п-р і п-р-п типу.

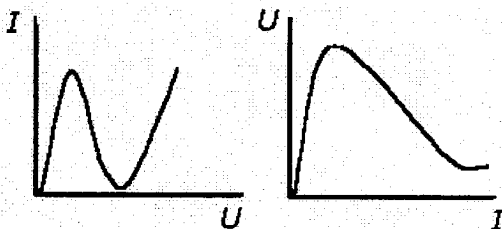


Рис. 4.16. Вольт-амперна характеристика тунельного діода (а) і р-п-р-п-структури (б)

Відповідно до принципу дуальності тунельний діод і р-п-р-п-структура дуальні. Дійсно, з рис. 4.16 видно, що форма ВАХ р-п-р-п-структури на початковій ділянці, включаючи ділянку НО, принципово

не відрізняється від форми ВАХ тунельного діода, а їхні напруги і струми при цьому взаємно замінені.

Оскільки еквівалентна схема тунельного діода на ділянці НО відома (рис. 4.17а), то, користуючись правилами побудови дуальних схем, можна побудувати схему, дуальну еквівалентній схемі тунельного діода, (рис. 4.17б). Схему, приведену на рис. 4.17б, можна вважати еквівалентною схемою р-п-р-п-структури на ділянці НО [11].

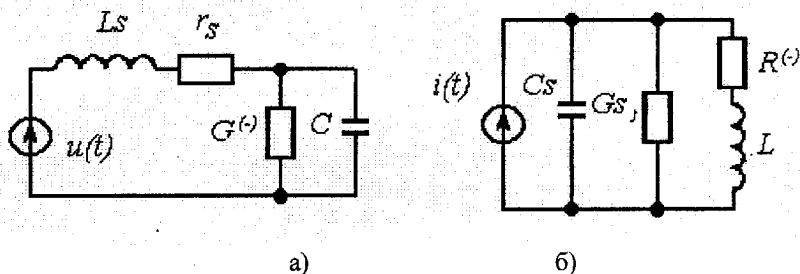


Рис. 4.17. Еквівалентна схема тунельного діода (а) і р-п-р-п структури (б). $R^{(-)}$ – диференційний опір на ділянці НО;

L – індуктивність, яка визначає характер реактивності на ділянці НО; G_s та C_s – паразитні параметри, обумовлені втратами в товщині структури, виводах і т. ін.

В еквівалентній схемі р-п-р-п-структури є індуктивність L , що характеризує інерційність структури на ділянці НО. Залежності індуктивності від струму при різних частотах приведені на рис. 4.18.

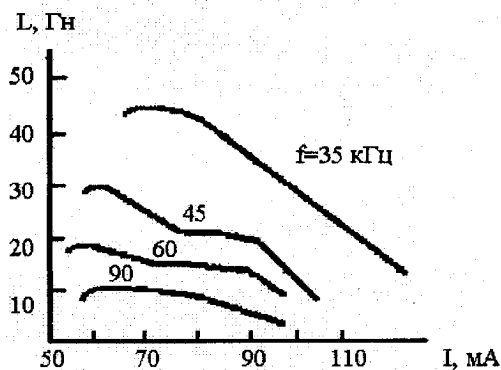


Рис. 4.18. Залежність індуктивності моделі р-п-р-п-структури на ділянці НО від струму

З принципу дуальності випливає ще один висновок. Якщо р-п-р-п-структура дуальна тунельному діоду, то тунельний діод повинен мати внутрішній позитивний зворотний зв'язок по напрузі, тому що р-п-р-п-структура має зворотний зв'язок по струму, а в силу теореми про дуальність зворотних зв'язків [12] дуальна її структура повинна містити дуальний зворотний зв'язок тієї ж глибини.

Еквівалентна схема р-п-р-п-структури може бути також отримана за допомогою моделі цієї структури (рис. 4.19). Спрощена модель р-п-р-п-структури представлена на рис. 4.19а. Вольт-амперна характеристика моделі, складеної з транзисторів (р-п-р) і (п-р-п), з'єднаних за схемою на рис. 4.19б принципово не відрізняється від характеристики реальної структури (рис. 4.19в). Це дає підставу для побудови еквівалентної схеми р-п-р-п-структури шляхом заміни транзисторів у схемі на рис. 4.19б їхніми еквівалентними схемами. Якщо скористатися Т-подібною низькочастотною еквівалентною схемою транзистора, то еквівалентна схема моделі р-п-р-п-структури буде мати вигляд, показаний на рис. 4.20а. На рис. 4.20б приведена еквівалентна схема р-п-р-п-структури для постійного струму з припущенням, що $r_{b1} \ll r_{k1}$ і $r_{b2} \ll r_{k2}$, тоді

$$r'_{k1} = \frac{r_{k1} r_{k2}}{r_{k1} + r_{k2}} \quad (4.8)$$

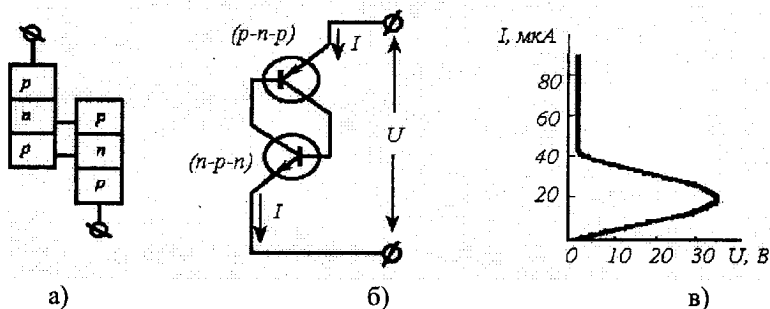


Рис. 4.19. Спрощена модель р-п-р-п-структури (а), модель, складена з транзисторів р-п-р та п-р-п (б) і вольт-амперна характеристика моделі (в)

Для побудови еквівалентної схеми р-п-р-п-структури в області високих частот необхідно скористатися високочастотною еквівалентною схемою транзистора.

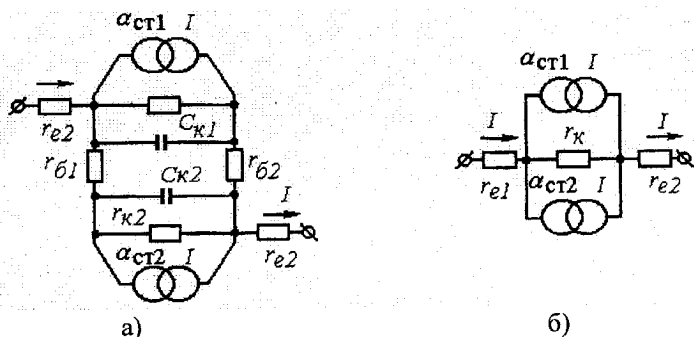


Рис. 4.20. Еквівалентна схема р-п-р-п-структури в області низьких частот (а) і для постійного струму (б)

Використовуючи еквівалентну схему моделі для постійного струму (рис. 4.20б), отримуємо вираз для вольт-амперної характеристики р-п-р-п-структури. Напруга на р-п-р-п-структурі дорівнює сумі спадань напруги на емітерних р-п-переходах $I(r_{e1}+r_{e2})$ і іншій частині структури U' [11]:

$$U = I(r_{e1} + r_{e2}) + U' \quad (4.9)$$

В припущенні, що опори r_{b1} і r_{b2} малі в порівнянні з опором колекторів, отримуємо:

$$U' = U = i r'_k \quad (4.10)$$

де $i = I(1 - \alpha_{ct1} - \alpha_{ct2})$; r'_k — визначається виразом (4.8); $\alpha_{ct} = \frac{I_k - I_{ke}}{I_e}$ — інтегральний (статичний) коефіцієнт підсилення по струму.

З врахуванням (4.8) і (4.10) вираз (4.9) прийме вигляд:

$$U = I(r_{e1} + r_{e2}) + I(1 - \alpha_{ct1} - \alpha_{ct2}) r'_k \quad (4.11)$$

Отримане рівняння можна розглядати як аналітичний вираз вольт-амперної характеристики моделі р-п-р-п-структури, записане з використанням параметрів еквівалентної схеми транзисторів. З (4.11) одержимо диференціальний опір моделі

$$R = \frac{dU}{dI} = \frac{d[I(r_{e1} + r_{e2})]}{dI} + \frac{d[I(1 - \alpha_{cm1} - \alpha_{cm2})]r'_k}{dI}. \quad (4.12)$$

Початку ділянки НО відповідає диференціальний опір $dU/dI = 0$. На ділянці вольт-амперної характеристики, що відповідає низькій провідності (рис. 4.15; ділянка IV) опори r_{e1} і r_{e2} практично не залежать від струму. Тому першим членом у виразі (4.12) можна зневажити, і рівняння для точки, що відповідає початку ділянки НО, запишеться у вигляді:

$$1 - \alpha_{ct1} - \alpha_{ct2} - I \left(\frac{d\alpha_{ct1}}{dI} + \frac{d\alpha_{ct2}}{dI} \right) = 0.$$

Звідси струм включення $I_{вкл}$, що відповідає нульовому значенню диференціального опору dU/dI дорівнює:

$$I_{вкл} = \frac{1 - \alpha_{ct1} - \alpha_{ct2}}{d\alpha_{ct1}/dI + d\alpha_{ct2}/dI}. \quad (4.13)$$

У виразі (4.13) інтегральні коефіцієнти підсилення по струму α_{ct1} і α_{ct2} можна замінити диференціальними $\alpha_{д1}$ і $\alpha_{д2}$. Зв'язок між інтегральними і диференціальними коефіцієнтами підсилення по струму отримаємо продиференціювавши рівняння для струму колектора транзистора

$$I_K = \alpha_{ct1} I_c + I_{K0}$$

по струму емітера. У випадку р-п-р-п-структури $I_e = I$.

Тому

$$\alpha_{д} = \frac{dI_K}{dI} = \alpha_{ct} + I \frac{d\alpha_{ct}}{dI}. \quad (4.14)$$

Підставивши (4.14) у (4.13), отримаємо умову появи НО у вигляді

$$\alpha_{д1} + \alpha_{д2} = 1.$$

При $\alpha_{д1} + \alpha_{д2} > 1$, $dU/dI = 0$. Умова $\alpha_{д1} + \alpha_{д2} > 1$ відповідає ділянці НО.

Вираз (4.11) дозволяє побудувати вольт-амперну характеристику р-п-р-п структури, якщо відомі залежності

$$\alpha_{ct1} + \alpha_{ct2} = F(I), \quad I_{K01} + I_{K02} = f(U),$$

де I_{K01} і I_{K02} – зворотні колекторні струми транзисторів.

Ці залежності можна визначити експериментально. Знаючи їх, можна побудувати залежність від струму другого доданка в рівнянні (4.11) $U_K=f(I)$.

Побудова цієї залежності для першого доданка не складає труднощів, тому що воно являє собою сумарну характеристику емітерних переходів транзисторів.

З (4.10) випливає що

$$U_K/r'_K=i= I_{K01}+ I_{K02} ,$$

де

$$I_{K01}= U_K/r_{K1}; I_{K02}= U_K/r_{K2} .$$

Знаючи залежність $i= I_{K01}+ I_{K02}= f(U_K)$ і побудувавши криву $I \cdot (1-\alpha_{ct1}-\alpha_{ct2})= f(I)$ по залежності $\alpha_{ct1}+\alpha_{ct2}= f(I)$ можна побудувати залежність $U_K = f(I)$ і потім вольт-амперну характеристику

$$U(I)= \sum U_e(I)+ U_K(I) ,$$

де

$$\sum U_e(I)= I(r_{e1} + r_{e2}) .$$

Час переключення р-п-р-п структури є важливою характеристикою, що визначає швидкодію приладів, виготовлених на основі цієї структури. Процес переключення р-п-р-п структури має особливість. Переключенню зі стану низької провідності (закрито) у стан високої провідності (відкрито) передують затримка, тривалість якої залежить від режиму переключення і може змінюватися в дуже широких межах. Затримка при переключенні має місце й у тунельному діоді, але в структурі р-п-р-п-типу вона яскравіше виражена. Схема для спостереження затримки і визначення часу переключення приведена на рис.4.21а, а форма імпульсу на рис. 4.21б.

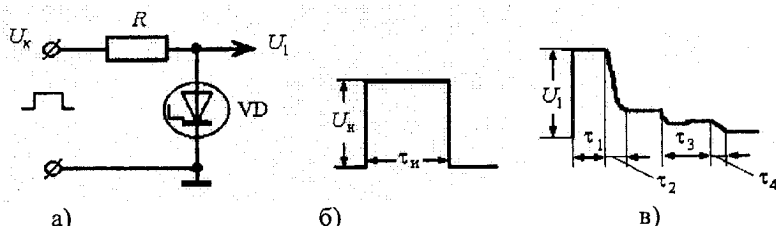


Рис. 4.21. Схема для визначення часу перемикання (а), форми імпульсу на вході (б) та виході (в) р-п-р-п структури

З рисунка видно, що р-п-р-п структура переключається не в мо-

мент, коли напруга на ній досягає значення U_1 , достатнього для включення, а через деякий час τ_1 (час затримки) (рис. 4.21в). Під час затримки р-п-р-п структура знаходиться в стані “закрито”. Повний час переключення складається з часу вмикання $\tau_{вкл}$ і часу вимикання $\tau_{вим}$, причому $\tau_{вкл} = \tau_1 + \tau_2$; $\tau_{вим} = \tau_3 + \tau_4$. Значення $\tau_{вкл}$ і $\tau_{вим}$, залежать від амплітуди перемикаючого імпульсу U_n .

Для більшості випадків переключення відбувається з деякою фіксованою затримкою, меншої тривалості перемикаючого імпульсу τ_n . При збільшенні амплітуди перемикаючого імпульсу U_n вище значення, при якому починається переключення U_1 час затримки τ_1 плавно зменшується до нуля. У деяких випадках при $U_n = U_1$ час затримки $\tau_1 = \tau_{нв}$, а потім плавно зменшується до нуля зі збільшенням амплітуди перемикаючого імпульсу.

При $\tau_1 = 0$ подальше збільшення амплітуди імпульсу приводить до незначного зменшення часу переключення τ_2 в стан (відкрито). Час зворотної затримки τ_3 збільшується з ростом U_n , а час зворотного переключення τ_4 практично не змінюється.

Залежність $\tau_1 = f(U_n)$ приведена на рис. 4.22а. Залежність τ_1 від струму I_1 , що протікає протягом затримки через р-п-р-п структуру, показана на рис. 4.22б. При малих значеннях I_1 залежність $\tau_1 = f(I_1)$ носить гіперболічний характер, тобто $I_1 \cdot \tau_1 = Q = \text{const}$. Постійна Q має розмірність заряду.

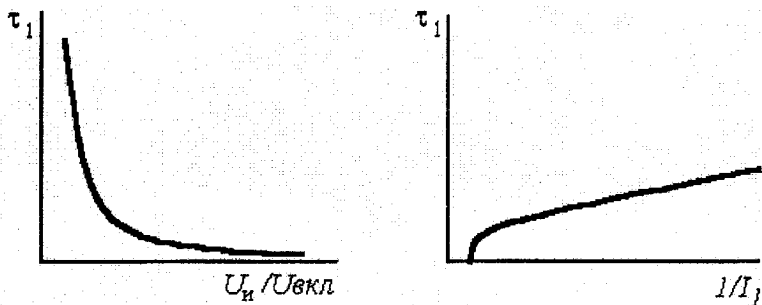


Рис. 4.22. Залежність часу затримки τ_1 від амплітуди перемикаючого імпульсу U_n (а) і струму I_1 (б) протягом часу затримки

Наявність затримки, що має цілком визначений функціональний зв'язок з режимом переключення, дозволяє використовувати прилади на основі р-п-р-п структури як регульовані елементи затримки.

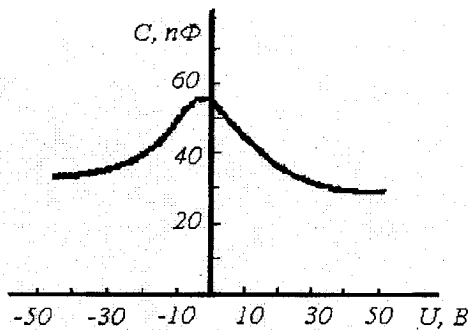


Рис. 4.23. Залежність ємності диністора Д227 ($U_{\text{вкл}}=60$ В) від напруги на ділянках I та V вольт-амперної характеристики

Характер реактивності диністора змінюється в залежності від положення робочої точки на вольт-амперній характеристиці. На ділянках I і V (рис. 4.15) повний опір диністора носить ємнісний характер. Залежність ємності диністора C , виміряної на ділянках I і V, від напруги приведена на рис. 4.23.

На ділянках II й III діє внутрішній позитивний зворотний зв'язок, де диністор має індуктивний характер. Залежність індуктивності диністора від струму приведена на рис. 4.24. Величина індуктивності досягає десятків мілігенрі.

Велика величина індуктивності в поєднанні з негативним опором робить диністор перспективним приладом для використання його в якості керованого індуктивного елемента з високою добротністю.

Користуючись дуальною аналогією тунельного діода і диністора, можна, знаючи залежність ємності тунельного діода від напруги:

$$C = C_0 - \frac{L}{R^2(I)},$$

написати вираз для залежності індуктивності диністора від струму [11];

$$L = L_0 - CR^2(I).$$

З цього виразу видно, що при струмі $I=I_1$ (рис. 4.24), що відповідає умові $R(I_1)=0$, $L=L_0$, тобто при цьому індуктивність L , виміряна на виходах диністора, дорівнює власній індуктивності диністора L_0 .

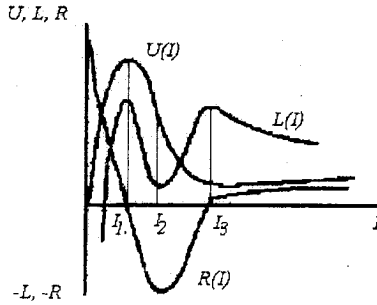


Рис. 4.24. Залежність індуктивності L , диференційного опору R та напруги U диністора від струму I

Зі збільшенням диференціального опору R індуктивність буде зменшуватися і досягне мінімуму при $I=I_2$, коли диференціальний опір диністора буде максимальним. При $R^2 C > L$ диністор буде мати негативну індуктивність ($L < 0$), тобто володіти властивостями L -негатрону.

Величина реактивності диністора визначає швидкодію диністора, а її характер – форму перехідної характеристики при впливі на нього прямокутного імпульсу. Тиристором, як уже вказувалося, ми називаємо трьохелектродний прилад зі структурою p - n - p - n -типу. Схематичне зображення структури тиристора і його умовні позначення приведені на рис. 4.25. Сімейство вольт-амперних характеристик тиристора показано на рис. 4.26. Там же приведені його основні статичні параметри. Тиристор принципово відрізняється від диністора наявністю базового чи управляючого електрода (рис. 4.25). Механізм появи НО на вольт-амперних характеристиках тиристора визначається фізичними процесами в p - n - p -структурі.

Керування параметрами включення $I_{\text{вкл}}$ та $U_{\text{вкл}}$ обумовлено залежністю коефіцієнтів підсилення α_1 і α_2 від струмів. Це дозволяє, керуючи струмом, що протікає через один з емітерних переходів, переключати прилад у провідний стан майже незалежно від прикладеної напруги. Керувати струмом можна, подаючи на один з емітерних переходів Π_1 чи Π_3 напругу від зовнішнього джерела.

Збільшення прикладеної до емітера напруги в прямому напрямку приводить до збільшення струму через керуючий електрод I_6 . Додавання цього струму зі струмом, що протікає через p - n - p - n -структуру, приводить до збільшення коефіцієнта підсилення по струму в тій базі, в якій відбувається керування.

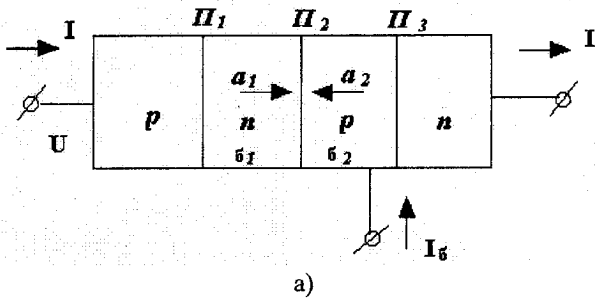


Рис. 4.25. Схематичне зображення структури тиристора (а) і його умовні зображення (б)

Дія керуючого струму аналогічна дії лавинного множення в колекторі Π_2 , тому що через наявність в р-п-р-структурі позитивного зворотного зв'язку по струму будь-яке збільшення струму приводить до розвитку регенеративного процесу. Це також впливає з розгляду умови нейтральності баз при протіканні через р-п-р-структуру струму.

Вираз для електронної I_n і діркової I_p складових струми в базі, по якій іде керування, мають вигляд [11]

$$I_n = I_{n2} [1 - M_n \beta_2 (I_{n2} I_\sigma)] - M_n I_{nk0} - I_\sigma ; \quad (4.15)$$

$$I_p = M_p \beta_1 I_{p1} + M_p I_{pk0} - I_{p2} . \quad (4.16)$$

Рівняння (4.15) і (4.16) відрізняються від рівнянь для диністорів р-п-р-структури тим, що враховано керуючий струм I_σ .

З (4.16) видно, що при збільшенні керуючого струму буде зменшуватися струм I_n , що приведе до порушення умови нейтральності бази B_2 при значеннях M (а, отже, і напруги U), менших, ніж за умови, що керуючий струм I_σ дорівнював би нулю.

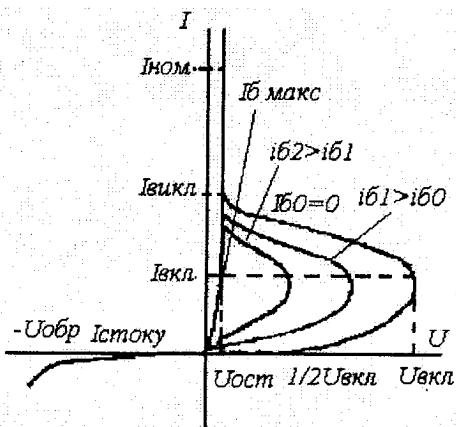


Рис. 4.26. Сімейство вольт-амперних характеристик тиристора

Струм I_n буде зменшуватися як внаслідок збільшення I_b , так і внаслідок росту β_2 , викликаного збільшенням I_b . Залежність напруги включення $U_{вкл}$ від керуючого струму I_b приведена на рис.4.27.

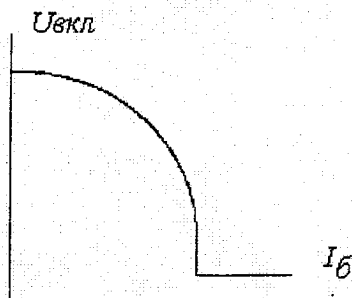


Рис. 4.27. Залежність напруги включення $U_{вкл}$ тиристора від управляючого струму I_b

У відкритому стані за допомогою невеликих потужностей можна керувати великими струмами. Перевести прилад у закритий стан можна двома шляхами: знизивши струм, що протікає через р-п-р-п структуру, до значення $I_{вим}$ чи нижче подавши на керуючий електрод негативний імпульс струму.

Значення струму вимикання $I_{вим}$ зменшується з ростом керуючого струму I_b .

Залежність $I_{вим}$ від струму I_b приведена на рис. 4.28.

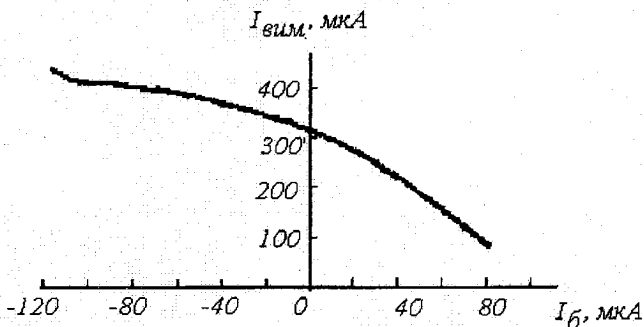


Рис. 4.28. Залежність струму вимикання $I_{\text{вим}}$ тиристора від управляючого струму $I_{\text{б}}$

Вольт-амперна характеристика ланцюга керування тиристора (вхідна характеристика) аналогічна вольт-амперній характеристиці площинного діода.

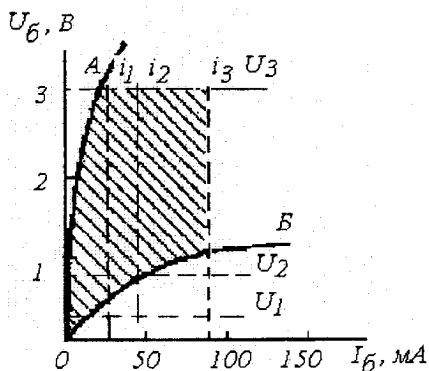


Рис. 4.29. Характеристика "підпалення".

А – мінімальнодопустима напруга "підпалення";

Б – максимальнодопустимий струм "підпалення"; заштрихована область – сукупність можливих точок "підпалення" в діапазоні температур від -65 до $+125^{\circ}\text{C}$; i_1, i_2, i_3 – мінімальні значення струму, який забезпечує включення будь-якого приладу при температурах відповідно $+125, +25$ та -65°C ;

U_1 та U_2 – максимальні напруги на управляючому електроді, які не призводять до включення приладу, при температурах -125 та -65°C ;

U_3 – мінімальна напруга на управляючому електроді, яка забезпечує включення приладу

Параметри структури р-п-р-п-типу також залежать від температури. Тому значення керуючого струму $I_{\text{б}}$ і напруги на керуючому електроді $U_{\text{б}}$ істотно залежать від температури. Сукупність значень керуючого струму $I_{\text{б}}$ і відповідних йому значень напруги на керуючому електроді, при яких відбувається переключення тиристора, називають характеристикою керування. Характеристики «підпалення» тиристорів, розраховані на середній струм, приведені на рис. 4.29. Вони побудовані з урахуванням необхідності здійснення «підпалення» у значному температурному інтервалі і розкиду параметрів від зразка до зразка.

Заштрихована область на рис. 4.29 являє собою сукупність можливих значень струму і напруги «підпалення» в діапазоні температур від -65 до $+125^{\circ}\text{C}$.

З рис. 4.29 видно, що мінімальний струм підпалення змінюється більш ніж у три рази при зміні температури від $+125$ до -65°C . U_1 та U_2 характеризують перешкодозахищеність схеми, що містить тиристор. З рисунка видно також, що з ростом температури перешкодозахищеність погіршується.

Важливим параметром тиристора, що визначає його швидкодію, є час включення $t_{\text{вкл}}$. Воно складається (як і у випадку диністора) з часу затримки і часу переключення і визначається параметрами керуючого імпульсу і режимом вихідного ланцюга. Зі збільшенням амплітуди керуючого імпульсу час затримки зменшується. При цьому він може бути знижений до значень, істотно менших за час переключення. Це має місце при амплітудах імпульсу керуючого струму, що у 3–5 разів перевищують значення $I_{\text{б}}$ при постійному струмі. Час переключення від амплітуди імпульсів керуючого струму залежить слабо.

Типові значення часу переключення для тиристорів малої потужності (з максимальним середнім струмом 50–100мА складають 0,05–0,15мкс, а для тиристорів великої потужності (з максимальним середнім струмом 10–12А) 0,5–1,5мкс.

Час включення зменшується з ростом напруги джерела живлення вихідного ланцюга і при зменшенні струму. Час вимикання, обумовлений як час, необхідний для відновлення високого опору тиристора, трохи більше часу включення. Він збільшується з ростом температури і струму у вихідному колі.

Тиристори допускають як рівнобіжне, так і послідовне з'єднання. При послідовному включенні рекомендуються шунтувати тиристори опорами, що вирівнюють напругу вздовж ланцюжка. Іноді виявляється доцільним додаткове шунтування конденсаторами ємністю 0,001мкФ. Величина шунтованого опору може бути визначена за формулою

$$r = \frac{30(nU_{\text{вкл}} - U_{\text{ост}})}{n-1},$$

де $U_{\text{ост}}$ – напруга у відкритому стані;

n – число послідовне включених приладів;

r – максимальний шунтований опір.

Для надійної роботи при рівнобіжному з'єднанні тиристри потрібно підбирати по вхідних характеристиках. У протилежному випадку необхідно включати в ланцюг керуючих електродів вирівнюючий опір.

Основні параметри тиристорів:

Загальна ємність $C_{\text{обц}}$ – ємність між основними електродами тиристора при визначеній напрузі в закритому стані.

Постійний відмикаючий струм керуючого електрода $I_{y.от}$ – мінімальне значення постійного струму керуючого електрода, що забезпечує переключення тиристора з закритого стану у відкритий при визначених режимах у ланцюгах основного і керуючого електродів.

Імпульсний відмикаючий струм керуючого електрода $I_{y.от.и}$ – мінімальне значення амплітуди імпульсу струму керуючого електрода, що забезпечує переключення тиристора з закритого стану у відкритий при визначених режимах у ланцюгах основного і керуючого електродів.

Постійна відмикаюча напруга на керуючому електроді $U_{y.от}$ – напруга на керуючому електроді тиристора, яка відповідає постійному струму керуючого електрода, що відмикає.

Імпульсна відмикаюча напруга на керуючому електроді $U_{y.от.и}$ – значення амплітуди імпульсу напруги на керуючому електроді тиристора, що відповідає імпульсному струму керуючого електрода, що відмикає,

Імпульсна невідмикаюча напруга $U_{\text{неот.и}}$ – максимальне значення амплітуди імпульсу основної напруги з визначеною тривалістю переднього фронту, переключення тиристора із закритого стану у відкритий.

Імпульсна вимикаюча напруга $U_{\text{от.и}}$ – мінімальне значення амплітуди імпульсу основної напруги з визначеною тривалістю фронту, що забезпечує переключення тиристора з закритого стану в відкритий.

Час включення $t_{\text{вкл}}$ – інтервал часу між моментом на початку імпульсу, що відмикає, відповідним 0,1 його амплітуди, і моментом, коли основна напруга падає до 0,1 значення різниці напруг у закритому і

відкритому стані тиристора.

Час вимикання $t_{\text{вим}}$ – час, протягом якого основний струм зменшується до нуля при переключенні тиристора по ланцюгу основних електродів з відкритого стану в закритий.

Максимально допустимий постійний струм у відкритому стані $I_{\text{откр.мах}}$.

Максимально допустимий імпульсний струм у відкритому стані $I_{\text{откр.мах}}$.

Максимально допустима пряма постійна напруга в закритому стані $U_{\text{откр. екр. мах}}$.

Параметри ряду диністорів і тиристорів приведені в табл. 4.4 та табл. 4.5:

Таблиця 4.4

Основні параметри диністорів

Тип диністора	$U_{\text{вкл}}$	$I_{\text{вкл}}$ не більше, мА	$I_{\text{вкл}}$ не більше, мА	I_0 , не менше, мкА	I_H , не менше, мА	$t_{\text{вкл}}$, не більше, мкс	$t_{\text{викл}}$, не більше, мкс	C , не більше, пФ
Д227А	10-20	5	15	100	200	0,5	10	100
Д227Б	14-28	5	15	100	200	0,5	10	100
Д227В	20-40	5	15	100	200	0,5	10	100
Д227Г	28-56	5	15	100	200	0,5	10	100
Д227Д	40-80	5	15	100	200	0,5	10	100
Д227Ж	80-100	5	15	100	200	0,5	10	100
Д227И	100-200	5	15	100	200	0,5	10	100
Д228А	10-20	1	15	100	100	0,1	5	80
Д228Б	14-28	1	15	100	100	0,1	5	80
Д228В	20-40	1	15	100	100	0,1	5	80
Д228Г	28-56	1	15	100	100	0,1	5	80
Д228Д	40-80	1	15	100	100	0,1	5	80
Д228Ж	80-100	1	15	100	100	0,1	5	80
Д228И	100-200	1	15	100	100	0,1	5	80

Таблиця 4.5

Основні параметри кремнієвих тиристорів типу Д235 (А-Г) і Д238 (А-Е)

Параметри	Д235	Д2388
Максимально-допустима пряма напруга при нульовому струмі управляючого електрода, В	50– 400	50– 150
Максимально-допустимий прямий струм, А	2	10
Струм стоку, мА		
при напрузі 10В	<2	–
при напрузі 50–150В	–	<20
Кінцева напруга, В		
при прямому струмі 2А	<2	–
при прямому струмі 10А	–	<2
Максимально-допустимий імпульсний струм, А		
при тривалості імпульсу менше 10мксек	10	–
при тривалості імпульсу менше 50мксек	–	100
Час включення, мкс	<5	<100
Час виключення, мкс	<35	<35
Максимально-допустима потужність, Вт	4	20

Необхідно відмітити, що параметри чотиришарових приладів можуть дуже змінюватись в інтервалі робочих температур.

Відмітимо також, що на основі чотиришарових перемикаючих приладів вдалось створити фототиристор – швидкодіючий і високочутливий перемикач, керований світлом.

4.3. Лавинно-пролітні діоди

Лавинно-пролітні діоди (ЛПД) – напівпровідникові діоди, які працюють в режимі лавинного розмноження носіїв заряду при зворотному зміщенні електричного переходу.

Лавинопролітні діоди на даний час широко використовуються у якості генераторів та підсилювачів сигналів НВЧ. Вони забезпечують вихідну потужність до десятків ват у безперервному режимі і до кіловата у імпульсному режимі. Ці діоди на ≈ 100 ГГц в безперервному режимі генерують сигнали потужністю у сотні міліват. Коефіцієнт корисної дії ЛПД досягає 50. . . 60 % на частоті біля 1 ГГц (у високоефективному режимі) та понад 10% (в пролітному режимі) на частоті 55 ГГц. За потужністю, що генерується та коефіцієнтами корисної дії ЛПД на даний час знаходяться поза конкуренцією серед інших напівпровідникових генераторів НВЧ.

Вперше ЛПД були створені та вивчені радянськими вченими А.С. Тагером та В.М. Вальд-Перловим у 1959 р. Протягом 60-х та 70-х років досліджувалися явища в ЛПД та проводились розробки промислових зразків діодів. Тепер вже неможливо уявити собі конструкції багатьох видів радіоелектронної апаратури без застосування у ній ЛПД.

Лавинно-пролітні діоди працюють при напрузі зворотного зміщення $U_{звор}$. На зворотній гілці ВАХ ЛПД є ділянка (робоча) різкого збільшення зворотного струму при зворотній напрузі, яка перевищує $U_{проб}$ (рис. 4.30). Точка А відповідає робочому режиму. В ЛПД використовуються структури з р-п-переходом чи з переходом Шоттки. Напівпровідникові матеріали – Si чи GaAs.

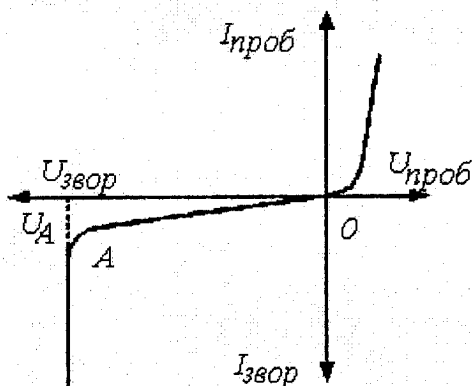


Рис. 4.30. Вольт-амперна характеристика ЛПД

В основі принципу дії ЛПД у пролітному режимі лежить процес ударної іонізації, який полягає у тому, що вільні носії заряду в сильних електричних полях набувають енергію, достатню, щоб при співударі з атомом напівпровідника провести відрив від нього електрону та тим самим створити нову пару електрон - дірка. Ударна іонізація виникає тим частіше, чим вища напруженість електричного поля. Частота, з якою створюються нові пари електрон - дірка, характеризується коефіцієнтом ударної іонізації числом пар електрон - дірка, які створилися при пробігу одним вільним електроном відстані, рівній 1 см. При напруженостях, менших, ніж 10^6 В/м, цей коефіцієнт дуже малий, і можна вважати з достатнім ступенем точності, що при таких напруженостях створення пар електрон - дірка практично не відбувається.

Ознайомлення з принципом дії ЛПД проведемо на прикладі Si-

ЛПД з р-n-переходом та з базою n-типу (рис. 4.31).

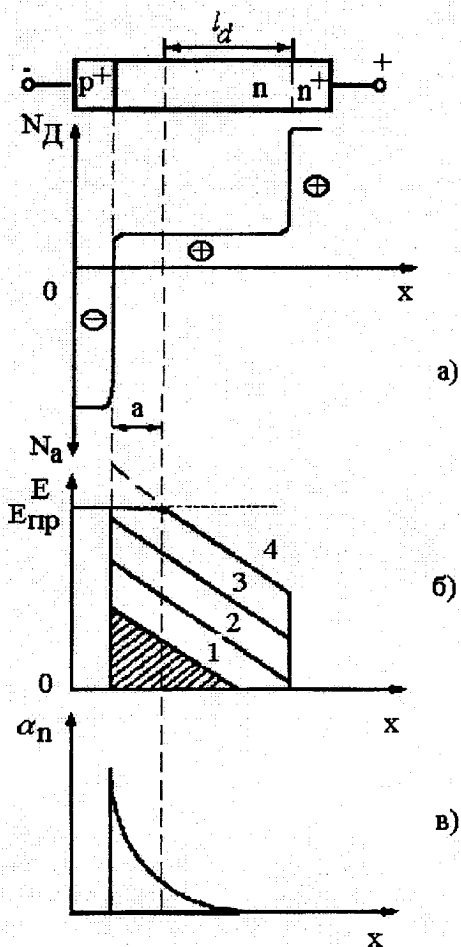


Рис. 4.31. Структура однопролітного ЛПД р⁺-n-p⁺-типу та його характеристики: а – розподілення щільності донорів N_D і акцепторів N_A ; б – розподілення напруження електричного поля E при найменшому (1), високому (2) та більш високому (3, 4) $U_{зюр}$; в – графік для α_n , який відповідає лінії 4 (б)

Через сильну залежність α_n від E коефіцієнт α_n має достатньо велике значення тільки у вузькому шарі – в шарі "розмноження", в іншій

частині структури генерації електронно-діркових пар практично не виникає (в літературі по ЛДП частіше використовується термін "збільшення", а не "розмноження"; оскільки в ДСТУ 15133 - 77 п.77 "Прилади напівпровідникові. Терміни та визначення" говорить саме про розмноження і щоб відрізнити розмноження носіїв заряду від збільшення частоти використовується термін "розмноження").

Ударна іонізація в шарі розмноження приводить до появи лавинної (пробивної) ділянки на зворотній гілці ВАХ (рис. 4.30). Розглянемо причини виникнення цієї ділянки. Для спрощення будемо вважати: 1) швидкості руху електронів і дірок в шарі розмноження приблизно рівні; 2) коефіцієнт ударної іонізації, що виробляється електронами, значно вище коефіцієнта іонізації дірок, що рухаються. Два цих припущення обґрунтовані експериментальними даними [13].

Нехай під дією прикладеної $U_{звр}$ через структуру діоду проходить струм, який дорівнює I . Тоді (1) сумарна концентрація n_0 електронів і дірок в будь-якому місці структури є величина постійна

$$n_0 = n + p. \quad (4.17)$$

Конкретне значення n_0 залежить від I та швидкості руху (дрейфу) носіїв заряду.

Дрейфуючі електрони в результаті ударної іонізації виробляють все нові електронно-діркові пари, дірки з цих пар рухаються в бік p^+ -області, практично не проводячи ударної іонізації, а знову народжені електрони, які рухаються в сторону n -області, створюють нові електронно-діркові пари. У результаті розподіл концентрацій електронів і дірок стає таким, як показано на рис.4.32. Якщо б не було ударної іонізації, то щільність електронів в усій n -області була б рівною n_S та проходив би зворотний струм I_S . Значення I_S дуже мале, набагато менше 1мкА (це звичайний зворотний струм p - n -переходу). Відповідно мале і значення n_S . При виникненні ударної іонізації в площині $x=0$ концентрація електронів залишається рівною n_S . Отже, при $x=0$ значення p відрізняється (згідно [17]) від значення n_0 тільки на n_S . Можна записати, що p при $x=0$ пов'язана з n_0 рівністю $p = n_0 \cdot \Phi$, де коефіцієнт Φ менше від одиниці, але чим ближче до одиниці, тим інтенсивніше іде процес ударної іонізації. Порівнюючи останню рівність з (4.17), маємо

$$n_0 = n_S / (1 - \Phi), \quad (4.18)$$

чи

$$I = I_S / (1 - \Phi),$$

оскільки струм пропорційний щільності носіїв заряду. Коли Φ

оскільки струм пропорційний щільності носіїв заряду. Коли Φ наближається до одиниці, то I збільшується і з'являється пробивна ділянка зворотної гілки ВАХ.

Для описання процесу розмноження носіїв заряду, що розглядається, використовують терміни "лавинне розмноження" і "лавишний струм" для струму, який створюється носіями заряду, утвореними при лавинному розмноженні.

Розглянемо тепер роботу цієї діодної структури, коли прикладені постійна зворотна напруга та відносно мала змінна напруга з амплітудою U_m (рис. 4.33а). Значення постійної зворотної напруги відповідає напрузі в точці А (рис. 4.30).

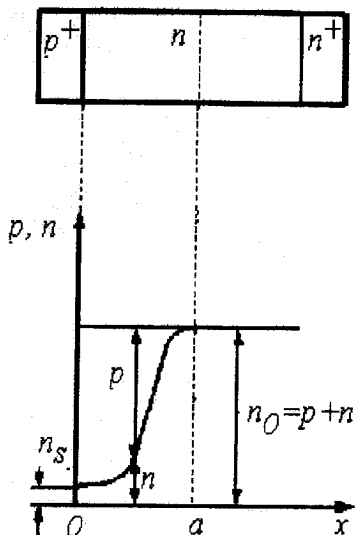


Рис. 4.32. Концентрації електронів і дірок в шарі розмноження

У формулі (4.18) Φ змінюється через зміну коефіцієнта іонізації під дією змінної добавки до U_a , що приводить до появи змінної складової Δn в концентраціях електронів (і дірок) в шарі розмноження (рис. 4.33б).

Для розвитку лавини потрібний певний час, і тому зміна числа народжених пар електрон-дірка відбувається з деяким запізненням відносно U_m . Це запізнення призводить до того, що $n(t)$ (рис. 4.33б) відстає за фазою на 90° від $U_m(t)$ (рис. 4.33а). Дірки від знову народжених електронно-діркових пар відразу ж виходять в p^+ -область, яка безпосе-

редньо примикає до шару розмноження, а електрони, щоб потрапити в p^- -область, повинні пройти через пролітний простір [l_d (рис. 4.31а)]. Поки носії заряду дрейфують через пролітний простір, в ланцюгу діода наводиться струм, який складається із суми постійної складової I_0 і змінної з амплітудою I_m та частотою прикладеної змінної напруги.

Фаза змінної складової струму залежить від довжини пролітного простору. Частково, якщо довжина пролітного простору така, що для його проходження електрони повинні витратити час (час прольоту), який дорівнює напівперіоду частоти прикладеної напруги, то струм відстає за фазою на 90° (рис. 4.33в) порівняно з фазою перемінної складової напруги (рис. 4.33б). Порівнюючи $I(t)$ з $U(t)$, бачимо, що ці дві синусоїди знаходяться у протифазі, іншими словами, коли напруга збільшується, то струм зменшується і навпаки, тобто напруга і струм знаходяться в однаковому співвідношенні – в протифазі. Ця обставина дозволяє говорити про динамічний негативний опір лавинно-пролітного діода.

Причиною виникнення динамічного негативного опору є запізнювання лавинного струму відносно перемінної напруги на час, який рівний половині тривалості періоду цієї напруги; запізнювання відбувається через інертність процесу створення лавини і визначається часом проходження носіїв заряду через простір прольоту.

Повний імпеданс ЛПД з урахуванням послідовного опору R_S контактів та виводів описується виразом [14].

$$Z = R_S + \frac{l_d^2}{v_S \epsilon A} \left\{ \frac{1}{1 - (\omega / \omega_\alpha)^2} \right\} \frac{1 - \cos \theta}{\theta^2} + \frac{1}{j \omega C_d} \left\{ 1 - \frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\sin \theta / \theta + l_a / l_d}{1 - (\omega_\alpha / \omega)^2} \right\}, \quad (4.19)$$

де l_d – ширина пролітного простору;

$\theta = \omega \cdot l_d / v_S$;

v_S – кут прольоту;

A – площа приладу;

l_a – ширина шару множення;

ω_α – резонансна частота.

З виразу (4.19) випливає, що для отримання необхідного зсуву фаз і негативного опору повинна дотримуватись нерівність $\omega > \omega_\alpha$. При малих пролітних кутах рівняння можна спростити:

$$Z = R_S + \frac{l_d^2}{2v_S \epsilon A} \cdot \frac{1}{1 - (\omega/\omega_\alpha)^2} + \frac{1}{j\omega C_d} \cdot \frac{1 + l_a/l_d}{1 - (\omega_\alpha/\omega)^2} \quad (4.20)$$

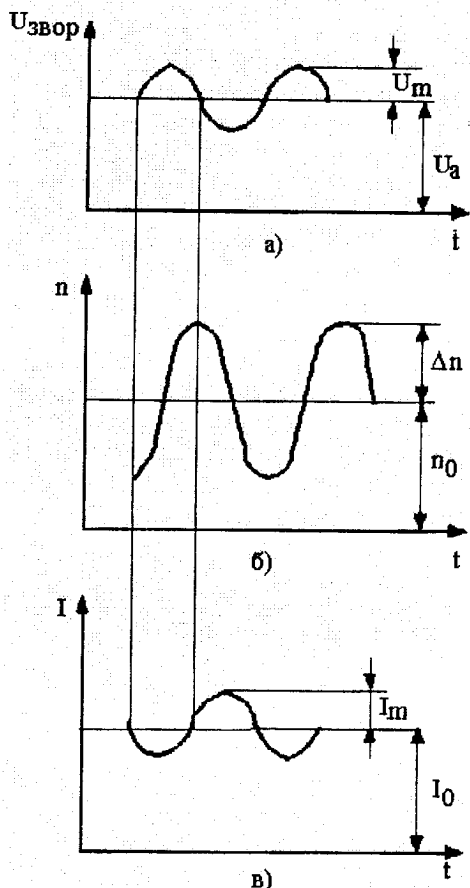


Рис. 4.33. Залежності $U_{\text{звор}}$, n та I від часу

На рис. 4.34 приведена залежність імпедансу діода від частоти.

На частоті $\omega = \omega_\alpha$ спостерігається гострий резонанс; діод навколо цієї частоти набуває негативний опір, а характер реактивного опору змінюється від ємнісного до індуктивного.

В області надто низьких частот із рівняння (4.20) отримаємо

$$Z(\omega \approx 0) = R_S + \frac{l_d^2}{2v_S \epsilon A},$$

де другий доданок являє собою опір, який пов'язаний з просторовим зарядом носіїв струму.

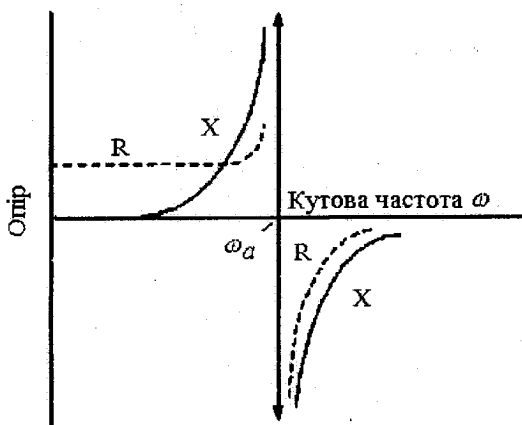


Рис. 4.34. Залежність дійсної та уявної частин імпедансу діода від частоти

У викладеному поясненні принципу дії ЛПД використаний цілий ряд спрощень. Частково, час прольоту у реальних діодах не завжди рівний половині періода коливань та змінні складові струму і напруги не завжди знаходяться точно у протифазі. Але це не заперечує достовірності викладеного. Діло в тому, що при більш ретельному аналізі виявляється, що в точній протифазі і немає необхідності. Достатній фазовий зсув, який відрізняється в певній межі від протифазі. Такий відступ від найкращого режиму (протифазі) погіршує роботу діода, але не залишає його можливості генерувати коливання НВЧ.

Діодна структура, яка розглянута в даному параграфі, отримала назву однопротітної чи однодрейфової тому, що містить один простір прольоту (для електронів). В умовних позначеннях цьому структура описується символами $n^+ - n - p^+$. В ЛПД можуть бути також використані структури $n^+ - p - p^+$ -типу, в яких використовується дрейф дірок в протітному просторі.

Структура дводрейфового (двопротітного діода) $p^+ - p - n^+$ -типу показана на рис. 4.35. Шари розмноження для дірок і електронів розташовані у $p - n$ -переході, b_p і b_n – протітні простори для дірок і для електро-

нів відповідно. У цій структурі "працюють" і дірки, і електрони в своїх пролітних просторах. У двопротітних структурах потужність НВЧ і ККД, яка ними виробляється, вище, особливо у міліметровому діапазоні.

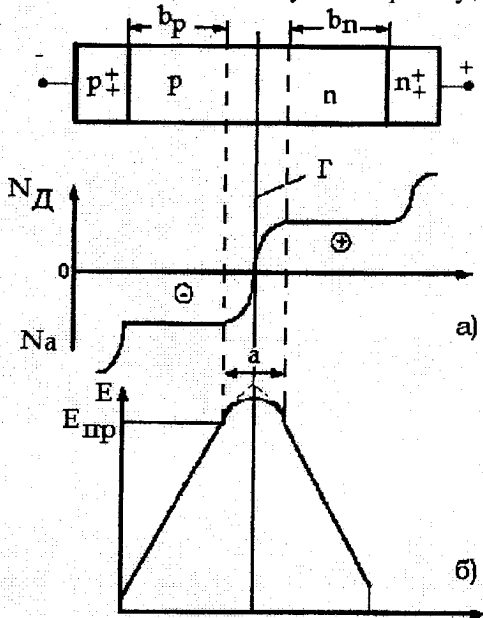


Рис. 4.35. Структура двопротітного ЛПД $p-p-n-n$ -типу і його характеристики: а – розподіл легуючої домішки; б – розподіл E

Хороші результати отримані на ЛПД з бар'єром Шоттки, наприклад у $Pt-n-n^+$ структурах, де Pt (платина) створює перехід Шоттки з напівпровідником. Структури ЛПД можуть мати і більш складний характер.

В 1967 році було відкрито високоефективний коливальний режим ЛПД. У такому режимі ЛПД виробляють коливання в діапазоні частот $1 \dots 10$ ГГц. Головна перевага високоефективного режиму – високе значення ККД (біля 50%), можна отримати ККД до 75%. Корисні потужності набагато вищі, ніж в розглянутому раніше режимі. Зокрема, отримані діоди з вихідною потужністю в імпульсному режимі до 1,2 кВт.

Розглянемо роботу ЛПД у високоефективному режимі. Нехай у деякий момент на діод стрибком подана велика зворотна напруга. У $p-n$ -переході, там, де напруженість електричного поля максимальна, розпочнеться процес ударної іонізації та утвориться шар розмноження.

Виникає великий зворотний струм. Ширина шару розмноження починає при цьому розширюватися зі швидкістю, пропорційною зворотному струму. При достатньо великому струмі шар розмноження через деякий час займе всю базу діоду.

Однак носії заряду, які виникли при ударній іонізації, різко зменшують опір бази, що приводить до зменшення напруги на ній, припинення процесу ударної іонізації і спаду струму. Після цього носії заряду почнуть йти до n^+ - і p -області структури. Якщо тепер знову стрибком прикласти велику напругу, то процес повториться. Коли струм НВЧ досягає свого максимального значення, напруга на діоді зменшується через падіння опору діода – це й означає появу динамічного негативного опору, необхідного для режиму генерації.

Розподіл процесу ударної іонізації на всю товщину бази проходить з великою швидкістю, пропорційною струму, а повернення носіїв заряду в n^+ - і в p^+ -області – з відносно малими швидкостями при малій напруженості НВЧ поля в діоді. Тому сумарна тривалість процесу визначається в основному другою його частиною – поверненням носіїв заряду. З цієї причини діоди у високоефективному режимі можуть працювати тільки на відносно низьких частотах – порядку одиниць ГГц. Високий коефіцієнт корисної дії ЛПД в цьому режимі пов'язаний з тим, що рух носіїв заряду в другій частині процесу проходить при низьких напругах НВЧ. Тому для руху носіїв заряду витрачається в основному тільки енергія від джерела напруги постійного зворотного зміщення, а не енергія НВЧ коливань.

Лавинно-пролітні діоди в іноземній літературі називають IMPATT*-діодами; ЛПД, які призначені для роботи у високоефективному режимі, TRAPATT**-діодами, що означає ЛПД з захватом плазми.

Незабаром після того, як було виявлено ефект генерації НВЧ коливань на кремнієвих діодах [15], у літературі [14] з'явилося повідомлення про те, що аналогічне явище спостерігали в діодах із арсеніду галію. Але до недавнього часу лавинно-пролітні діоди із арсеніду галію поступалися кремнієвим і германієвим приладам як по рівню потужності, що віддається, так і по ККД. Це пояснюється недосконалістю епітаксialного матеріалу, технологічними труднощами, а також низькою теплопровідністю арсеніду галію.

* Слово IMPATT – скорочення, в якому відображені назви найважливіших властивостей механізмів, які покладені в основу роботи ЛПД: IMPact Ionization Avalanche – ударна лавина іонізації та Transit Time – час прольоту

** Слово TRAPATT – скорочення, утворене початковими буквами слів TRApped Plasma – захоплена плазма та Avalanche Triggered Transit – пробіг області лавинного множення

Однак із застосуванням "зворотного" монтажу кристала до тепловідводу [17] теплопровідність напівпровідникового матеріалу перестала грати суттєву роль в тепловому опорі приладу.

Як було показано в [18], величина вихідної потужності ЛПД у діапазоні частот 1–100 ГГц визначається головним чином тепловими параметрами приладу та при рівних значеннях ККД майже співпадає для діодів із кремнію і арсеніду галію. Однак у діодах із арсеніду галію можна було припустити більш високі значення ККД, ніж в кремнієвих, що пояснюється його електрофізичними параметрами [19].

В арсеніді галію гостріше, ніж в кремнії виявлена залежність коефіцієнта ударної іонізації α від напруженості електричного поля. В результаті ЛПД мають менше відношення ширини шару множення λ , до повної ширини замикаючого шару W . Для p^+-n -структури це відношення складає 0,25 для GaAs і 0,40 для Si.

Діоди з арсеніду галію мають значно менший опір втрат $R_{втр}$, ніж кремнієві, оскільки рухомість основних носіїв струму в них значно вища, ніж в кремнії (при 20°C приблизно в п'ять раз і при температурі 200°C, яка є типовою робочою температурою p - n -переходу ЛПД, приблизно у вісім раз).

В діодах із арсеніду галію рівень зворотного струму повинен бути меншим, що обумовлено відмінністю в ширині забороненої зони ΔE (в GaAs величина ΔE на 30% більша, ніж в Si).

В діодах із арсеніду галію повинні бути суттєво менші, ніж в кремнієвих, додаткові витрати у пролітному просторі, так як в арсеніді галію насичення швидкості руху носіїв струму спостерігається в дуже слабких полях. В кремнії швидкість насичення досягається лише в полях з $E \approx 30\text{--}40 \text{ кВ/см}$, на той час як в арсеніді галію в полях з $E = 3\text{--}5 \text{ кВ/см}$.

Експериментальні результати, повністю підтверджують теоретичні пророчення. Так, найбільші значення ККД - 19% в безперервному ІМ-РАТТ-режимі в X-діапазоні отримані на ЛПД із арсеніду галію, причому як на дифузійних p^+ -діодах, так і діодах з бар'єром Шоттки. Найбільша потужність, що віддається в безперервному режимі також отримана на арсенід-галієвих ЛПД - 1,5 Вт на частоті 9,2 ГГц. Всі ці результати відносяться до діодів з однорідним легуванням активного n -шару, з одним дрейфовим простором, одноперехідною структурою і неохолоджуваним мідним тепловідводом. Результати виміру шумів ЛПД із арсеніду галію показують, що вони порівняні з шумами клістронних генераторів.

До основних параметрів ЛПД відносяться: генеруюча потужність електромагнітних коливань в безперервному $P_{\text{вих}}$ і імпульсному P_i режимі; максимальна частота генерації (підсилення) f ; ККД – η ; коефіцієнт підсилення (для режиму підсилення потужності P); смуга пропускання в підсилювальному режимі $\Delta f/f$; коефіцієнт шуму $F_{\text{ш}}$ або рівень АМ і ЧМ шумів; надійність. Технічний рівень існуючих промислових і експериментальних ЛПД характеризується наступними даними [20].

Частота і потужність. Серед напівпровідникових НВЧ приладів тільки ЛПД і діоди Ганна мають найбільші потенційні можливості роботи у міліметровому і субміліметровому діапазонах. Створено багато типів ЛПД, які працюють на $f=0,5 \dots 394$ ГГц. Найбільш високочастотними ЛПД є ІМРАТТ-діоди, які розроблені японськими фірмами NTT і Hitachi.

Розроблені кремнієві однопролітні ІМРАТТ-діоди з структурою p^+-p-p^+ -типу, які у хвилеводному резонаторі перерізом $1,08 \times 0,54$ мм мали максимальну робочу частоту 394 ГГц. Їх $P_{\text{вих max}} = 78$ мВт на $f=185$ ГГц при $\eta=2,3\%$, на $f=285$ ГГц – $7,5$ мВт при $\eta=0,35\%$ і на $f=361$ ГГц – $0,2$ мВт.

Максимальні значення вихідної потужності ЛПД при роботі в безперервному режимі складають $20 \dots 40$ мВт на $f=0,5 \dots 10$ ГГц, до $1,5$ мВт на $f=20 \dots 60$ ГГц, до 100 мВт на $f=100 \dots 200$ ГГц і до 10 мВт на $f \ll 300$ ГГц.

Для ЛПД відомий зв'язок між максимально досяжною потужністю і робочою частотою:

$$\text{для GaAs} - P_{\text{вих}} f^2 = 10^{21}$$

$$\text{для Si} - P_{\text{вих}} f^2 = 3 \cdot 10^{20}$$

Порівнюючи результати розрахунку за цими формулами з параметрами реальних приладів, можна переконатися, що ці формули тільки приблизні, оскільки реальний рівень вихідної потужності визначається технологією і конструкцією приладів.

На рис. 4.36 і на рис. 4.37 представлені рекламні дані по найкращих лабораторних типах ЛПД.

Обмеження в підвищенні вихідної потужності ЛПД пов'язані в основному із забезпеченням ефективного відведення тепла від їх активної області.

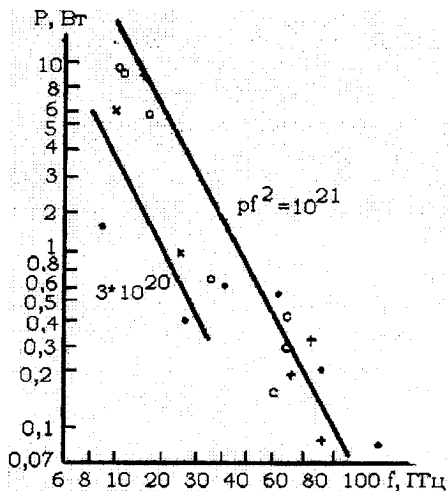


Рис. 4.36. Параметри ЛПД в безперервному режимі:

... – однопролітні Si-діоди; +++ – двопролітні Si-діоди;
 ooo – однопролітні GaAs-діоди; X – двопролітні GaAs-діоди

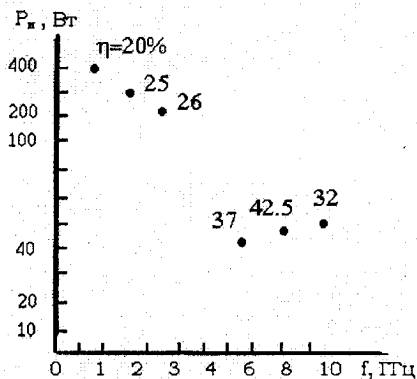


Рис. 4.37. Значення P_n ТРАПАТТ-діодів

Сучасні ЛПД працюють при дуже високих густинах потужності, які наближуються до 10^6 Вт/см². При таких надто високих значеннях густини потужності особливо важливими стають питання правильного конструювання цих приладів. Відомі різні прийоми підвищення ефективності відведення тепла від діодів. Серед них можна відмітити, наприклад, застосування оберненої мезаструктури, контактів з бар'єром Шоттки, ультразвукової пайки і алмазних тепловідводів. Прикла-

ди окремих промислових і експериментальних ЛПД безперервного режиму приведені в табл. 4.6

Таблиця 4.6

Основні параметри генераторних ЛПД безперервного режиму

Тип приладу	Фірма-виробник	f , ГГц	$P_{\text{вих.}}$, Вт	η , %
HP5082-0423	Hewlett-Packard	4...6,4	1,5	5,5
ML4803	Microwave Ass.	5...8,0	1,5	5,5
MS824A	Та ж	7,1...8,5	1,8	12,5
MS925A	Hewlett-Packard	9...1	3,5	20,0
HP5082-0710	Raytheon	10	3,0	11,0
MS927A	Та ж	12...14	2,5	20,0
MS928A	Parametric Ind.	14...16	2,5	17,0
PGG222-34	Parametric Ind.	18...26	0,15	2,5
PGG225-34	Fujitsu	26...40	0,075	2,0
Не відомий	Bell Laboratories	55	1,6	11,5
Не відомий	NTT	120	0,25	-
Не відомий	Та ж	185	0,08	2,3
Не відомий	Та ж	202	0,05	1,3
Не відомий	Та ж	301	0,001	-

Наведеними прикладами не вичерпуються існуючі можливості подальшого підвищення вихідної потужності цих приладів. При удосконаленні профілів легування, покращенні геометрії діоду і його тепловідводу можна очікувати підвищення вихідної потужності ЛПД в безперервному режимі до 30Вт на $f=10$ ГГц, 10Вт на $f=20$ ГГц, 3Вт на $f=50$ ГГц і 0,3Вт на $f=200$ ГГц.

ЛПД мають також значні переваги перед іншими напівпровідниковими НВЧ приладами (за винятком діодів Ганна) за максимально досяжною вихідною потужністю в імпульсному режимі. Для роботи у імпульсному режимі створена велика кількість типів ЛПД, які працюють на $f=0,5...200$ ГГц. Максимальна вихідна потужність цих приладів досягає 1,2кВт на $f=1...2$ ГГц, 100Вт на $f=10$ ГГц, 10Вт на $f=40$ ГГц. На $f>100$ ГГц P_1 складає сотні міліват. Приклади окремих типів імпульсних ЛПД приведені в табл. 4.7.

Таблиця 4.7

Основні параметри потужних імпульсних кремнієвих ЛПД в режимі TRAPATT

Фірма-виробник	Число структур в одному корпусі	f , ГГц	$P_{\text{в}}$, Вт	T , мкс	η , %
RCA	1	0,5	470	0,2	44
RCA	1	0,95	575	0,2...1,0	23
RCA	4	1,0	1000	0,5	30
RCA	5	1,1	1200	—	25,6
RCA	5	1,9	1200	0,5...1,0	24
RCA	—	3,3	200	100	—
RCA	1	7,2	27	0,25	42,5
RCA	1	8,1	15	0,25	21,5
RCA	1	10,7	106	—	3,7
Hughes	1	39	11	0,35	10
Hughes	1	94	5,4	—	6,5
Hughes	1	140	0,72	0,3	4,0
Hughes	1	212	0,21	0,05	1,5

ККД. Останнім часом розробниками ЛПД для підвищення ККД і вихідної потужності цих приладів було запропоновано багато різних конструктивно-технологічних рішень, наприклад, таких, як використання двопрітних структур з новими геометричними формами, застосування паралельного чи послідовного з'єднання декількох діодів у одному корпусі, використання нових матеріалів і конструкцій тепловідводів та ін. Максимальні значення ККД при роботі ЛПД в імпульсному режимі складають біля 30% на $f=1...3$ ГГц, 25% на $f=8...10$ ГГц, 12% на $f=50$ ГГц і 8,5% на $f \approx 100$ ГГц.

Разом з цим є окремі експериментальні зразки ЛПД, ККД яких значно перевищують вказані вище максимальні значення, характерні для більшості приладів цього типу. Так, наприклад, фірмою Raytheon розроблений арсенідо-галієвий ІМРАТТ-діод з бар'єром Шоттки на $f=8...10$ ГГц, який при роботі в безперервному режимі має $P_{\text{вих}}=8$ Вт і

$\eta=35\%$. Фірмою Hughes розроблений кремнієвий TRAPATT-діод на той же діапазон, який має в імпульсному режимі $\eta=42,5\%$ і $P_1=27$ Вт при $\tau=1$ мкс і $K_3=0,1\%$. Наведені приклади показують на можливість подальшого підвищення ККД ЛПД як імпульсного, так і безперервного режимів.

Коефіцієнт підсилення. Початкове ЛПД використовувались тільки для генерації НВЧ коливань, а їх підсилювальні властивості залишались без уваги. Останнім часом ці прилади стали застосовуватись в підсилювачах потужності і у вихідних каскадах малошумних підсилювачів на частотах вище 5ГГц.

Основні переваги ЛПД перед іншими напівпровідниковими НВЧ приладами, включаючи діоди Ганна, полягають у тому, що вони мають більш високу вихідну потужність і ККД в безперервному режимі роботи в усьому діапазоні частот 5...100ГГц.

На відміну від діодів Ганна їх ширина смуги пропускання менше. ЛПД, також як і діоди Ганна, забезпечують порівняно невелике підсилення, яке з урахуванням необхідного запасу по стійкості роботи складає всього 5...9дБ. При необхідності отримання більш високого коефіцієнта підсилення застосовується каскадне включення декількох ЛПД.

Смуга пропускання. Підсилювальні ЛПД забезпечують підсилення у невеликій смузі частот, що звичайно не перевищує 10%. Ширина смуги пропускання залежить від вихідної потужності і коефіцієнта підсилення. За даними фірми Hughes робоча смуга ЛПД міліметрового діапазону з $P_{\text{вих}}=250...500$ мВт складає 8,5% при $K_n=5$ дБ і 4% при $K_n=10$ дБ.

Коефіцієнт шуму. Як уже відмічалось, ЛПД по коефіцієнту шуму поступаються діодам Ганна та іншим напівпровідниковим НВЧ діодам і транзисторам. Значення коефіцієнта шуму залежить від конструкції, напівпровідникового матеріалу, який використовується і режиму роботи ЛПД (рис. 4.38). На частоті 10ГГц ІМРАТТ-діоди на основі Si мають $K_{\text{ш}}=30$ дБ, а на основі GaAs – 20 дБ. В міліметровому діапазоні у кремнієвих ЛПД типові $K_{\text{ш}}=35$ дБ, а у арсенідо-галієвих $K_{\text{ш}}=32$ дБ.

Найкращі експериментальні зразки ЛПД цього діапазону, які розроблені фірмою Hughes мали $K_{\text{ш}}=21$ і 17 дБ відповідно. У зв'язку із підвищенням рівнем шуму ЛПД застосовуються тільки в підсилювачах комбінованого типу, в яких на вході використовуються діоди Ганна чи інші малошумні прилади, а в вихідних каскадах – ЛПД.

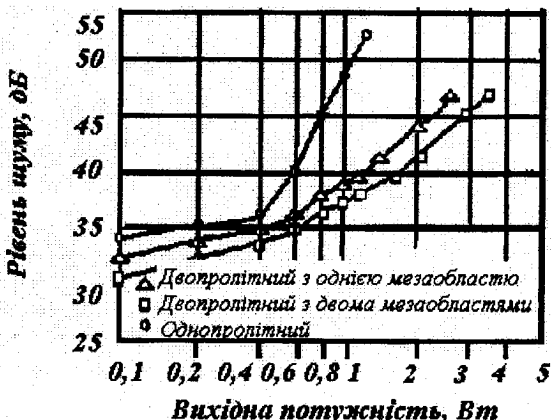


Рис. 4.38. Залежність рівня шуму (при відбудуванні 100кГц) від вихідної потужності для одномірного двопротітного, двомірного двопротітного і однопротітного приладів

АМ і ЧМ шуми. Дослідження шумів генераторних ЛПД на GaAs в діапазоні частот 26...35ГГц при $P_{\text{вих}}=10...100\text{мВт}$ показали, що рівень АМ шумів визначається густиною вхідного струму діоду і практично не залежить від добротності коливальної системи. При цьому двосмутовий АМ шум у смузі 100Гц на відстані від несучої 200 кГц при густині вхідного струму 1,5...4кА/см склав – 126...130дБ. Частотна залежність АМ і ЧМ шумів ЛПД приведені на рис. 4.39.

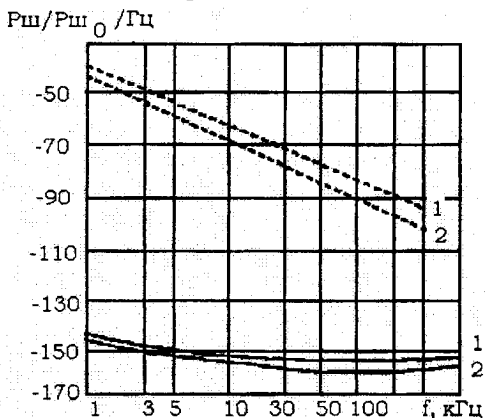


Рис. 4.39. Спектральна густина потужності шуму: АМ(-) і ЧМ (---) шуму ЛПД: 1 – усереднені результати вимірювань 10 приладів; 2 – найкращі шумові характеристики приладів

Надійність. Механізм відмов напівпровідникових діодів безпосередньо пов'язаний з температурою переходу та визначається головним чином процесами електроміграції і короткими замиканнями. Надійність ЛПД майже не залежить від робочої частоти, оскільки температура переходу з ростом частоти підвищується незначно.

Середній термін служби ЛПД 5 тис. ч...3,3 млн. ч. Найбільше значення середнього часу напрацювання на відмову $3,3 \cdot 10^6$ ч отримано у результаті екстраполяції результатів випробувань протягом 7,7 тис. ч кремнієвих двопробітних ЛПД на $f=14,6$ ГГц з $P_{\text{вих}}=0,8$ Вт при $\eta=15,1\%$. Ці діоди розроблені спеціально для супутникової телеметрії з урахуванням забезпечення максимальної надійності роботи. Для підвищення надійності та забезпечення мінімального теплового опору в цих діодах застосовані хромо-платиново-золоті контакти і теплопроводи розміром $0,1 \times 0,5 \times 0,5$ мм з електроосадженого золота чи срібла.

До конструкції і технології ЛПД висуваються дуже жорсткі вимоги, оскільки в структурі діода в малих об'ємах розсіюються значні потужності. З іншої сторони є широкий вибір типів структур діодів для ЛПД і широкий асортимент технологічних прийомів виготовлення діодів. На даний час випускаються однопробітні діоди з p-n-переходом і з базою n- чи p-типу (p^+-n-p^+ і n^+-p-p^+ -структури). Випускаються однопробітні діоди Шоттки Pt-n- p^+ -типу, двопробітні діоди $n^+-n-p-p^+$, а також діоди Pt-p-n- p^+ -типів. Використовуються і більш складні типи структур діода. Для виготовлення ЛПД застосовують найчастіше Si чи GaAs.

Початковим матеріалом для виготовлення ЛПД були епітаксіальні структури арсеніду галію n- p^+-n^+ -типу, які вирощені у системі Ga-AsCl₃-H₂ [19]. Вирощування виконувалося на монокристалічних підкладках із n-GaAs, легованих телуrom чи оловом до концентрації $(1-3) \cdot 10^{18}$ см⁻³, орієнтованих по площині (100) з відхиленням біля 2°. Епітаксіальні шари n-типу товщиною 4-7 мкм легувалися оловом до концентрації $8 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Для підвищення якості епітаксіальної структури між активним n-шаром і p^+ -підкладкою вирощувався "буферний" шар, легований оловом до концентрації $(5-10) \cdot 10^{17}$ см⁻³ товщиною 4-6 мкм. Трьохшарові n- p^+-n^+ -структури вирощувались у єдиному технологічному процесі. Наявність буферного шару дозволила значно понизити щільність дислокацій в активному n-шарі, що суттєво покращило параметри приладів.

У якості робочого переходу ЛПД використовувався бар'єр Шоттки метал-арсенід галію. Порівняно із звичайними дифузійними p^+-n -діодами ЛПД з бар'єром Шоттки мають безсумнівні переваги. Одним із них є можливість виготовлення діодів з бар'єром Шоттки при порівняно низьких температурах (приблизно на 200-300°C нижче, ніж дифузійних p^+-n -переходів), завдяки чому якість вихідної епітаксіальної структури не

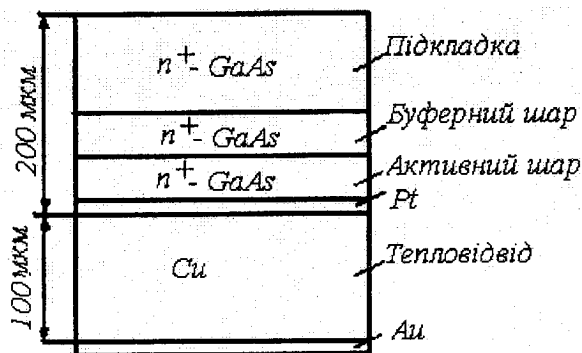
погіршуються. Друга перевага – це менший тепловий опір діода з бар'єром Шоттки. Дійсно, при зворотному монтажі кристалу із звичайним p^+ - n -переходом тепло, яке виділяється у переході, повинно пройти через область напівпровідника p -типу і омичний контакт, протяжність яких складає відповідно 1,5–2,5мкм і 0,5–1,0мкм, що збільшує тепловий опір приладу. В структурах з бар'єром Шоттки p -шар відсутній і відведення тепла проходить безпосередньо від області, де воно генерується.

Бар'єр Шоттки створюється катодним напиленням платини на поверхню епітаксіальної структури. При створенні ЛПД (рис. 4.40) використовується групова технологія діодних структур з загальним тепловідводом, яка забезпечує достатньо малі і добре відтворені значення теплового опору і дозволяє замінити термокомпресійне приєднання кристалу до держателя пайкою. Для отримання загального тепловідводу на поверхню платини гальванічно осаджується шар міді товщиною 100мкм (рис. 4.40а). Після цього p^+ -підкладинка страждалась так, що товщина арсеніду галію, який залишається, складає 15–20мкм (рис. 4.40б).

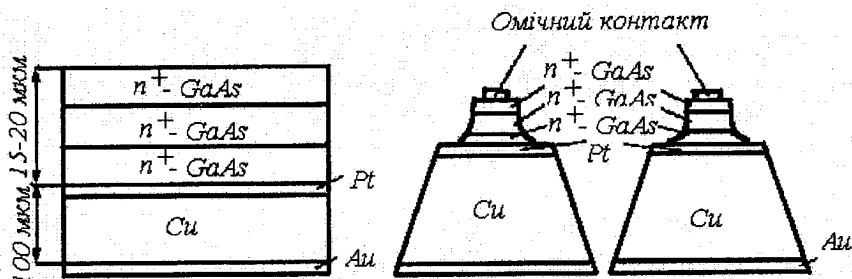
Розташування омичних контактів до p^+ -підкладинки, яке вимагалося, досягається стандартними методами фотолітографії з подальшим електролітичним осадженням чи напиленням металу або сплаву. Потім проводиться хімічне травлення для отримання мезаструктур, які мають форму усіченого конуса (рис. 4.40в), що забезпечує різку характеристику пробою, близьку до ідеальної. Конусоподібна форма мезаструктури понижує напруженість поля на поверхні переходу, тим самим ліквідуються струми крайових витоків і передчасний поверхневий пробій у діоді. Збірка здійснювалась у стандартний НВЧ корпус.

Для високочастотних ЛПД з метою зменшення паразитних реактивностей застосовуються корпуси з меншими розмірами. Наприклад, у корпусу Міпірак діаметр керамічного циліндру 0,84мм, а його висота всього 0,3мм. Маса діодів знаходиться в межах від декілька десятків до одиниць грамів.

За останній час для підвищення вихідної потужності застосовується паралельне з'єднання декількох ЛПД, які розташовані на одній підкладинці у загальному корпусі. У цьому випадку конструкція і розміри корпусу вибираються в залежності від числа діодів, які використовуються, і, звичайно, трохи відрізняються від стандартних типів корпусів.



а)



б)

в)

Рис. 4.40. Основні етапи створення арсенід-галієвих ЛПД з бар'єром Шоттки: а – наплення плагинового бар'єру Шоттки і осадження мідно-го тепловідводу; б – травлення n^+ -підкладки із арсеніду галію; в – створення омічного контакту, травлення мезаструктур та розділення пластини на кристали

Сучасні конструкції ЛПД мають порівняно невеликі габаритні розміри. Конструкція та розміри одного із стандартних корпусів ЛПД приведені на рис. 4.41.

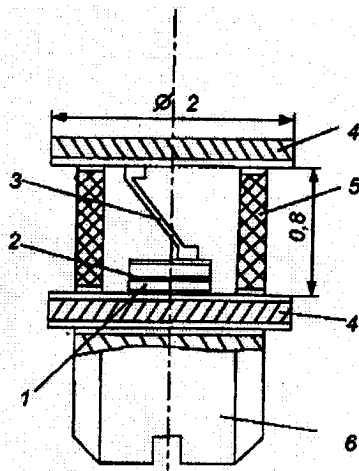


Рис. 4.41. Пристрій одного із типових корпусів ЛПД для частот до 18ГГц (всі з'єднані поверхні металізовані під пайку): 1 – основа для кріплення структури; 2 – напівпровідникова структура; 3 – з'єднувач; 4 – коваровий диск; 5 – керамічний циліндр; 6 – мідний штифт з різьбою

4.4. Діоди Ганна

В основі дії діодів на ефекті Ганна (діоди на ефекті Ганна далі скорочено називаються діодами Ганна) лежить ефект міждолинного переносу електронів (ефект Ганна), вперше експериментально виявлений англійським ученим Дж. Ганном (1963 р.), що установив, що під дією досить сильного електричного поля в однорідних зразках GaAs чи InP виникає пульсуючий електричний струм. Пульсуючий струм виникає тільки в тому випадку, коли електричне поле перевищує деяке критичне значення. Якщо напруженість електричного поля нижче критичного значення, в діоді проходить постійний струм. Значення критичної напруженості електричного поля для GaAs дорівнює приблизно $3 \cdot 10^5 \text{В/см}$, а для InP – $6 \cdot 10^5 \text{В/см}$.

Структура діода Ганна (рис. 4.42) являє собою в принципі однорідну плівку з високоомного напівпровідника з омичними контактами по обидва боки плівки [9].

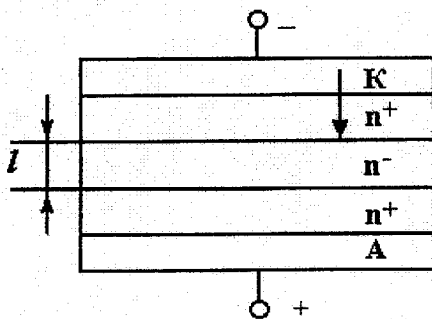


Рис. 4.42. Структура діода Ганна

На рисунку стрілкою позначений напрямок дрейфу електронів. Один з контактів називають катодом (К), протилежний контакт – анодом (А). Електрони рухаються від катода до анода. Структури діодів Ганна не містять випрямляючих переходів.

При експериментальному дослідженні в діодах Ганна виявлена своєрідна неоднорідність напруженості електричного поля в робочому режимі. При малій напрузі, прикладеній до діода, електричне поле в структурі рівномірне. При збільшенні прикладеної напруги росте напруженість електричного поля в діоді і, досягнувши критичного значення, розподіл електричного поля в діоді перестає бути однорідним і приймає вигляд, показаний на рис. 4.43а. При цьому утворюються області слабого (2) і сильного (1) полів. Область сильного поля одержала назву домен сильного поля. Домен рухається в структурі діода від катода до анода зі швидкістю, близькою до швидкості дрейфу електронів.

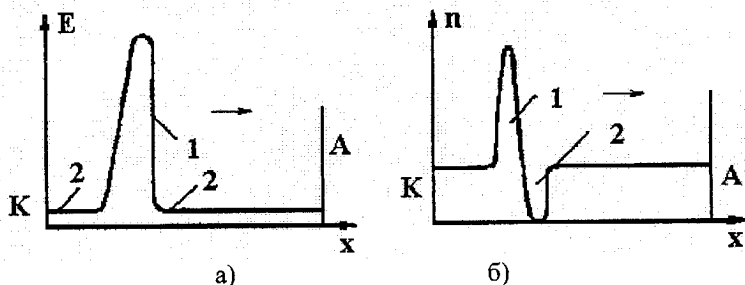


Рис. 4.43. Електричні поля і концентрації електронів у діоді Ганна

У GaAs швидкість дрейфу електронів при напруженості електри-

чного поля, близької до критичного, дорівнює приблизно 10^7 см/с. Домен доходить до анода і зникає в ньому. Як тільки домен зникне, біля катода утвориться новий домен і починає рухатися до анода.

Розгляньте явище називається доменною нестійкістю. Напруженість електричного поля в домені дуже висока – від 40 до 200 кВ/см, а поза доменом тільки 1...2 кВ/см. Розміри домена складають звичайно $1/10 \dots 1/30$ товщини структури діода.

В основі явища доменної нестійкості лежить особлива залежність швидкості дрейфу електронів у таких напівпровідниках, як GaAs і InP, від E (рис. 4.44).

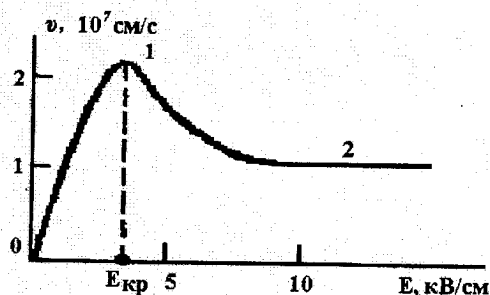


Рис. 4.44. Залежність швидкості дрейфу електронів (v) від напруженості електричного поля в GaAs діоді Ганна

Особливість цієї залежності полягає в тому, що існує такий інтервал напруженостей електричного поля, коли при зростанні E швидкість дрейфу електронів зменшується. Падаюча ділянка на цьому графіку відзначена точками 1 і 2. Точці 1 відповідає $E_{кр}$.

На рух електронів у кристалі діють прикладені ззовні електричні поля і внутрішні, створені атомами, що утворюють кристал.

Умовно вважають, що при русі в кристалі електрон піддається тільки впливу прикладеного електричного поля, але при цьому його маса відрізняється від маси, що він має при русі поза кристалом. Цю умовну масу, немов би змінену під дією внутрішніх полів, називають ефективною масою електрона в кристалі напівпровідника.

У GaAs і InP на високих рівнях енергії ефективна маса електрона настільки велика, що швидкість дрейфу при більш високих енергіях виявляється нижчою, ніж при менших енергіях. У цьому полягає причина появи падаючої ділянки 1–2 на графіку рис. 4.44. Зменшення швидкості дрейфу приводить до утворення згустків дрейфуючих електронів.

Розглянемо, як це відбувається. Розподіл напруженості електричного поля E по товщі структури діода ніколи не може бути ідеально

однорідним. Особливо неоднорідно цей розподіл біля катода та біля анода через неоднорідність складу і питомого опору напівпровідника в цих областях. Нехай між анодом і катодом прикладене постійна напруга, що створює в структурі діода напруженість електричного поля. Через неоднорідність опору напівпровідника у катода напруженість електричного поля в деяких точках нижче, ніж у сусідніх.

Але зниження E нижче критичного значення веде до підвищення швидкості дрейфу, а підвищення E веде до зниження швидкості електронів у цьому місці структури. До електронів, що сповільнилися, почнуть підходити електрони, що знаходяться ближче до катода, утворити в місці неоднорідності надлишок, «згусток» електронів. Електрони, що знаходяться ближче до анода, будуть іти від електронів, що сповільнилися. У результаті в структурі діода виникає домен сильного поля. Фронт домена, звернений до анода, збіднений електронами. Фронт, звернений до катода, являє собою згусток електронів. На рис. 4.43б показаний розподіл концентрації електронів під час руху домена. Перед згустком 1 по напрямку руху домена показана область зниженої концентрації електронів 2.

Домен може виникнути і на неоднорідності структури поблизу анода. Але в цьому випадку він буде майже відразу поглинений анодом і не встигне вирости. При своєму русі від катода до анода домен захоплює всі нові електрони, але його росту заважають сили взаємного відштовхування цих заряджених часток. Теоретично доведено і перевірено експериментально, що умова росту домена є співвідношення

$$n_0 l > 10^{12} \text{ 1/cm}^2, \quad (4.21)$$

де n_0 – концентрація рухливих електронів у напівпровіднику (дорівнює концентрації легуючої домішки), а l – відстань між катодом і анодом. Якщо умову (4.21) дотримано, то домен збільшується, рухаючись до анода.

Процесом утворення, руху і зникнення доменів сильного поля цілком пояснює явище пульсації струму в ланцюзі з діодом Ганна. Поки домен рухається, електричне поле поза ним дуже мале. Швидкості дрейфу носіїв заряду поза доменом також відносно малі і відповідно малий струм у ланцюзі діода. Коли домен зникне, досягнувши анода, а новий домен ще не встигне утворитися, то розподіл напруженості поля в товщі діодної структури стане майже однорідним. Тоді всі електрони діода повною мірою беруть участь у переносі струму, і останній у цей проміжок часу досягає пікового значення. На рис. 4.45 приведений графік залежності струму від часу.

Період коливання струму дорівнює:

$$T \approx \frac{l}{v}$$

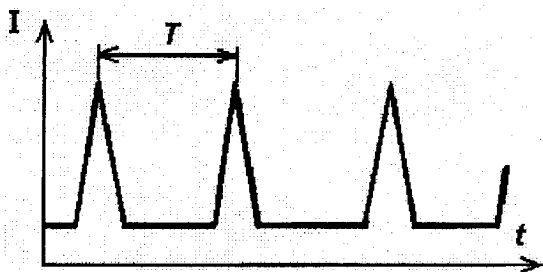


Рис. 4.45. Імпульси струму в пролітному режимі

Практично діоди Ганна можуть мати значення l від одиниці до декількох сотень мікрометрів, при цьому тривалість періоду коливань лежить у діапазоні НВЧ. Розглянутий пролітний механізм можна використовувати для генерування коливань у НВЧ діапазоні, однак при цьому коефіцієнт корисної дії занадто малий для практичних цілей.

Пролітно-резонаторні режими забезпечують досить високі ККД і дозволяють застосовувати діоди Ганна в реальній апаратурі. Діод Ганна включається в коливальний контур (резонатор) (рис. 4.46).

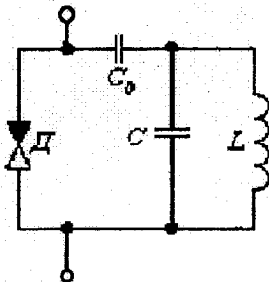


Рис. 4.46. Схема включення діода Ганна в коливальний контур

На діод діють постійна напруга НВЧ, що розвивається в коливальному контурі через доменну нестійкість у діоді. До пролітно-резонаторних відносяться режими з подавленням і з затримкою доменів.

Режим з малим значенням напруги на резонаторі (рис. 4.47а, б). Напруга на діоді складається з постійної U_0 , що подається на діод від зовнішнього джерела живлення, і змінної синусоїдальної напруги амплітудою U_m , що утворюється в коливальному контурі під дією імпульсів струму (рис. 4.47б), що виробляються діодом. Чим більше струм в імпульсі, тим більше U_m . Сила струму в імпульсі залежить від значення U_0 . Таким чином, змінюючи U_0 , можна регулювати U_m . На рис. 4.47б стовщеною лінією показано час, на протязі якого існує домен.

Режим із затримкою формування домена (рис. 4.47в).

У цьому режимі амплітуда змінної напруги, що утворюється в коливальному контурі, повинна бути більш високою. Завдяки цьому сумарна напруга якийсь час стає нижче значення U_c , необхідного для створення напруженості електричного поля, достатньої для утворення доменів. Через це відразу після зникнення в аноді домена, що рухається, новий не починає утворюватися, тому що в цей час E замале. Домен у цьому випадку починає формуватися тільки після того, як напруга досягне необхідного значення.

Тривалість імпульсу струму виявляється більш довгою (рис. 4.47г), оскільки час прольоту домена залишається таким же, як і в малосигнальному режимі, то діод може працювати, якщо резонатор налаштований на більш низьку частоту.

Режим заглушення (гасіння) доменів (рис. 4.47д, е). У цьому режимі використовується властивість зникнення доменів, що рухаються, коли електричне поле в домені стає настільки слабким, що електрони починають розповзатися зі згустку, що рухається. Таке поле виникає при досить великих напругах, створюваних на коливальному контурі в ті моменти, коли з постійної напруги віднімається змінна. На графіку рис. 4.47д показана напруга U_r домена. Завдяки властивості гасіння домени зникають (не доходячи до анода) у той момент, коли сумарна напруга стане менше U_r . Новий домен почне формуватися після того, як сумарна напруга стане більше U_r . Очевидно, що час існування домена в режимі гасіння менше, ніж у двох режимах. На рис. 4.47е зображена форма імпульсів струму, ще більш тривалих, ніж у режимі з запізнюванням формування доменів, а стовщена лінія на показує тривалість існування згасаючих доменів.

У залежності від налаштування коливального контуру і від U_0 можна одержувати від діода Ганна в режимі придушення доменів частоту і більш високу, і нижчу, ніж в основному пролітному режимі. Можливість перебудови частоти є однією з переваг пролітно-резонаторних режимів.

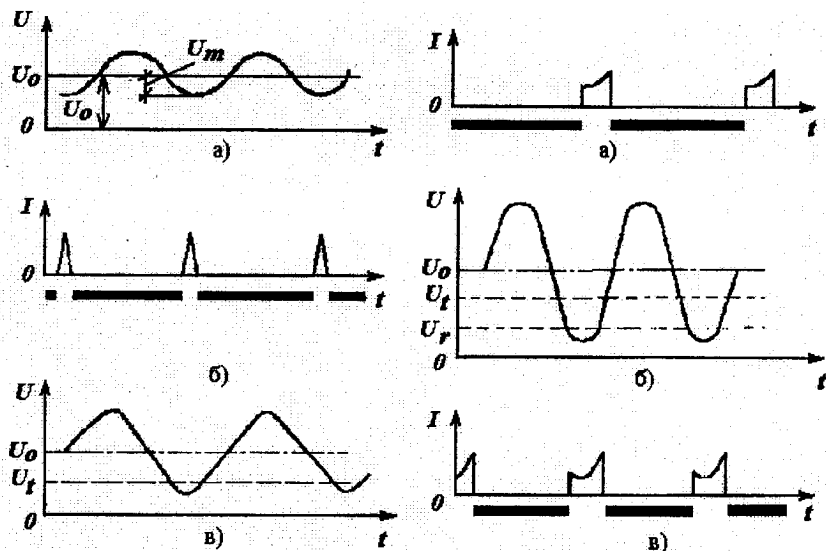


Рис. 4.47. Режими роботи діодів Ганна.
 а, б – з малими значенням напруги на резонаторі;
 в, г – із затримкою формування доменів;
 д, е – заглушення доменів

Режим обмеженого нагромадження об'ємного заряду (режим ОНОЗ) – це режим роботи діодів Ганна без наявності доменів, що рухаються. У такому режимі, по-перше, коливальний контур налаштовується на таку високу частоту, що за час періоду коливань домен не встигає сформуватися, по-друге, напруга на коливальному контурі повинна бути досить великою.

Розглянемо роботу діода Ганна в режимі ОНОЗ за допомогою графіка на рис. 4.48. Значення U_0 і U_m такі, що частина періоду коливання напруженість електричного поля на діоді буде менше критичного значення. За час, коли напруженість поля перевищує критичне значення, у структурі діода формується домен. Але, тому що частота змінної напруги дуже висока, то домен, не встигнувши сформуватися, почне розсмоктуватися, як тільки напруженість електричного поля стане менше критичного значення.

Під час формування домена сила струму через діод зменшується, під час розсмоктування домена – збільшується.

У такому режимі напруженість електричного поля в структурі діода рівномірна і швидкість руху електронів у всіх точках структури однакова.

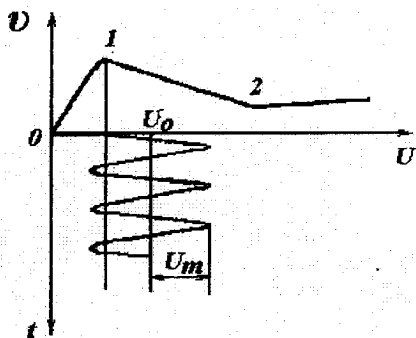


Рис. 4.48. Графік для пояснення роботи діода Ганна в режимі ОНОЗ

Ця швидкість залежить від напруженості електричного поля (див. рис.4.44). Струм діодної структури залежить від швидкості руху електронів; $I=qnv/l$, де q – заряд електронів, n – концентрація електронів у напівпровіднику; l – товщина структури діода. Ділянка 1–2 (рис. 4.48) має властивість негативного опору і може бути використана для створення генераторів і підсилювачів НВЧ.

Діоди Ганна в режимі ОНОЗ є найбільш потужними і перспективними генераторами коливань на частотах 30... 150 ГГц. Оскільки в режимі ОНОЗ немає доменів, що рухаються, то частотні властивості діода не залежать від товщини структури. Це дозволяє виготовляти діоди значно товщі, подавати на них більш високі напруги й одержувати тому велику вихідну НВЧ потужність.

Для запобігання утворенню доменів у режимі ОНОЗ необхідний дуже однорідний GaAs, причому концентрація в ньому носіїв заряду лімітується рівностями:

$$2 \cdot 10^4 \leq n_0/f \leq 2 \cdot 10^5 \text{ с/см}^3,$$

де f – частота генерованого сигналу.

Математична модель діода Ганна може бути отримана шляхом розв'язання двох фундаментальних рівнянь [20]: рівняння Пуассона:

$$\text{div}E = \rho/\epsilon_a, \quad (4.23)$$

де ρ – щільність об'ємного заряду;

ϵ_a – діелектрична проникність напівпровідникового матеріалу ($\epsilon_a = \epsilon \cdot \epsilon_0$, $\epsilon = 12,5$ для арсеніду галію), і рівняння щільності повного струму

$$\operatorname{div} J_{\Sigma} = 0, \quad (4.24)$$

де $J_{\Sigma} = J_{\text{пр}} + J_{\text{диф}} + J_{\text{см}}, \quad (4.25)$

де J_{Σ} – щільність повного струму;

$J_{\text{пр}}$ – щільність струму провідності;

$J_{\text{диф}}$ – щільність дифузійного струму;

$J_{\text{см}}$ – щільність струму зсуву.

Слід зазначити, що в структурі «сендвіч» (рис. 4.42) заряди рухаються в одному напрямку – від катода до анода, тому можна думати, що в площині поперечного перерізу не змінюються ані щільність струму, ані електричне поле. При таких припущеннях задача спрощується, і рівняння стають одномірними.

Об'ємна щільність заряду

$$\rho = q_0(n - n_0), \quad (4.26)$$

де n – концентрація електронів;

n_0 – концентрація донорів.

Щільність струму провідності визначається виразом

$$I_a = q_0 n v A, \quad (4.27)$$

де n – концентрація електронів в активній області діода;

A – площа контакту.

Щільність дифузійного струму в одномірному випадку

$$J_{\text{диф}} = -q_0 D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (4.28)$$

де D – коефіцієнт дифузії (у загальному випадку $D = D(E)$ однак врахування залежності D від E не приводить до нових результатів, тому для спрощення розв'язання рівнянь тут прийнято $D = \text{const}$);

$$J_{\text{см}} = \epsilon_a \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (4.29)$$

де t – час.

Рівняння (4.24) для одномірного випадку має вигляд $\partial J_{\Sigma} / \partial x = 0$.

Звідси випливає, що щільність сумарного струму всередині діода J_{Σ} не залежить від координати і може бути прирівняна до щільності струму i_a/A , що протікає через виводи діода в зовнішньому ланцюзі.

З урахуванням співвідношень (4.25) – (4.29) запишемо рівняння (4.23), (4.24) в одномірному наближенні:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q_0}{\varepsilon_a} (n - n_0); \quad (4.30)$$

$$q_0 n v - q_0 D \frac{\partial n}{\partial x} + \varepsilon_a \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{i_a}{A}, \quad (4.31)$$

де i_a – струм зовнішнього ланцюга.

У рівняння (4.30) і (4.31) входять дві невідомі функції: $n(x, t)$ і $E(x, t)$. Для зручності рішення доцільно (4.30) і (4.31) об'єднати в одне рівняння. З цією метою n з (4.30) підставимо в (4.31), у результаті одержимо:

$$D \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - v(E) \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{q_0}{\varepsilon_a} D \frac{dn_0}{dx} - \frac{q_0}{\varepsilon_a} n_0 v(E) + \frac{i_a}{\varepsilon_a A} = 0. \quad (4.32)$$

При виведенні рівняння (4.32) взято до уваги, що концентрація донорів n_0 може змінюватися уздовж координати x , тобто $n_0 = n_0(x)$. Нелінійні властивості діода враховуються тим, що швидкість v залежить від E .

Рівняння (4.32) будемо розв'язувати в області $0 \leq x \leq l$ при зміні часу t від 0 до ∞ . У цьому випадку для однозначного розв'язку необхідно задати початкові і граничні умови.

Як початкову умову потрібно задати функцію $E(x)$ у початковий момент часу $t=0$. Як граничні умови необхідно задати функцію $E(t)$ або $\partial E(t)/\partial t$ на границях активної області діода, тобто при $x=0$ і $x=l$.

Початкова умова. Вважаємо, що в початковий момент часу прикладена до діода напруга $U_a=0$. При цьому $E(x)=0$ у випадку, коли $\partial n_0/\partial x = 0$. Якщо ж є градієнт концентрації домішок, то виникає струм дифузії, утворюються внутрішні області зарядів і, як наслідок, з'являється струм провідності.

У стані рівноваги при $U_a=0$ сума струмів провідності і дифузійного повинна бути рівною нулю. З огляду на те, що в площині поперечного перерізу щільність струму не змінюється, у результаті додавання

(4.27) і (4.28) одержимо рівняння $-q_0 D \frac{\partial n}{\partial x} = 0$ звідки:

$$E(x) = \frac{D}{\mu_n} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$$

Беручи до уваги, що відповідно до співвідношення Ейнштейна $D/\mu_n = \varphi_T$, де φ_T - температурний потенціал ($\varphi_T = 0.025\text{В}$ при $T=300\text{К}$), і вважаючи, що $n=n_0$ у початковий момент $t=0$, остаточно запишемо початкову умову:

$$E(x, t=0) = \varphi_T \frac{1}{n_0(x)} \frac{dn_0(x)}{dx} \quad (4.33)$$

Граничні умови. Щоб задати граничні умови, потрібно знати реальний розподіл домішок по довжині кристала.

Нехай $n_0(x)$ змінюється, як показано на рис. 4.49. У структурах реальних діодів немає різких переходів від областей n^+ до області n_0 . Крім того, як видно з рис. 4.49, можливий градієнт концентрації донорів в активній області діода, а також виїмка (зменшення n_0) біля катода.

Градієнт концентрації домішки найбільш ймовірний у коротких діодах ($l \leq 5\text{мкм}$). Виїмка може утворитися в тому випадку, коли активний n_0 - шар діода отриманий шляхом епітаксialного вирощування на n^+ -підкладинці, а другий n^+ -шар утворений при впалюванні омичного контакту.

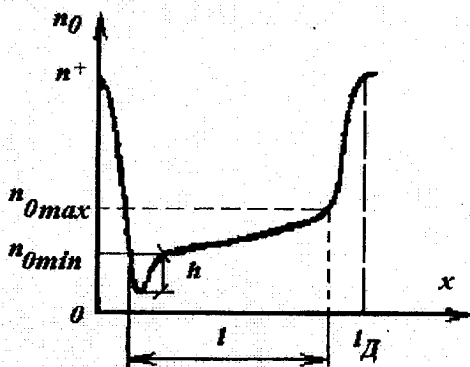


Рис. 4.49. Профіль легування ДГ

Тому що на границі активної області діода концентрація домішки n_0 збільшується до значень $10^{10} \dots 10^{19} \text{см}^{-3}$, то контакти діода по своїх електричних властивостях близькі до металу, тобто мають дуже малий опір. Якщо до діода прикладена різниця потенціалів, то спадання на-

пруги на контактах практично немає і напруженість електричного поля близька нулю. Звідси одержуємо граничні умови:

$$E(0,t)=0, E(l_d,t)=0, \quad (4.34)$$

де l_d – сумарна довжина діода, що включає активну частину і при-контактні області.

Рівняння (4.32) разом з умовами (4.33) і (4.34) являє собою модель діода Ганна. Чисельне розв'язання рівняння (4.32) з початковою умовою (4.33) і граничними умовами (34), можна розрахувати функцію $E(x,t_k)$ у дискретні моменти часу $t_1, t_2, t_3, \dots, t_k \dots$. При цьому необхідно знати значення зовнішнього струму у відповідні моменти часу $i_a(t_1), i_a(t_2), \dots, i_a(t_k), \dots$. По відомих функціях $E(x)$ можна розрахувати напругу на діоді:

$$U_a(t_k) = \int_0^{l_d} E(x,t_k) dx. \quad (4.35)$$

Знаючи $U_a(t)$, можна розрахувати струм $i_a(t)$, розв'язуючи рівняння зовнішнього кола.

Далі переходимо до наступного етапу розрахунків, знову звертаючись до рівняння (4.32) і визначаючи U_a у момент часу t_{k+1} . В остаточному підсумку одержуємо тимчасові залежності напруги на діоді $U_a(t)$ і струму діода $i_a(t)$. Крім того, стає відомим розподіл поля $E(x)$ вздовж діода в різні моменти часу. Можна також обчислити розподіл концентрації електронів n вздовж діода, розв'язуючи рівняння (4.30).

Характеристики і параметри моделі діода. Для використання моделі діода необхідно знати залежності $v(E)$, $n_0(x)$, а також параметри d, l, h . Зображена на рис. 4.48 залежність $v(E)$ може бути апроксимована виразом

$$v(E) = \left[\mu_n E + v_{нас} \left(\frac{E}{E_m} \right)^4 \right] / \left[1 + \left(\frac{E}{E_m} \right)^4 \right], \quad (4.36)$$

де $v_{нас} = 10^7$ см/с – дрейфова швидкість, що відповідає насиченню характеристики при великих напруженостях поля; $E_m = 4000$ В/см.

Рухливість електронів μ_n у слабкому полі залежить від концентрації донорів n_0 :

$$\mu_n = \frac{\mu_i}{\left(1 + \sqrt{\frac{n_0}{10^{17}}}\right)},$$

де μ_i - рухливість електронів в ідеальному бездомішковому напівпровіднику [для арсеніду галію $\mu_i \approx 8000 \text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$].

Для арсеніду галію з концентрацією донорних домішок $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \dots 2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, $\mu_i \approx 5500 \dots 8000 \text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, гранична напруженість поля $E_{\text{пор}} = 3,5 \text{КВ/см}$, дрейфова швидкість, що відповідає граничній напруженості поля, $v_{\text{пор}} = (1,5 \dots 2,0) 10^{17} \text{см/с}$.

Коефіцієнт дифузії можна обчислити за формулою:

$$D = \mu_n \varphi_T + 1,5 \tau_c v_{\text{пор}}^2, \quad (4.37)$$

де τ_c - час релаксації енергії в напівпровіднику (для арсеніду галію $\tau_c = 10^{-13} \text{с}$).

Слід зазначити, що параметри діода $v_{\text{нас}}$, μ_n , D залежать від середньої температури кристала T . Залежності $\mu_n(T)$, $v_{\text{нас}}(T)$ можуть бути апроксимовані виразами

$$\mu_n(T) = \mu_n(300/T)^{1.14}, \quad v_{\text{нас}}(T) = v_{\text{нас}}(300/T)^{0.7}.$$

Залежність $D(T)$ може бути розрахована при підстановці в (4.37) значень $\mu_n(T)$ і $v_{\text{нас}}(T)$ (4.36).

Межі застосування моделі. Розподілена одномірна модель ДГ може бути використана для рішення таких задач:

- 1) дослідження фізичних процесів у діоді при різних значеннях параметрів діода;
- 2) вивчення режимів роботи діодів у різних схемах автогенераторів на різних частотах;
- 3) пошуку оптимальних параметрів діода і зовнішнього кола.

Межі застосування обумовлені прийнятими припущеннями. Основні з них: 1) середня дрейфова швидкість електронів v залежить від миттєвого значення напруженості електричного поля E ; 2) коефіцієнт дифузії D не залежить від напруженості поля E .

Слід зазначити, що перше припущення виконується не завжди. З ростом частоти коливачь електричне поле змінюється настільки швидко, що швидкість електронів не встигає відслідковувати ці зміни. Крім того, потрібний визначений час для «розгону» електронів, протя-

гом якого вони набувають швидкість, що відповідає даній миттєвій напруженості поля. Відстань, що електрони пролітають за час розгону, повинна бути істотно меншою за довжину діода для того, щоб можна було вважати v функцією миттєвої напруженості поля E .

Отже, перше припущення обмежує застосування моделі до деякої граничної частоти (приблизно 40 ГГц) і накладає обмеження на довжину активної області діода ($l \geq 1 \text{ мкм}$). Друге припущення, пов'язане зі сталістю коефіцієнта дифузії, як показали машинні експерименти, не приводить до яких-небудь помітних обмежень застосовуваності моделі.

Рівняння (4.32) з початковою умовою (4.33) і граничною умовою (4.34) розв'язуються чисельно.

Залежність негативної активної провідності ДГ від амплітуди напруги в одночастотному режимі при сильному сигналі апроксимується формулою [3]

$$G_D = -G_1 (U_1 / U_0)^n,$$

де U_1 - амплітуда напруги;

U_0 - параметр; згідно експериментальним даною $n=1-3$.

Широко використовується еквівалентна схема активної області кристала ДГ у вигляді паралельного з'єднання частотно-залежних нелінійних активної провідності і ємності (рис. 4.50).

В одночастотному наближенні значення провідності і ємності активної області кристала ДГ залежать від структури кристала, напруги живлення U_0 , амплітуди коливань U_1 , частоти, температури кристала, рівня і відносних фаз вищих гармонік напруги. Існуючі ДГ мають різний характер залежностей і великий розкид параметрів від екземпляра до екземпляра. Зокрема, опір ДГ типу АА703 у слабкому полі може приймати значення $r_r=3-20 \text{ Ом}$, а модуль максимальної провідності діода визначається формулою

$$|G_D|_{\text{макс}} = \frac{1}{(3-10)r_r}.$$

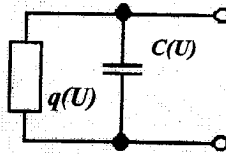


Рис. 4.50. Спрощена еквівалентна схема ДГ

Ємність активної області кристала ДГ C зв'язана з ємністю C_0 «холодного» кристала, що обчислюється як ємність відповідного плоского конденсатора, відношенням $C/C_0=1,5-2$ для режиму ОНОЗ, $C/C_0=2-5$ в інших режимах. Зокрема, для ДГ типу АА703 $C_0=0,35-0,5$ пФ. З ростом амплітуди коливань C найчастіше росте на нижніх частотах робочого діапазону, залишається приблизно постійною в середині діапазону й спадає на верхніх частотах. У більшості випадків при розрахунку автогенераторів залежність $C(U_1)$ можна не враховувати.

Повна еквівалентна схема ДГ включає еквівалентну схему активної області кристала, а також опір $r_s \approx 2$ Ом, що враховує втрати в пасивних областях кристала, індуктивність вводу $L_s=0,2-0,6$ нГн і ємність корпусу діода $C_0=0,2-0,4$ пФ. З урахуванням цих елементів еквівалентна схема ДГ в одночастотному наближенні цілком збігається з еквівалентною схемою ТД. Усі ці апроксимації, природно, справедливі лише при визначеному спектральному складі коливань у системі.

До основних параметрів ДГ відносяться (Табл. 4.8–4.10) [20]:

- частота генерації $f_{ген}$;
- генерована потужність у безперервному режимі, $P_{вих}$;
- генерована потужність в імпульсному режимі, $P_{г.і}$;
- ККД, η ;
- відносний діапазон перелаштування частоти, $\Delta f_{ген}/f_{ген}$;
- температурний коефіцієнт частоти, ТКЧ;
- коефіцієнт шуму, $F_{ш}$;
- коефіцієнт підсилення, K_y .

Таблиця 4.8

Основні параметри генераторних діодів Ганна
безупинного режиму

Тип приладу	Фірма-виготовлювач	$f, \text{ГГц}$	$P_{\text{вих}}, \text{Вт}$	$\eta, \%$
MA4915	Microwave Ass.	4,4–5,0	1,0	2,4
MA49146	Microwave Ass.	5,9–6,4	1,0	2,3
MA49147	Microwave Ass.	6,5–7,2	1,0	2,3
MA49148	Microwave Ass.	7,1–7,9	1,0	2,0
DGB6836G	Alpha Industries	8,0–12,4	0,5	2,5
DGB6843E	Alpha Industries	26,5–40	0,25	2,5
DGB8648	Alpha Industries	40–60	0,1	2,3

Таблиця 4.9

Параметри деяких генераторних діодів Ганна

Тип діода	$f, \text{ГГц}$	$P_{\text{вих. min}}, \text{Вт}$	$U_{\text{ном}}, \text{В}$	$I_p, \text{А}$
AA725A	5,0–6,0	200	11	0,8–1,5
AA725Б	6,0–7,0	200	11	0,8–1,5
AA725B	7,0–8,2	200	11	0,8–1,5
AA715Б	8,0–9,5	200	9,5	0,5–1,3
AA715Д	9,0–10,5	300	9,5	0,5–1,5
AA715И	10,0–11,5	300	9,5	0,5–1,5
AA715Л	11,0–12,5	200	9,5	0,5–1,3
AA726A	12,0–13,5	100	8,0	0,8–2,0
AA726Д	13,5–15,0	200	8,0	0,8–2,0
AA726E	15,0–16,7	200	8,0	0,8–2,0
AA726И	16,7–18,0	200	8,0	0,8–2,0
AA716A	18,0–20,0	150	6,3	0,9–2,0
AA716M	20,0–22,0	250	6,3	0,9–2,0
AA716Б	22,0–24,0	250	6,3	0,9–2,0

Продовження табл. 4.9

Тип діода	$f, \text{ГГц}$	$P_{\text{вых. min}}, \text{Вт}$	$U_{\text{ном}}, \text{В}$	$I_p, \text{А}$
AA716И	24,0–25,8	250	6,3	0,9–2,0
AA728А	25,8–29,3	50	3,0–4,5	0,75–1,7
AA728Б	29,0–33,3	50	3,0–4,5	0,75–1,7
AA728В	33,0–37,5	50	3,0–4,5	0,75–1,7
AA727А	37,5–42,0	75	3,0–4,0	0,7–1,7
AA727Б	42,0–47,0	50	2,5–3,5	0,5–1,5
AA727М	47,0–53,6	25	2,4–3,1	0,5–1,5

Таблиця 4.10

Основні параметри генераторних діодів Ганна в імпульсному режимі ОНОЗ

Тип приладу	Фірма-виготовлювач	$f, \text{ГГц}$	$P_{\text{н}}, \text{Вт}$	$K_3, \%$	$\eta, \%$
TEP032	Plessey Optoelectronic	4–8	30	–	–
MA49265	Microwave Ass.	8–12	5	–	–
TEP011	Plessey Optoelectronic	12–18	30	–	–
TEP032	Plessey Optoelectronic	18–26	5	–	–
TEP041	Plessey Optoelectronic	26–40	1	0,001	4

Частота і потужність. Діоди Ганна створені на $f=1...94\text{ГГц}$. У безупинному режимі їх $P_{\text{вых. макс}}=1,4\text{Вт}$ на $f=1...10\text{ГГц}$, $0,5\text{Вт}$ на $f=20\text{ГГц}$ і $0,25\text{Вт}$ на $f=30\text{ГГц}$. На частотах більш 30ГГц $P_{\text{вых}}=20..100\text{мВт}$ (табл. 4.8 і 4.9).

Діоди Ганна імпульсного режиму працюють на $f=1,75..64\text{ГГц}$. Найбільша вихідна потужність в імпульсі отримана на $f=1,75\text{ГГц}$. Вона складає 6кВт при $K_3=10^5$ і $\eta=10\%$. На частотах до 10ГГц імпульсна потужність складає $1...2\text{кВт}$, 200Вт на $f=20\text{ГГц}$ і кілька сотень міліватів на частотах до 64ГГц (табл. 4.10). Досягнуті в даний час на імпульсних діодах вихідні потужності ще далекі від теоретичної межі, що оцінюється в 10кВт на $f=12..18\text{ГГц}$ і 10кВт на $f=100\text{ГГц}$.

Вихідна потужність діодів Ганна істотно залежить від теплового режиму їхньої роботи. При дуже малих розмірах діодів і великій питомій потужності, що розсіюється, особливого значення набуває спосіб відведення тепла від активного шару. Найбільш ефективними мірами поліпшення тепловідводу є застосування алмазних тепловідво-

дів, а також поліпшення теплового контакту між активним шаром і тепловідводом. Застосування алмазного тепловідводу, теплопровідність якого в 2,5...3 рази більше мідного, може забезпечити 2-разове збільшення вихідної потужності діода.

Вихідну потужність генераторів на діодах Ганна можна підвищити також у результаті паралельного чи послідовного включення декількох діодів, у тому числі виготовлених в одній структурі. При паралельному включенні діодів хоча і не досягається арифметичне додавання потужностей кожного з них, однак загальна вихідна потужність може бути істотно підвищена. Так, наприклад, при рівнобіжному включенні чотирьох діодів із $P_{\text{вих}}=0,6...0,9\text{Вт}$ на $f=12,4...13\text{ГГц}$ сумарна потужність на $f=12,8\text{ГГц}$ склала 2,1Вт. Існують також приклади послідовного включення діодів, виготовлених в одній структурі. Зокрема, фірмою RCA виготовлена структура з двох діодів ($n^+n-p^+n-p^+$), що забезпечує в імпульсному режимі на $f=4\text{ГГц}$ $P_{\text{н}}=0,6\text{Вт}$ при $\eta=13,5\%$.

ККД. Найвищі ККД діодів Ганна отримані на $f=1...10\text{ГГц}$. Зі збільшенням частоти ККД діодів значно знижується. При роботі в безупинному режимі максимальні ККД=10...12% на $f<20\text{ГГц}$, 5...6% на $f<40\text{ГГц}$ і 2...3% на $f=90\text{ГГц}$. Імпульсні діоди Ганна в доменному режимі мають $\eta=30\%$ на $f=1...10\text{ГГц}$, 20% на $f=20...30\text{ГГц}$. Використання режиму ОНОЗ дозволяє підвищити ККД діодів у міліметровому діапазоні.

Зниження ККД діодів у безупинному режимі зв'язано головним чином з погіршенням умов відводу тепла. Тому міри, прийняті для підвищення потужності за рахунок поліпшення тепловідвода, забезпечують одночасно і деяке підвищення ККД. Ефективність роботи діодів можна підвищити, якщо вжити заходів по досягненню оптимального підстроювання зовнішнього ланцюга не тільки на першу гармоніку, але і на більш високі гармонійні складові коливальні, що виникають у діодах. На діодах Ганна в режимі ОНОЗ за допомогою підстроювання на першу і другу гармоніки генераторів удалося підвищити ККД у 1,5 рази.

Перелаштування частоти. Діоди Ганна зберігають негативний опір у широкій смузі частот. Для діодів з GaAs при роботі в доменному режимі робоча смуга частот може бути рівною октаві, а для діодів з фосфіду індію – більше октави. Така ширина смуги робочих частот не є граничною. Її можна ще розширити, якщо застосувати катодний контакт із бар'єром Шоттки. У цьому випадку негативний опір діодів підтримується в смузі частот, що займає кілька октав.

Реалізація зазначених можливостей залежить від застосовуваних способів перелаштування частоти зовнішніх резонаторів. Відомо бага-

то технічних рішень по забезпеченню електричної і механічної перебудови резонаторів. Найбільш широке застосування для електричного перелаштування частоти генераторів Ганна одержали варактори і монокристали залізо-іттриєвого граната (ЗІГ), резонансна частота яких змінюється за допомогою електромагніта.

ТКЧ. Значення ТКЧ діодів Ганна визначається температурними залежностями ВАХ напівпровідника і контактних з'єднань. ТКЧ діодів з GaAs на $f=2...10$ ГГц лежить у межах від 0,5 до 2МГц/°С. У діодів у режимі ОНОЗ у цьому ж діапазоні частот ТКЧ досягає 4МГц/°С. Досить значні зміни частоти діодів Ганна при зміні температури навколишнього середовища є деяким обмеженням їхнього застосування в окремих видах РЕА. Однак цей недолік усувається при застосуванні резонаторів з термокомпенсацією і спеціальних стабілізуючих схем.

АМ і ЧМ шуми. Генераторні діоди Ганна мають дуже малі АМ і ЧМ шуми і тому є перспективними приладами для створення гетеродинів і генераторів накачки. АМ шум при роботі з двома бічними смугами і зрушенні від несучої на 5кГц у смузі шириною 100Гц оцінюється значенням - 140дБ. ЧМ шум при зрушенні від несучої на 10кГц у смузі частот 70Гц складає -40дБ при добротності резонатора $Q=100$ і 70дБ при $Q=1000$. За рівнем АМ і ЧМ шумів діоди Ганна практично не поступаються відбивним клістроном.

Коефіцієнт підсилення. Діоди Ганна використовуються також для посилення НВЧ коливань. У залежності від профілю легування і частоти звичайно $K_y=6...15$ дБ. Добуток коефіцієнта підсилення на смузі пропускання оцінюється значеннями 2...13ГГц. Діоди Ганна широко застосовуються в малощумлячих підсилювачах міліметрового діапазону. Зокрема, випускаються широкосмугові малощумлячі підсилювачі на $f=18...26$ і $26...40$ ГГц. У цих підсилювачах використані діоди з $K_y=6$ дБ і K_m не більш 17дБ.

Коефіцієнт шуму. Підсилувальні діоди Ганна серед інших напівпровідникових приладів міліметрового діапазону мають найменші шуми. По чутливості підсилювачі на діодах Ганна наближаються до підсилювачів на тунельних діодах, перевершуючи їх на кілька порядків по вихідній потужності.

За теоретичними оцінками мінімальні значення коефіцієнта шуму діодів Ганна при використанні GaAs складають 6...7дБ, а фосфіду індію -4...5дБ.

Однак кращі значення коефіцієнта шуму, досягнуті практично на експериментальних зразках діодів Ганна з GaAs, складають 10,5дБ на $f=11$ ГГц і 16,2дБ на $f=33$ ГГц, а діодів з фосфіду індію - 9,2дБ на $f=11$ ГГц, 10,7дБ на $f=14$ ГГц і 7,5дБ на $f=33$ ГГц. Як видно з приведених даних, діоди Ганна з фосфіду індію за коефіцієнтом шуму скла-

дають серйозну конкуренцію арсенід-галієвим діодам.

Довговічність. Середній час безвідмовної роботи діодів Ганна при їхньому якісному виготовленні і гарному відводі тепла досягає 100 тис. год і більше. В даний час відомо близько кілька сотень типів промислових і експериментальних діодів Ганна, що знайшли застосування у твердотільних НВЧ приладах різного призначення. На їхній основі створюються генератори і підсилювачі безупинного й імпульсного режимів, генератори накачування параметричних підсилювачів, місцеві гетеродини прийомних пристроїв і малощумлячі входні підсилювачі. Діоди Ганна виготовляються в декількох конструктивних варіантах, що зводяться до двох основних різновидів: типу «сандвіч» і планарної. Структури типу «сандвіч» застосовуються при виготовленні діода в дискретному виконанні (див. рис. 4.42). Габаритні розміри найбільш розповсюджених конструкцій діодів Ганна приведені на рис. 4.51.

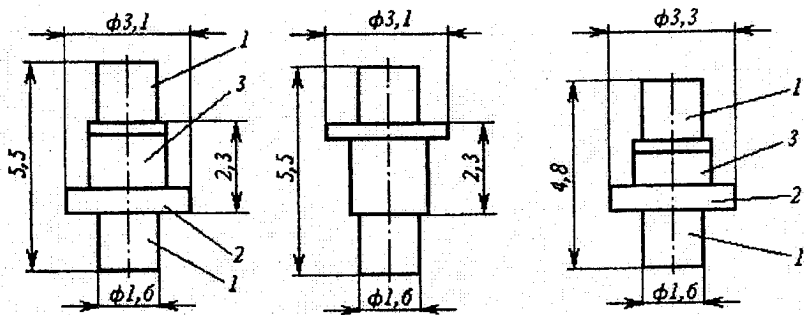


Рис. 4.51. Габаритні розміри діодів Ганна різної конструкції:
1 – виводи; 2 – тепловідвід; 3 – керамічний корпус

Маса цих діодів знаходиться в межах від одного до декількох грамів. Планарні структури привабливі тим, що вони забезпечують можливість виготовлення приладів методами інтегральної технології і створення монолітних НВЧ інтегральних схем.

4.5. Інжекційно-пролітні діоди

Негативний опір на змінному сигналі виникає в тому випадку, коли різниця фаз між змінними напругою і струмом більше 90° . Найбільший негативний опір отримують при різниці фаз 180° .

В електронних приладах, змінюючи час прольоту носіїв заряду, інжекттованих одним з електродів і зібраних іншим, можна одержати

потрібну різницю фаз. У 1954 р. Шоклі [21] запропонував використувати цей принцип у тришарових напівпровідникових приладах (рис. 4.52а) і в 1957р. одержав патент. При відповідній напрузі електрони інжектуються прямозміщеним лівим переходом, пересуваються по р-області і збираються зворотноміщеним правим переходом. Рух носіїв у р-шарі відбувається завдяки дифузії і дрейфу. Час прольоту дасть потрібну різницю фаз між струмом і напругою.

У 1957 р. Рід [22] описав подібний прилад (рис. 4.52б), що працює в режимі змикання переходів при подачі напруги $U_{\text{смык}}$ на який одержав патент ще в 1954 р. При додаванні напруги центральна область приладу збіднюється рухливими носіями. На протигагу діоду Шоклі електрони інжектуються в збіднену область під дією ударної іонізації з лівого р-переходу. Потім вони дрейфують через збіднену область, і їхній час прольоту приводить до зсуву фаз між напругою і струмом.

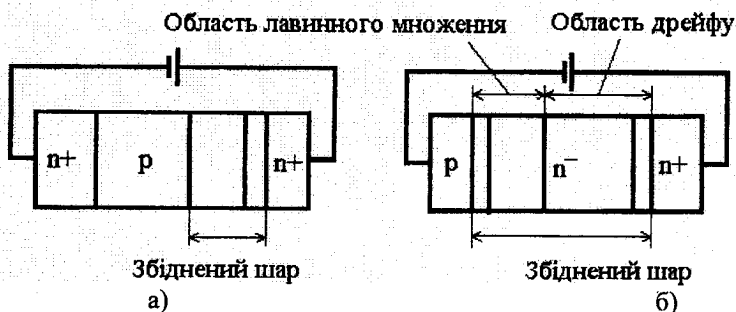


Рис. 4.52. Напівпровідникові структури:
а - діод Шоклі; б - діод Ріда

Порівняння цих структур показує, що діод Ріда має великі переваги перед діодом Шоклі. Рухливі носії, що з'являються після ударної іонізації, уже мають зрушення по фазі, рівне 90° , відносно напруги. Тому для одержання найбільшого негативного опору потрібний додатковий зсув по фазі 90° , якого можна легко досягти за рахунок часу прольоту через збіднену область. Інжектвані носії відразу попадають в область дрейфу з високою напруженістю поля, що легко забезпечується конструкцією приладу. Це дозволяє носіям пересуватися зі швидкістю насичення і дає можливість структурі працювати на високих частотах. Структура, запропонована Рідом, має такі недоліки в порівнянні з діодом Шоклі:

- процесу ударної іонізації властиві значні шуми, тому підсилю-

- вачі і генератори на основі діода Ріда будуть також мати великі шуми;
- процес ударної іонізації вимагає великої потужності для одержання значних полів.

На початку 70-х років були розроблені, виготовлені і випробувані структури, названі БАРИТТ-діодами (Barrier Injection Transit Time Diodes), що дали можливість генерувати і підсилувати потужність у НВЧ діапазоні. В радянській літературі такі діоди одержали назву інжекційно-пролітних (ІПД). В даний час найбільш широко досліджені структури метал – напівпровідник – метал М-n-M, М-n-p, p-n-p і p-n-v-p.

Уперше можливість одержання генерації у НВЧ діапазоні за допомогою ІПД експериментально доведена в 1971 р. для структур типу М-n-M. Аналіз експериментальних результатів показав, що в ІПД можна одержати потужність генерації більш 100мВт, а частотний діапазон генерації збігається з частотним діапазоном появи негативного опору, однак максимум потужності зсунутий в область більш низьких частот у порівнянні з максимумом опору [23].

Наступні розробки ІПД були спрямовані на підвищення потужності, ККД і пошуки нових структур. Порівняння характеристик при малому і великому сигналах діодів Ганна, ЛПД і ІПД, що працюють у режимах посилення і генерації показали такі значення ККД: 8–10% для діодів Ганна; 7% для ЛПД на основі Si; 20% для ЛПД на основі GaAs і 2% для ІПД. Таким чином, отримані експериментальні результати показали, що ІПД можуть з успіхом застосовуватися в генераторах і підсилювачах НВЧ діапазону завдяки низькому рівню шумів.

Для аналізу роботи ІПД розглянемо структуру (рис. 4.52а), на яку подана напруга, трохи менша за напругу змикання $U_{\text{змик}}$. Напруженість поля показана на рис. 4.53 [23]. Середній шар у ІПД можна назвати базою. Припустимо, що постійна напруга U_0 подається на ІПД із такою полярністю, що правий перехід зміщається в зворотному напрямку, а лівий – у прямому. Напруга U_0 така, що база збіднюється не цілком, тобто збіднені шари переходів не зникають. Концентрація домішок звичайно вибирається з розрахунку, щоб змикання відбулося швидше, ніж наступить лавинне множення. У цьому випадку струм, що протікає через ІПД, значно менше 1мкА і дорівнює струму зворотно зміщеного переходу. Припустимо, що напруга збільшується на ΔU і конфігурація поля міняється (рис. 4.53а). База цілком збіднюється носіями, і відбувається змикання переходів. Електрони, інжектвані лівим переходом, попадають відразу в збіднену область, дрейфують і збираються правим переходом. У цьому випадку через ІПД протікає

значний струм. Як видно з рис. 4.53б, вольт-амперна характеристика ПД після змикання переходів різко нелінійна.

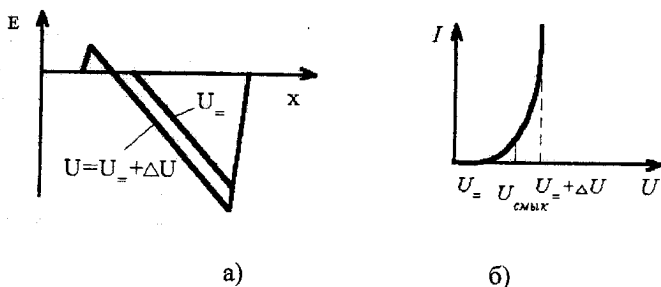


Рис. 4.53. ПД p^+-p^+ -типу: а – розподіл напруженості поля; б – вольт-амперна характеристика діода

Розглянемо фізичні основи роботи ПД. Коли носії рухаються в напрямку, у якому їх переміщає електричне поле, то воно здійснює роботу над носіями і при цьому віддає їм енергію. Коли носії рухаються в напрямку, протилежному тому, у якому прагне переміщати їх електричне поле, то носії віддають енергію електричному полю. Основне явище, що використовується в ПД, полягає в тому, що в діоді створюються умови, коли постійне поле переміщає носії в напрямку, протилежному тому, у якому їх переміщає змінне поле, тобто енергія, що віддається постійним полем, поглинається полем змінного струму.

Робота ПД при подачі постійної і змінної напруг показана на рис.4.54а. Після змикання переходів інжектовані електрони створюють струм $I_s(t)$ (рис. 4.54б). При низьких напруженостях полів, коли швидкість носіїв пропорційна напруженості, залежність результуючого струму I_1 від t має форму трикутника (рис. 4.54в). Якщо ж дрейф відбувається зі швидкістю насичення то на виході форма струму $I_1(t)$ виходить майже прямокутної (рис. 4.54г). В обох випадках струм зсувнутий по фазі щодо напруги. Відповідним вибором ширини бази зсув фаз може бути заданий таким, щоб значна частина струму відрізнялася по фазі на 180° від напруги, що дозволило б потужності виділятися в навантаженні.

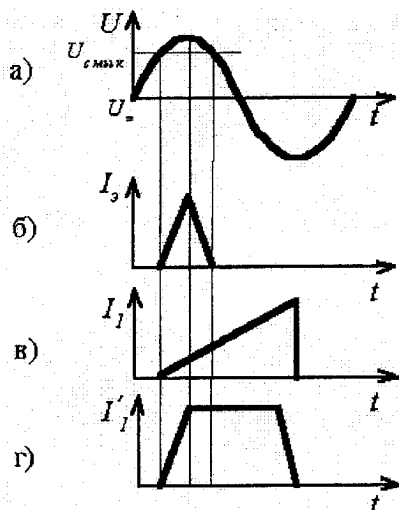


Рис. 4.54. Залежності напруги U (а), струму електронів I_3 (б) і результуючого струму I_1 і I'_1 (в, г) від часу

Розрахунок опору діода проводиться за таких припущень [23]:

- напруга $U > U_{FB}$;
- відсутня область інжекції;
- не враховується дифузія носіїв;
- швидкість дрейфу носіїв постійна і не залежить від поля;
- статичні параметри діода просторово однорідні;
- не враховуються процеси генерації і рекомбінації.

Густина змінного струму J не залежить від величини "x" і складається з таких компонентів:

$$J = J_n(x) + J_d(x) = J_n(x) + j\omega \epsilon_n E_{max}(x) \quad , \quad (4.38)$$

де $J_d(x)$ – густина струму зміщення; $J_n(x)$ – густина струму провідності; $\epsilon_{max}(x)$ – напруженість змінного поля в області дрейфу, ϵ_n – діелектрична проникність напівпровідника.

Густина змінного діркового струму інжекції в цьому випадку складає комплексну частину густини струму J :

$$J_p = MJ .$$

З урахуванням сталості швидкості v_s , величину струму провідності можна записати в такий спосіб:

$$J_n(x) = MJ \exp\left(-\frac{j\omega(x)}{v_s}\right). \quad (4.39)$$

З виразів (4.38) і (4.39) можна визначити величину поля в області дрейфу

$$E_{max}(x) = \frac{J}{j\omega\epsilon_n} \left[1 - M \exp\left(-\frac{j\omega(x)}{v_s}\right) \right].$$

Якщо припустити, що амплітуда змінної складової напруженості поля на границі другого переходу значно менше постійної складової, тобто

$$E_{max2} \ll E_{max20},$$

то можна записати

$$J_{p2} = J_{p20} + J_{p2},$$

де

$$J_{p20} = A_p T^2 \exp\left[-\frac{(\varphi_{00p2} - \Delta\varphi_{00p2})}{\varphi_T}\right];$$

$$J_{p2} = \left(J_{p20} / 2\varphi_T \right) \cdot E_{max2} \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_n E_{max20}}},$$

де A_p^* – постійна Річардсона.

Спільним рівнянням для J і $J_n(x)$ знаходиться величина M

$$M = \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_b}},$$

$$\text{де } \omega_b = \left[\frac{1}{2\varepsilon_n \Phi_T} \sqrt{\frac{q}{4\pi\varepsilon_n E_{\max} 20}} \right] \left(J_{p20} / E_{\max} 20 \right).$$

Підставляємо M в рівняння для $E_{\max}(x)$ і проводячи інтегрування по всій довжині області дрейфу, одержують змінну напругу на діоді

$$U = \frac{JL}{j\omega\varepsilon_n} \left\{ 1 - \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_b} [(1 - \exp(-j\theta)) / j\theta]} \right\},$$

де $\theta = \omega L / v_s$ – кут прольоту, L – довжина прольоту діода.

Використовуючи отримані вирази, визначається змінний опір:

$$Z = \frac{1}{\omega C_B} \frac{1 - \cos\theta + (\omega/\omega_b) \sin\theta}{\theta [1 + (\omega/\omega_b)^2]} + \frac{1}{j\omega C_B} \left\{ 1 - \frac{\sin\theta - (\omega/\omega_b)(1 - \cos\theta)}{\theta [1 + (\omega/\omega_b)^2]} \right\}$$

де C_B – ємність діоду.

Аналіз отриманого виразу показує, що для кутів прольоту $2\pi(n+1/2) < \theta < 2\pi(n+1)$, де $n=0, 1, 2, 3 \dots$, ПДД має негативний опір і при зменшенні відношення ω/ω_b діапазон θ , у якому величина $\text{Re}Z$ негативна, зменшується. Оптимізуючи величину $\text{Re}Z$ по параметрах ω/ω_b і θ , можна одержати оптимальний кут прольоту, рівний 292° . При цьому куті оптимальне відношення $\omega/\omega_b = 1,88$. Максимальна добротність рівна 22,5. Ця величина для ПДД значно більше, ніж для ЛПД, і набагато більше, ніж необхідно для самозбудження схем з діодом. Максимальна частота генерації ПДД при нормальній температурі виходить нижче 2ГГц. Для підвищення частоти потрібно використовувати діод при більш високих температурах.

Тому виникає питання про можливість збільшення частоти генерації. Аналіз виразу ω_b показує, що зростання частоти можна одержати при збільшенні струму J_{p20} і, отже, при зменшенні висоти бар'єра Φ_{0p2} . При цьому вважалось, що зменшення висоти бар'єра пов'язане лише з ефектом Шоттки. Одним з найбільш реальних додаткових механізмів, що також відповідають за зменшення висоти бар'єра, є вплив щільності поверхневих станів і товщини діелектричного шару на гра-

ниці напівпровідника і металу. Тоді з урахуванням зроблених зауважень можна записати

$$\omega_b = \frac{J_{p20}}{\varepsilon_n \varphi_T} \sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_n E_{max20}} + \alpha_{y2}},$$

де

$$J_{p20} = A_p T^2 \exp \left[- \frac{\left(\varphi_{00p2} - \sqrt{\frac{qE_{max20}}{4\pi\varepsilon_n}} - \alpha_{y2} E_{max20} \right)}{\varphi_T} \right].$$

Звичайно $\alpha_{y2} \approx 1 \dots 3 \text{ мкм}$. При $\alpha_{y2} = 1 \text{ нм}$ можна реально одержати НВЧ генерацію в діапазоні $1 \dots 10 \text{ ГГц}$ вже при кімнатній температурі.

По своїх шумових характеристиках ПД значно випереджають ЛПД і порівнянні з діодами Ганна.

Дробові шуми в ПД з'являються в результаті інжекції неосновних носіїв із прямозмщеного переходу в збіднений шар. При наявності об'ємного заряду неосновних носіїв дробовий шум послаблюється і стає трохи менше на частоті $11,8 \text{ ГГц}$. У смузі частот 30 МГц і струмі 20 мА , потужність шуму $0,2 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}$. Відношення сигнал-шум у смузі 1 МГц дорівнює -99 дБ . Остання величина практично порівнянна із шумами відбивного клістрона, у якому відношення сигнал-шум змінюється від -96 до -90 дБ .

Крім дробових шумів, викликаних інжекцією неосновних носіїв з прямозмщеного переходу, у ПД існують дифузійні шуми, що виникають через флуктуацію струму завдяки розподілу носіїв по швидкостях. Дифузійний шум може бути порівняний з дробовим і навіть може перевищити його при великій щільності постійного струму. Тому становить значний інтерес порівняти обидва типи шумів.

Досить часто ПД використовуються в підсилювачах, що працюють при високих потужностях, і отже, великих щільностях струму. У цьому випадку може переважати дифузійний шум над дробовим.

ПД в основному застосовуються як гетеродини приймачів НВЧ-діапазону і працюють при великому сигналі. Експериментальні дослідження шумів ПД указують на відносно мале розходження між шумами при великому $F_{ш0}$ і малому $F_{ш}$ сигналах. Так, для ПД $F_{ш0} = 21 \dots 29 \text{ дБ}$, а $F_{ш} = 12 \dots 20 \text{ дБ}$, для ЛПД $F_{ш0} = 60 \text{ дБ}$, а $t_{ш} = 34 \text{ дБ}$.

Становить інтерес порівняти М-п-р- і р-п-р-ПД, на яких отримані НВЧ коливання. Проведені досліди показали, що $\eta = 2\%$ для ПД типу р-п-р а для М-п-р $\eta = 1,4\%$. Потрібно відзначити, що поряд з великою напругою $U_{\text{змик}}$ діод М-п-р-типа також має і велику потужність генерації. Обидва діоди мають негативний опір у діапазоні 5,5...9ГГц, причому максимум досягається на частоті 7ГГц. Максимум коефіцієнта відображення спостерігається на частотах 7 і 15ГГц, і кути прольоту в цьому випадку рівні $3\pi/2$ і $7\pi/2$. Порівняння цих двох типів діодів по величині дробового і дифузійного шумів показало, що для ПД типу М-п-р оптимальне шумове відношення по-різному 11дБ, а для ПД типу р-п-р 10дБ. Дифузійні шумові струми поблизу інжектуючого контакту виявилися значно вище для р-п-р-ПД ніж для М-п-р-ПД.

4.6. S-діод

У вищерозглянутих НВЧ негатронах (ДГ, ЛПД, ПД) виникнення НС пов'язане з перетворенням кінетичної енергії електронів в енергію високочастотного поля. Існують і інші фізичні механізми, що забезпечують реалізацію НО у напівпровідникових діодах. Такі діоди мають S-подібну ВАХ і одержали назву S-діодів. Розглянемо умови виникнення негативного опору в цих діодах [24].

При виведенні вольт-амперних характеристик випрямляючих діодів передбачалося, що вся зовнішня напруга падає на *p-n-переході*. Спадання напруги на омичному опорі базової області вважається рівним нулю, однак, у «довгих» діодах (рис. 4.55), у яких $W > L_{p,n}$, на основі високоомних напівпровідників спадання напруги в базі зневажати не можна (W – ширина бази, $L_{p,n}$ – довжина дифузії дірок у базі).

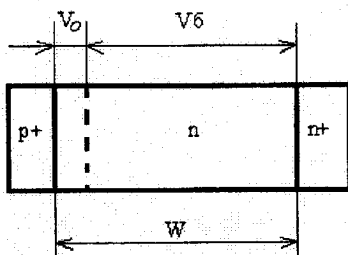


Рис. 4.55. Структура діода з довгою базою

У цьому випадку прикладена до діода напруга V розподіляється між областю об'ємного заряду р-п-переходу і базою (на прикладі р+n-n+-структури, рис. 4.55):

$$V = V_0 + V_6 \quad (4.40)$$

Спадання напруги на p - n -переході можна записати в загальному вигляді як [25]

$$V_0 = \left(\frac{\beta K T}{q} \right) \ln \left(1 + \frac{I}{I_{нас.}} \right), \quad (4.41)$$

де при низьких рівнях інжекції $\beta=1$, а при високих $\beta=2$. Спадання напруги на базі визначається як

$$V_6 = \int_0^W E dx \approx IR_6 = \frac{I}{\sigma_6}, \quad (4.42)$$

де R_6, σ_6 – опір і провідність бази діода

Залежність $E(j, p)$ визначається з рівнянь для струмів $j=j_n^+$, а $p(x, j)$ – з рішення рівняння безперервності. Гранична умова $p(x=0)$ залишається незмінною, а $p(x=W)$ залежить від швидкості рекомбінації носіїв на n - n^+ -контакті. Обчислений в такий спосіб вираз для σ_6 має складний вигляд. Спрощено його можна представити у вигляді

$$\sigma_6 = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{I}{I_0} \right)^\chi \right], \quad (4.43)$$

де I_0 – постійна, обумовлена електрофізичними параметрами початкового матеріалу, геометричними розмірами структури і властивостями n - n^+ -контакту, χ – істинна робота виходу електрона з напівпровідника у вакуумі.

Диференціальний опір діода при прямому зміщенні на підставі (4.40)–(4.45) запишеться як

$$R_D = \frac{dV}{dI} = \frac{\beta KT}{q(1+I_{нас})} + \frac{1+(1-\chi)\left(\frac{I}{I_0}\right)^\chi}{\sigma_0 \left[1+\left(\frac{I}{I_0}\right)^\chi\right]^2} \quad (4.44)$$

Теоретичні оцінки показують, що якщо рухливість μ , час життя τ , чи коефіцієнт інжекції p - n -переходу не залежать від струму, то завжди $\chi \leq 1$, тобто провідність бази росте зі збільшенням струму чи лінійно слабшає і негативний опір не виникає. Для виникнення ділянки негативного опору на вольт-амперній характеристиці діода необхідний надлінійний зріст провідності бази зі збільшенням струму ($\chi > 1$). Це можливо, якщо одночасно зі збільшенням інжекції ростуть параметри, що визначають розподіл інжектованих носіїв у базі (рухливість, час життя) чи росте коефіцієнт інжекції p - n -переходу.

Фізичний механізм виникнення негативного опору полягає в перерозподілі зовнішньої напруги між p - n -переходом і базою. Зі збільшенням струму через діод росте інжекція носіїв заряду в базу і зменшується її опір. З цієї причини зовнішня напруга, прикладена до діода, перерозподіляється, а саме, частина напруги, що падає на базі, зменшується, а частина, що падає на p - n -переході, збільшується. Збільшення напруги на p - n -переході приводить до збільшення концентрації інжектованих носіїв у базі діода, а це – до подальшого зменшення опору бази, перерозподілу напруги і т. ін. Це і є позитивний зворотний зв'язок по струму, необхідний для появи негативного опору. Однак опір p - n -переходу з ростом струму також зменшується, тому такий процес можливий тільки в тому випадку, якщо опір бази зменшується з ростом струму сильніше, ніж опір p - n -переходу. Для цього, як відзначалося вище, необхідно, щоб провідність бази збільшувалася не тільки за рахунок інжекції, але і за рахунок якогось додаткового механізму. Отже, розгляд принципів дії S -діодів і зводиться до аналізу цих додаткових механізмів зміни провідності бази.

Збільшення часу життя інжектованих носіїв у компенсованому напівпровіднику. Зростання провідності бази діода може відбуватися через збільшення часу життя інжектованих носіїв заряду з ростом їхньої концентрації. Тому що $L_p \sim \sqrt{\mu \tau_p}$, то зростання τ_p обумовлює збільшення довжини затягування інжектованих у глиб бази носіїв, що веде до росту її провідності. На рис. 4.56 показані вольт-амперні хара-

ктеристики діода для двох значень L_p ($L_{p2} > L_{p1}$).

Як видно з рисунка, ріст L_p від L_{p1} до L_{p2} в інтервалі струмів I_1 – I_2 приводить до переходу вольт-амперної характеристики від першої до другої й утворенню ділянки з негативним опором (1–2). Варто підкреслити, що ріст L_p повинний відбуватися в інтервалі струмів, що відстоїть від початку характеристики. Якщо ж L_p почне збільшуватися з ростом струму від 0, то перехід від однієї характеристики до іншої почнеться відразу від $I=0$ і ділянка з негативним опором не утвориться. Розглянемо один з механізмів зростання τ_p .

Нехай база діода являє собою компенсований напівпровідник, легований донорними й акцепторними домішками. У якості донорної взята домішка, що утворить енергетичні рівні, що мілко залягають в забороненій зоні напівпровідника.

При використанні германія це може бути, наприклад, сурма чи вісмут. Як акцепторну домішку розглянемо золото, що утворить у забороненій зоні германію глибокі акцепторні рівні. Атоми золота можуть знаходитися в чотирьох станах: захоплюючи один електрон – Au^- , два – Au^{2-} , три – Au^{3-} і віддаючи один електрон – Au^+ . Відповідні енергії для переходу в зону провідності з акцепторних рівнів рівні 0,57; 0,2; 0,05eВ. Донорний рівень розташований на 0,04 eВ вище стелі валентної зони (рис. 4.57).

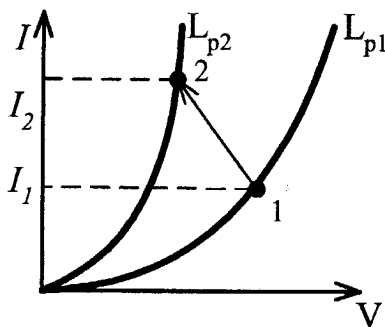


Рис. 4.56. Утворення ділянки негативного опором на вольт-амперній характеристиці діода за рахунок збільшення L_p

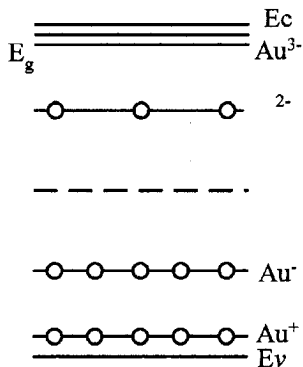


Рис. 4.57. Енергетична діаграма германія n-типу, компенсованого золотом

Якщо концентрація донорної домішки N_d і золота N задовольняє нерівності $N < N_d \leq 2N$, то в цьому випадку електрони з дрібних донорних рівнів перейдуть на два нижніх акцепторних рівні золота. Акт рекомбінації інжектваної у базу дірки буде складатися в цьому випадку з двох етапів: 1) захоплення дірки на рівень Au^{2-} перетворення Au^{2+} в Au^{-} , 2) захоплення електрона на цей рівень.

Визначальним процесом є перший, оскільки перетин захоплення дірки на Au^{2-} (відповідаючи захопленню на центр із кулонівським притяганням) у багато разів більше перетину захоплення електрона на Au^{-} . При малих концентраціях інжектованих дірок їхній час життя визначається перетином захоплення дірки на Au^{2-} . Зі збільшенням концентрації дірок майже всі двозарядні іони золота перетворюються в однозарядні. Після цього швидкість рекомбінації дірок визначається перетином захоплення електронів однозарядними негативними іонами золота, тому що цей процес підготовляє домішка до захоплення наступної дірки. Оскільки переріз захоплення електрона на Au^{-} багато менше перерізу захоплення дірки на Au^{2-} , то й час життя дірок збільшується з ростом їхньої концентрації в базі діода.

Збільшення рухливості інжектованих носіїв у компенсованому напівпровіднику. У компенсованих напівпровідниках, що містять домішкові центри, що утворюють глибокі рівні в забороненій зоні, рухливість носіїв залежить від заряду на цих центрах, тобто від концентрації іонізованих центрів. При інжекції носіїв у такого напівпровідника відбувається їхнє захоплення на іонізовані центри, внаслідок чого концентрація іонізованих центрів зменшується. Поряд зі зміною

ступеня заповнення домішкових центрів відбувається підвищення концентрації вільних носіїв, і як наслідок, додаткове екранування заряду розсіюючих центрів. Внаслідок цього дія розсіюючих центрів послаблюється, і рухливість носіїв зростає. Відповідно зменшується розсіювання на іонізованих центрах, і рухливість інжекттованих носіїв збільшується з ростом їхньої концентрації в напівпровіднику. Відзначимо, що розсіювання зменшується для обох типів носіїв – основних і неосновних, тобто ростуть μ_n і μ_p , а їхнє відношення b можна вважати постійним. Тому з ростом струму росте не тільки L_p , але також і σ_n .

Зростання біполярної рухливості. У досить довгих діодах з високоомного напівпровідника при високих рівнях інжекції струми, що протікають, визначаються не дифузиею нерівновагих носіїв, а їхнім дрейфом в електричному полі. При цих умовах розподіл інжекттованих носіїв у базовій області носить не дифузійний, а дрейфовий характер і визначається біполярною рухливістю μ_b , залежність якої від концентрації носіїв у загальному випадку має вигляд

$$\mu_b = \frac{n - p \left(\frac{dn}{dp} \right)}{n\mu_p + p\mu_n}.$$

Якщо часи життя електронів і дірок однакові, то тоді збільшення концентрацій електронів і дірок будуть рівні, тобто $dn/dp=1$. У цьому випадку вираз для біполярної рухливості спрощується:

$$\mu_b = \frac{n - p}{n/\mu_p + p/\mu_n}.$$

З ростом концентрації носіїв μ_b монотонно спадає від значення, рівного рухливості неосновних носіїв (рис. 4.58, крива 1).

Біполярна рухливість характеризує напрямок і швидкість руху пакета нерівновагих носіїв в електричному полі. У напівпровіднику з рівними часами життя електронів і дірок пакет рухається убік руху в поле неосновних носіїв.

Однак звичайно в напівпровідниках часи життя електронів і дірок нерівні, тобто $dn/dp \neq 1$. Залежність біполярної рухливості виявляється істотно складнішою і може стати немонотонною. Найбільш цікаві явища спостерігаються у випадку, коли неосновні носії захоплюються інтенсивніше, ніж основні: $dn/dp > 1$. У такому напівпровіднику біполярна рухливість спадає з ростом концентрації швидше, ніж у напівпровіднику з рівними часами життя. Однак з ростом рівня інжекції

відбувається така зміна заповнення рекомбінаційних рівнів і рівнів па-
сток, що часи життя носіїв зближаються. При досить великих концен-
траціях значення біполярної рухливості прагне до її величини для на-
півпровідника з однаковими часами життя носіїв (криві 2 і 3 на рис.
4.58).

На визначеній ділянці біполярна рухливість має мінімум і потім
починає зростати. У цій області концентрацій інжектвані носії почи-
нають інтенсивно заливати базову область напівпровідника, тому що
зростання μ_p , приводить до збільшення глибини проникнення носіїв,
інжектваних з р-п-перехода. Зростання біполярної рухливості і є ме-
ханізм, що визначає надлінійну залежність провідності бази від стру-
му. Він і приводить до появи області негативного опору. Вольт-
амперна характеристика отримує S-подібний вигляд.

Розглянутий вище механізм негативного опору є в більшості ви-
падків основним для S-діодів на основі високоомних напівпровідни-
ків.

Якщо час життя неосновних носіїв менше часу життя основних,
то тоді чисельник у виразі для біполярної рухливості з ростом концен-
трації може змінити знак. У такому випадку електричне поле, що ви-
никає в базовій області, буде перешкоджати дифузії носіїв, інжекто-
ваних у глиб напівпровідника (крива 3, рис. 4.58). В області концен-
трацій, при яких $\mu_c \approx 0$, у напівпровіднику виникають електричні нестабі-
льності.

Зміна коефіцієнта інжекції р-п-переходу. Вольт-амперна харак-
теристика S-типу, власне кажучи, утворюється в діоді за рахунок того,
що при малих струмах концентрація інжектваних носіїв заряду в ко-
жній точці бази слабко росте зі збільшенням струму, а при досягненні
визначеного значення струму (I_{cp}) зростання концентрацій зі збіль-
шенням струму стає надлінійним. Якби концентрація надлінійно росла
зі струмом починаючи від $I=0$, то вольт-амперна характеристика не
мала би ділянок з негативним опором. Отже, для утворення вольт-
амперної характеристики S-типу необхідно зменшити інжекцію носіїв
заряду при малих струмах через діод. Одним зі способів цього може
бути шунтування р-п-переходу опором (рис.4.59). При малих струмах
через структуру опір р-п-переходу великий і весь струм протікає через
включені послідовно опір R і опір n-бази. Вольт-амперна характерис-
тика при цьому лінійна (1 на рис. 4.59.)

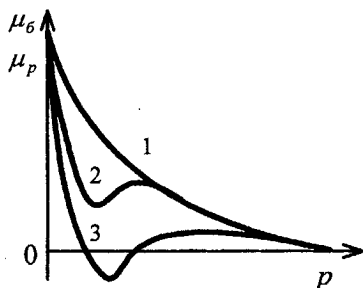


Рис. 4.58. Залежність біполярної рухливості від концентрації дірок у високоомному напівпровіднику n-типу провідності

З ростом струму опір р-п-переходу зменшується, що веде до збільшення інжекції носіїв заряду в базу, зменшення опорю бази і, отже, до росту загального струму. Одночасно зі збільшенням загального струму відбувається перерозподіл струму між опором R і р-п-переходом вбік росту частини загального струму через р-п-перехід. Це збільшує позитивний зворотний зв'язок по струму і приводить до надлінійного зменшення опорю бази з ростом струму. При великих струмах опір р-п-переходу багато менше R і весь струм протікає через р-п-перехід (залежність 2).

Внаслідок переходу з ростом струму від залежності 1 до залежності 2 і утворюється вольт-амперна характеристика S-типу (рис. 4.59). Перерозподіл струму між опором R і р-п-переходом з ростом струму еквівалентний збільшенню коефіцієнта інжекції переходу $I_p/(I_p+I_n)$. У реальних р-п-переходах роль опорю R може виконувати витік струму по поверхневих каналах, рекомбінація інжекттованих носіїв в області об'ємного заряду і т. ін.

При використанні напівпровідника, близького до власного, найбільш ефективно шунтування р-п-переходу додатковим p^+ -контактом (рис.4.59б). При малих струмах опір p^+ -п-контакту багато менше опорю р-п-переходу і весь струм протікає через p^+ -п- p^+ -структуру. У такій структурі відбувається ексклюзія носіїв заряду, тобто концентрація носіїв заряду в обсязі напівпровідника з ростом напруги зменшується, і диференціальний опір зразка збільшується (крива 1 на рис. 4.59б). Там же, як і в розглянутому вище випадку, з ростом загального струму опір р-п-переходу зменшується і відбувається перерозподіл струму між p^+ -п-контактом і р-п-переходом убік збільшення частини загального струму через р-п-перехід. Збідніння бази носіями заряду за рахунок ексклюзії змінюється збагаченням за рахунок інжекції. Такий по-

зтивний зворотний зв'язок по струму і приводить до надлінійного росту провідності бази зі збільшенням струму й утворення ділянки з негативним опором на вольт-амперній характеристиці (перехід від кривої 1 до кривої 2 на рис. 4.596).

Якщо в першому випадку шунтування р-п-переходу опором приводить лише до зменшення інжекції носіїв при малих струмах, то в другому випадку шунтування р-п-переходу n^+ -п-контактом приводить до зменшення концентрації носіїв заряду при малих струмах. Це покращує параметри S-характеристики: зменшує струм у виключеному стані і збільшує величину ділянки з негативним опором.

Тепловий механізм утворення негативного опору. При протіканні струму через діод у ньому виділяється тепло. Це також може бути причиною посилення позитивного зворотного зв'язку й утворення негативного опору. Розігрів бази приводить до збільшення концентрації носіїв заряду в ній. Опір бази зменшується. Відбувається перерозподіл напруги між р-п-переходом і базою у бік збільшення напруги на р-п-переході. Унаслідок цього збільшується інжекція носіїв заряду через р-п-перехід, опір бази зменшується ще більше, що веде до подальшого перерозподілу напруги і т.д.

Вплив розігріву зразка струмом, що протікає, може виявлятися не тільки в рості концентрації. З ростом температури міняються рухливості носіїв заряду, відношення рухливостей і часів життя. Вочевидь, відповідні зміни цих величин у залежності від температури можуть також приводити до утворення ділянки негативного опору на вольт-амперній характеристиці діода.

Утворення негативного опору при поглинанні рекомбінаційного випромінювання р-п-переходу в базі діода. У довгих діодах з напівпровідників, рекомбінація носіїв у яких супроводжується випромінюванням, позитивний зворотний зв'язок може підсилюватися за рахунок поглинання випромінювання в базі діода. Розглянемо, наприклад, діод з арсеніду галію. При включенні його в пряму напругу в р-область інжектуються електрони, де вони рекомбінують з випромінюванням світла (рис. 4.60). Кванти світла поглинаються в базі діода з утворенням електронів і дірок. Концентрація носіїв у базі збільшується, внаслідок чого опір бази зменшується. Зменшення опору бази приводить до перерозподілу зовнішньої напруги, тобто росту частини зовнішньої напруги, що падає на р-п-переході. Внаслідок цього збільшується інжекція носіїв заряду в р-область та інтенсивність випромінювання, що веде до подальшого зменшення опору бази, і т.д.

Визначимо умови, необхідні для утворення негативного опору в такому діоді. Вольт-амперну характеристику довгого діода запишемо в загальному вигляді як $I=f(V)$. При поглинанні випромінювання в базі

через неї протікає фотострум $I_{\Phi} = \sigma_{\Phi}(S/W) V = c_1 \Phi V$, де σ_{Φ} – фотопровідність, Φ – інтенсивність світла, а $c_1 = qk\beta(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)(S/W)$, k – коефіцієнт поглинання, β – квантовий вихід. Загальний струм через діод $I = f(V) + c_1 \Phi V$.

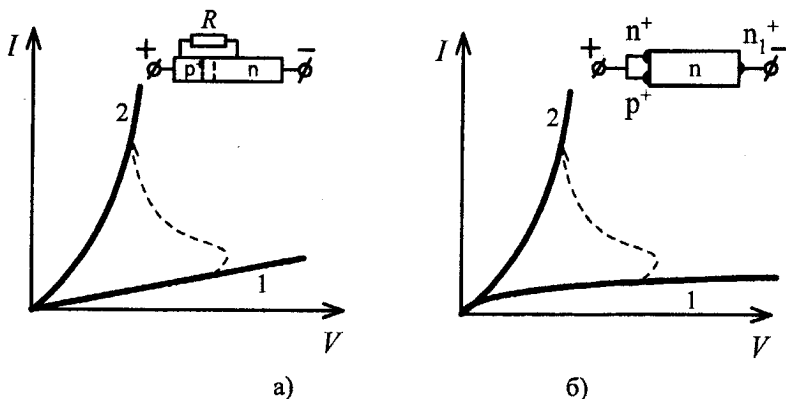


Рис. 4.59. Утворення вольт-амперної характеристики S-типу при шунтуванні р-п-переходу опором (а) чи n^+ -контактом (б):

1 – струм через р-п-перехід дорівнює нулю, 2 – струм через опір чи n^+ -контакт дорівнює нулю

Інтенсивність випромінюваного з р-п-переходу (р-область) світла можна записати як $\Phi = c_2 \beta_k I$, де β_k – квантова ефективність, а c_2 – постійна, залежна від конструкції і матеріалу діода. Істотним є те, що β_k росте зі збільшенням струму через діод. Причина цього полягає в наступному. Тому що $p_p \gg n_n$, то при малих I струм через р-п-перехід складається в основному з дірок, інжектованих у п-область, де рекомбінація безвипромінювальна. З ростом струму збільшується концентрація дірок у базі діода. Внаслідок припливу в базу електронів для збереження електронейтральності концентрація електронів у базі також збільшується, що веде до росту їхньої інжекції в р-область і збільшенню β_k . Якщо записати β_k у вигляді $\beta_k = c_3 I$ (c_3 – постійна), то струм через діод $I = f(V) + c_4 I^2 V$, де $c_4 = c_1 c_2 c_3$. При малих струмах $I \approx f(V)$. При великих струмах $I \approx c_4 I^2 V$, звідки $V = I / c_4 I$. Таким чином, при великих струмах V зменшується з ростом струму, отже, $R_d < 0$. Варто підкреслити, що негативний опір з'являється внаслідок залежності квантової ефективності від струму. Якщо β_k – постійна, то при великих струмах $V = \text{const}$. Це значить, що з ростом I напруга на діоді досягає насичення, тобто вольт-амперна характеристика діода подібна характеристиці стабілітрона.

У розглянутому вище випадку діод з довгою базою може бути представлений як послідовне з'єднання світлодіода і фотоопору, тобто як оптрон, включений за схемою з загальною відключеною базою. При такому включенні вольт-амперна характеристика оптрона також буде S-типу. Аналогічну вольт-амперну характеристику мають і оптрони, складені з інших елементів.

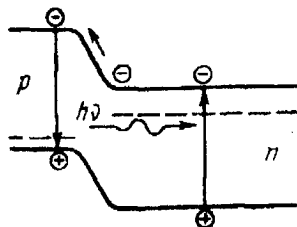


Рис. 4.60. Енергетична діаграма довгого діода з арсеніду галію, включеного в прямому напрямку

S-діоди на основі аморфних напівпровідників. Аморфні напівпровідники ввійшли в електроніку в зв'язку з відкриттям нових типів приладів, що використовують фізичні явища в них. В електроніці в даний час використовуються тонкі (порядку 1мкм) плівки з аморфних напівпровідників типу As, Ti, Se, а також діелектрики на основі окислів металів перехідної групи, наприклад Cr, Ti, Ta, Mo, W, V, Nb. Типовим приладом на основі аморфного напівпровідника є перемикач із двома стійкими станами переключення. Він складається з плівки аморфного напівпровідника з двома металевими електродами (рис. 4.60). При подачі зовнішньої напруги струм практично не росте до напруги V_{cp} при досягненні якої починається різкий ріст струму і відбувається перехід у низькоомний стан.

Найбільш прийнятою моделлю механізму переключення в аморфних напівпровідниках є теплова. Під дією протікаючого струму відбувається локальне підвищення температури і відповідне підвищення провідності шару в даній точці. Сильний розігрів може приводити до незворотних фазових змін. У цьому випадку якщо через діод пропустити імпульс струму досить великої амплітуди, то після зняття напруги він залишиться в низькоомному стані. Ріст струму відбувається по кривій 1, а в наступному зв'язок струму з напругою буде описуватися кривою 2 (рис. 4.61). При малих струмах як збільшення, так і наступна зміна струму описується кривою 1.

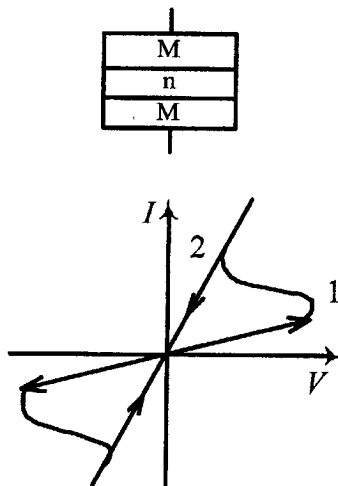


Рис. 4.61. Конструкція S-діода з аморфного напівпровідника і вольт-амперна характеристика S-діода з аморфного напівпровідника при малих (1) і великих (2) струмах

Діоди на основі аморфних напівпровідників можуть використовуватися як елементи пам'яті, причому стан, що запам'ятовується, (високоомний чи низькоомний) залишається і після вимкання джерела живлення.

4.7. Одноперехідний транзистор

Одноперехідний транзистор, який часто називають також двобазовим діодом чи нитковидним транзистором, складається зі стрижня напівпровідника з омичними контактами на кінцях і р-п-переходом між ними (рис. 4.62а). Його відмінність від польового транзистора полягає в тому, що в останньому р-п-перехід робиться по всій боковій поверхні і включається в замикаючому напрямку, а в одноперехідному транзисторі він займає значно меншу її частину і включається в пропускну напрямку.

Нехай до баз одноперехідного транзистора прикладена напруга V_{66} . Будемо вважати емітер точковим, тоді спадання напруги на нижній частині бази довжиною l_1 дорівнює

$$V_1 = \frac{V_{66} l_1}{l_1 + l_2}$$

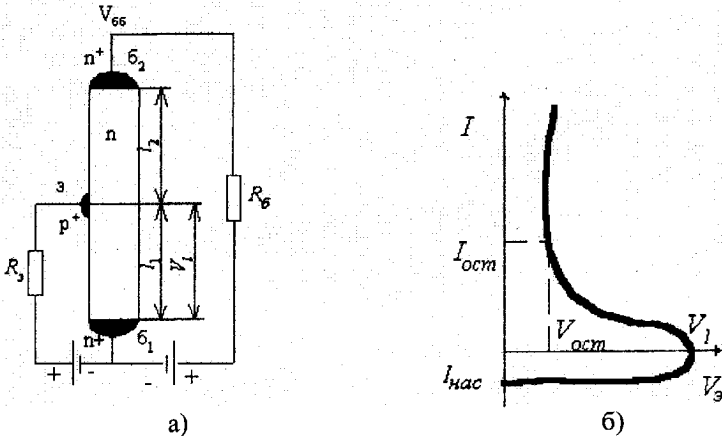


Рис. 4.62. Схема включення одноперехідного транзистора (а) і його вхідна характеристика (б)

Напруга на р-п-переході дорівнює

$$V_{p-n} = V_3 - V_1$$

При збільшенні V_3 в інтервалі $0 < V_3 < V_1$, $V_{p-n} < 0$ і через р-п-переход протікає малий зворотний струм $I_{нас}$. При $V_3 = V_1$ напруга на р-п-переході дорівнює нулю, однак цей стан рівноваги є нестійким. Унаслідок різних флуктуацій, наприклад теплових, опір нижньої частини бази може виявитися небагато менше свого стаціонарного значення. Напруга V_1 при цьому також зменшується, що приведе до того, що $V_3 > V_1$, еміттерний перехід виявиться зміщеним у прямому напрямку і буде інжектувати у базу дірки.

Під дією електричного поля в базі, створюваного напругою V_{66} , інжектовані дірки несуться в нижню частину бази, внаслідок чого її опір ще більше зменшується. Зменшення опору нижньої частини бази приводить до подальшого зменшення напруги V_1 і збільшення V_{p-n} , внаслідок чого інжекція носіїв і струм через р-п-перехід продовжують рости. Такий процес, що самоприскорюється, приводить до лавинного наростання струму через р-п-перехід і зменшення спадання напруги на

послідовно включених опорі р-п-перехода і нижньої частини бази (навантажувальний опір у входному ланцюзі повинний бути більше вхідного опору транзистора). Таким чином, вхідна характеристика одноперехідного транзистора (рис. 4.626) відноситься до S-типу. Її істотною відмінністю від аналогічних характеристик інших приладів є те, що включення відбувається при практично нульових струмах емітера.

При відключеному V_{66} вхідна характеристика визначається тими ж співвідношеннями, що й у S-діоді (4.40)–(4.44). При включеному V_{66} міжбазовий струм I_{66} у нижній частині бази додається до емітерного струму і

$$V_3 = V_{p-n} + V_l = V_{p-n} + (I_3 + I_{66})R_1 = V_{p-n} + \frac{I_3 + I_{66}}{\sigma_0 \left[1 + \left(\frac{I_3}{I_0} \right)^\chi \right]}, \quad (4.45)$$

де R_1 – опір нижньої частини бази довжиною l_1 , χ – істинна робота виходу. Диференціальний опір емітерного ланцюга

$$R_{\mathcal{L}} = \frac{dV_3}{dI_3} = \frac{\beta K T}{q(I_3 + I_{нас})} + \frac{\left[1 - \chi \frac{(I_3 + I_{66})}{I_3} \right] \left(\frac{I_3}{I_0} \right)^\chi}{\sigma_0 \left[1 + \left(\frac{I_3}{I_0} \right)^\chi \right]^2}. \quad (4.46)$$

Для одержання негативного опору необхідне виконання умови

$$\chi \frac{(I_3 + I_{66})}{I_3} > 1,$$

що досягається простим збільшенням I_{66} . Отже, на відміну від S-діода умова надлінійного росту провідності бази зі збільшенням струму для одноперехідного транзистора не потрібна і для його виготовлення може бути використаний будь-який напівпровідник з досить великим значенням $L_{p,n}$, наприклад германій чи кремній, оскільки будь-які прилади з нього працездатні при вищих температурах.

Величина R_1 у кожному конкретному випадку визначається геометричними розмірами бази, електрофізичними параметрами напівпровідника і граничними умовами на контактах. Вона обчислюється таким же методом, як і для S-діода. Для n-напівпровідника, близького

до власного, при $\rho^{(\alpha-l)} = \rho_n$

$$R_1 = \frac{R_{10} BL}{Cl_1} \ln \frac{\left[A \exp\left(\frac{l_1}{L}\right) + B - C \right] [A + B + C]}{\left[A \exp\left(\frac{l_1}{L}\right) + B + C \right] [A + B - C]}, \quad (4.47)$$

де $A = \frac{I_3}{I_{нас}}$, $B = sh(l_1/L)$, $C = \sqrt{A^2 + B^2}$, $L = L_p \sqrt{2b/b+1}$,

$R_{10} = \rho l_1 / S$ – початковий опір бази при $I_3 = 0$.

На рис. 4.63 показана розрахункова залежність $R_1(I_3)$ для двох значень відношення l_1/L_p .

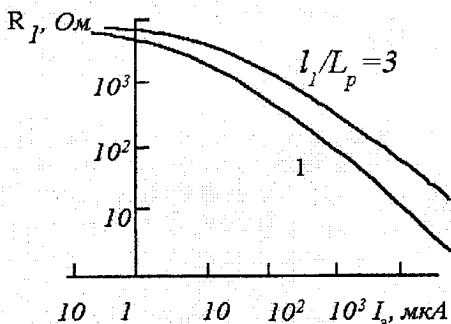


Рис. 4.63. Залежність опору нижньої частини бази від струму емітера. Матеріал – германій з $\rho = 40 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $L_p = 3 \text{ мм}$, $S = 0,01 \text{ мм}^2$

Зі збільшенням струму емітера росте концентрація інжектованих носіїв і R_1 швидко зменшується. Ріст R_1 при $I_3 < 0$ відбувається через екстракцію носіїв зворотнорозміщеним р-п-переходом.

Міжбазова вольт-амперна характеристика одноперехідного транзистора (рис. 4.64) при постійному V_3 , має ділянку негативної провідності, тобто відноситься до N-типу.

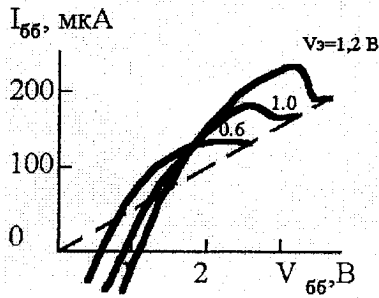


Рис. 4.64. Міжбазова вольт-амперна характеристика одноперехідного транзистора

У параметричному запису вона має вигляд

$$V_{66} = (V_3 - V_{p-n})(1 + R_2/R_1) - I_3 R_2;$$

$$I_{66} = (V_3 - V_{p-n} - I_3 R_1)/R_1,$$

де R_2 – опір верхньої частини бази. Він визначається формулою (4.47) із заміною l_1 на l_2 . Ділянка негативної диференціальної провідності з'являється з наступної причини. Доти поки $V_1 < V_3$, електронно-дірковий перехід емітера зміщений у прямому напрямку і інжектує у базу носії. З ростом V_{66} збільшується V_1 , що приводить до зменшення напруги на р-п-переході (4.45) і зменшення інжекції. Відповідно, опір бази збільшується і ріст I_{66} зі збільшенням V_{66} сповільнюється. У точці, що відповідає максимуму вольт-амперної характеристики, V_1 порівнюється з V_3 , $V_{p-n} = 0$ і інжекція припиняється. Опір бази стрибком збільшується, що приводить до відповідного спаду струму. При подальшому збільшенні V_{66} струм росте лінійно.

Одноперехідний транзистор може працювати в двох режимах джерела живлення бази: при $V_{66} = \text{const}$ чи $I_{66} = \text{const}$. При постійному V_{66} величина R_d менше, ніж при постійному I_{66} (що впливає з (4.46) при підстановці $I_{66} = V_{66}/(R_2 + R_1)$). Режим постійної напруги зручніше використовувати при роботі одноперехідного транзистора як перемикача. У цьому випадку необхідно, щоб напруга зриву була стабільною, що виконується, тому що $V_{cp} = V_{p-n} + V_f \approx V_1$, а V_1 визначається тільки геометричними розмірами

При роботі в режимі постійного міжбазового струму $V_{cp} = V_{p-n} + I_{66} R_{10}$, де $R_1 \approx \sigma_n^{-1}$. Тому що σ_n змінюється з температурою, то V_{cp} не буде постійним. Однак при роботі одноперехідного транзистора, напри-

клад у схемі генератора гармонійних коливань, більш важливі велика величина і стабільність R_d що досягається використанням режиму $I_{66} = \text{const}$.

Емітерні характеристики реальних одноперехідних транзисторів часто відрізняються від нормального вигляду, коли включення відбувається при $I_3 = 0$ (рис. 4.62б). Відхилення полягають у зсуві точки включення в область, позитивних чи в область негативних (рис. 4.65) струмів емітера. Причиною зсуву I_{cp} в область $I_3 > 0$ може бути великий струм витоку емітерного переходу, наприклад по поверхні. Емітерний струм є сумою інжекційного струму та струму витоку. При малих I_3 переважає струм витоку, не зв'язаний з інжекцією носіїв у базу, тому включення не відбувається. З ростом I_3 інжекційний струм збільшується сильніше, ніж струм витоку, починається інжекція і лавинне збільшення I_3 .

Причиною зсуву I_{cp} в область негативних струмів емітера може бути екстракція носіїв струму з бази зворотно-зміщеним емітером. Напругу включення можна записати як $V_{cp} \approx I_{66} R_{10}$. При екстракції R_{10} збільшується в порівнянні з R_{10} , отже, $V_{cp} > V_1$. У тонких зразках екстракція виявляється помітніше і відхилення V_{cp} від V_1 відповідно більше.

Найбільш простий спосіб керування областю з негативним опором на емітерній характеристиці полягає в зміні I_{66} чи V_{66} (рис. 4.66).

Негативний диференціальний опір R_d росте зі збільшенням питомого опору матеріалу бази ($1/\sigma \sim p$) і довжини дифузійного зсуву неосновних носіїв L_p (чи L_n для бази p-типу).

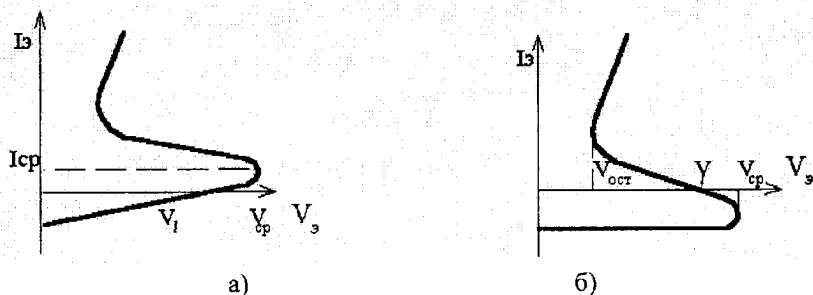


Рис. 4.65. Види відхилення вольт-амперних характеристик одноперехідного транзистора від нормальних

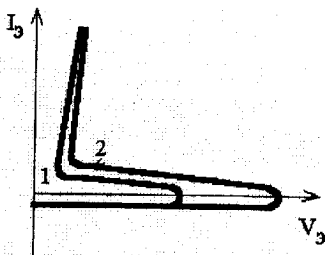


Рис. 4.66. Зміна емітерної вольт-амперної характеристики при зміні I_{66} чи V_{66} . Крива 2 для великих значень I_{66} чи V_{66}

Розглянута вище структура одноперехідного транзистора (рис. 4.62) називається стрижневою. Стрижнева структура виготовляється у планарному виконанні (рис. 4.67), що дозволяє зменшити геометричні розміри і поліпшити частотні властивості.

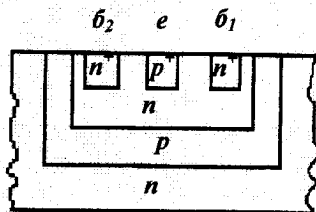


Рис. 4.67. Планарна структура одноперехідного транзистора

Існує також структура одноперехідного транзистора з циліндричною симетрією. Її зовнішній вигляд подібний структурі транзистора з кільцевим емітером

Основними параметрами одноперехідних транзисторів є (табл. 4.10):

- міжбазовий опір R_{BBO} – опір між виводами баз при відключеному емітері;
- коефіцієнт передачі η – характеризує напругу переключення, $\eta = R_{b1} / (R_{b1} + R_{b2})$;
- напруга спрацювання V_E – мінімальна напруга на емітерному переході, необхідна для перевodu транзистора зі стану з великим опором в стан з негативним опором;
- струм включення I_V – мінімальний струм, необхідний для включення одноперехідного транзистора, тобто для перевodu його в

область негативного опору;

- **струм виключення I_P** – найменший емітерний струм, що утримує транзистор у ввімкненому стані;
- **напруга виключення $U_{\text{вкл}}$** – напруга на емітерному переході при струмі через нього, що дорівнює I_P ;
- **зворотний струм емітера I_{EO}** – струм витоку закритого емітерного переходу;
- **максимально-досяжна розсіювана потужність P_D** .

Таблиця 4.10

Основні параметри серійних одноперехідних транзисторів

Тип	P_D , мВт 25°C	R_{RBO} $V_{66}=3B,$ $I_E=0$	η $V_{66}=10B$	I_V , мА	I_P	I_{EO}	V_E , $I_E=20\text{мА}$ $V_{66}=10B$	Тип кор- пусу
2N489	450	6,8	0,62	8,0	20	2-60	5,0	ТО-5
2N489A	450	6,8	0,62	8,0	15	2-60	4,0	ТО-5
2N489D	450	6,8	0,62	8,0	6,0	0,2-30	4,0	ТО-5
2N490	450	9,1	0,62	8,0	20	2-60	5,0	ТО-5
2N490A	450	9,1	0,62	8,0	15	2-60	4,0	ТО-5
2N4908	450	9,1	0,62	8,0	6,0	0,2-30	4,0	ТО-5
2N490C	450	9,1	0,51		20	0,02-30		ТО-5
2N491	450	6,8	0,68	8,0	6,0	2-60	50,0	ТО-5
2N491B	450	6,8	0,68	8,0		0,2-30	4,3	ТО-5
2N492	450	9,1	0,68	8,0	20	2-60	5,0	ТО-5
2N492A	450	9,1	0,68	8,0	15	2-60	4,3	ТО-5
2N492B	450	9,1	0,68	8,0	6,0	0,2-30	4,3	ТО-5
2N492C	450	9,1	0,56			0,02-30		ТО-5
2N493	450	6,8	0,75	8,0	20	2-60	5,0	ТО-5
2N493A	450	6,8	0,75	8,0	15	2-60		ТО-5

Тип	P_D , мВт 25°C	R_{RBO} $V_{66}=3B$, $I_E=0$	η $V_{66}=10B$	I_V , мА	I_P	I_{EO}	V_{E3} $I_E=20mA$ $V_{66}=10B$	Тип кор- пусу
2N493B	450	6,8	0,75	8,0	6,0	0,2-30	5,0	ТО-5
2N494	450	9,1	0,75	8,0	20	2-60	5,0	ТО-5
2N494A	450	9,1	0,75	8,0	15	2-60	4,6	ТО-5
2N494B	450	9,1	0,75	8,0	6,0	0,2-30	4,6	ТО-5
2N494C	450	9,1	0,62	8,0	2,0	0,02-30	4,6	ТО-5
2N1671	450	9,1	0,62	8,0	25	12-30	5,0	ТО-5
2N1671A	450	9,1	0,62	8,0	25	12-30	5,0	ТО-5
2N1671B	450	9,1	0,82	8,0	6,0	0,2-30	5,0	ТО-5
2N1671C	450	4,1-9,1				0,02-30		ТО-5
2N2160	450	4,0-12	0,47-0,8	8,0	25	12-30		ТО-5
2N6114	300	5,5-8,2	0,58-0,62	1,0	5	10nA	3,5	ТО-18
2N6115	300	5,0-15,0	0,58-0,62	1,0	15	100nA	3,5	ТО-18
D5K1	300	5,5-8,2	0,58-0,62	1,0	5	10nA	3,5	ТО-18
D5K2	300	5,0-15,0	0,58-0,62	1,0	15	100nA	3,5	ТО-18
2N2646	300	4,7-9,1	0,56-0,75	4,0	5	12-30	2,0	ТО-18
2N2647	300	4,7-9,1	0,68-0,82	8,0	2,0	0,2-30	3,5	ТО-18
2N4851	300	4,7-9,1	0,56-0,75	2,0	2,0	0,1-30	2,5	ТО-18
2N4852	300	4,7-9,1	0,70-0,85	4,0	2,0	0,1-30	2,5	ТО-18
2N4853	300	4,7-9,1	0,70-0,85	6,0	0,4	0,05-30	2,5	ТО-18
2N4870	300	4,7-9,1	0,70-0,85	2,0	5	1-30	2,0	ТО-92
2N6027,8	300	4,0-9,1	0,56-0,75	про- гра- мо- вані				ТО-92

Одноперехідні транзистори отримали широке застосування в різних ключових схемах, а також в якості давачів [34, 35].

4.8. Лавинні транзистори

Лавинний транзистор відрізняється від звичайного біполярного тим, що він працює при такій напрузі на колекторі, коли істотну роль

грас ударна іонізація в сильному електричному полі шару об'ємного заряду колекторного р-п-переходу. Схема включення лавинного транзистора показана на рис. 4.67.

Розглянемо вольт-амперні характеристики окремих ланцюгів цієї схеми. При відключеному емітері струм протікає через опір R_n і колектор, отже, вольт-амперна характеристика ланцюга така ж, як і в звичайного Р-п-переходу; при зворотному зсуві (у даному випадку колектора, рис.4.67, крива 1). При відключеній базі струм протікає через емітер-базу-колектор транзистора. Транзистор у такому включенні характеризується великим значенням струму (крива 2) і меншою величиною напруги пробоя.

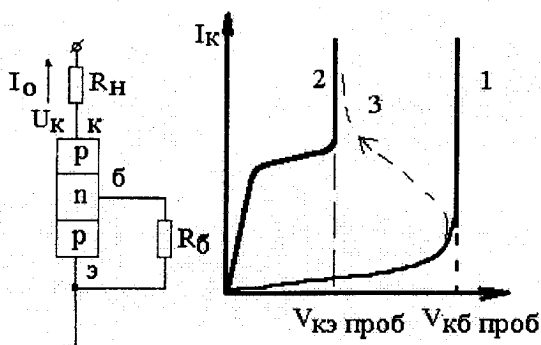


Рис. 4.67. Схема включення лавинного транзистора й утворення ділянки негативного опору на його вольт-амперній характеристиці

У лавинному транзисторі в області малих струмів опір емітерного р-п-переходу великий і весь струм протікає через $R_б$ і колектор, вольт-амперна характеристика відповідає початковій частини кривої 1. З ростом струму опір емітера зменшується, і весь струм протікає через нього, вольт-амперна характеристика описується кривої 2, внаслідок чого й утвориться ділянка негативного опору.

Тому що при лавинному множенні $I_{кБ0}$ збільшується на M і $h_{21Б} = h_{21Б0} M$, то струм через транзистор запишемо у вигляді

$$I = \frac{MI_{кБ0}}{1 - h_{21Б0}M}, \quad (4.48)$$

де M – коефіцієнт лавинного множення, $I_{кБ0}$ – зворотний струм колекторного переходу.

Диференціюючи (4.48) по напрузі, з огляду на те, що

$\partial h_{21EO}/\partial V = (\partial h_{21EO}/\partial I)(\partial I/\partial V)$ одержимо

$$R_D = \frac{\partial V}{\partial I} = \frac{1 - h_{21EO}M - I \frac{\partial h_{21EO}}{\partial I} M}{\frac{\partial M}{\partial V} (h_{21I} + I_{KEO})}$$

Диференціальний опір R_D є негативним за виконання умови

$$1 - M \left[h_{21EO} + I \left(\frac{\partial h_{21EO}}{\partial I} \right) \right] < 0 \quad (4.49)$$

Оскільки $I_K = h_{21E}I_B$, то

$$h'_{21EO} = \frac{\partial I_K}{\partial I_B} = h_{21E} + I_B \left(\frac{\partial h_{21E}}{\partial I_B} \right)$$

— є диференціальний коефіцієнт підсилення по струму транзистора. Тоді умову (4.49) можна записати в такий спосіб:

$$h'_{21E} = h_{21EO} M > 1.$$

При збільшенні напруги на транзисторі, як тільки M досягне значення, при якому $h'_{21EO}M=1$, почнеться сильне зростання струму. Однак якщо h_{21EO} не залежить від струму, то збільшення струму буде відбуватися при незмінній напрузі, як і при звичайному пробі р-п-переходу.

Для утворення ділянки негативного опору необхідне збільшення h_{21EO} з ростом струму. У цьому випадку ріст струму за умови $h'_{21EO}M=1$ приводить до збільшення h'_{21EO} і $h'_{21EO}M>1$.

Це означає, що збільшення струму колектора більше, ніж збільшення струму емітера, тобто струм дірок з бази в колектор і струм електронів з колектора в базу в сумі більше, ніж струм дірок з емітера в базу. Унаслідок цього база буде заряджатися негативно, а колектор позитивно, що приведе до зменшення колекторної напруги. Зменшення напруги на колекторі з ростом струму і приводить до утворення ділянки з негативним опором. Зменшення колекторної напруги припиниться при таких струмах, коли $h'_{21EO}M$ стане знову рівним одиниці.

Істотним недоліком лавинних транзисторів є відносно велике значення залишкової напруги, що приводить до великого розсіювання

потужності на транзисторі у включеному стані.

Негативний опір при включенні транзистора за схемою з загальним емітером може виникнути і при відключеній базі, якщо є сильна залежність h_{2160} від струму. У цьому випадку вольт-амперна характеристика іде по лінії 2, але зі збільшенням струму h_{2160} росте, що може привести до зменшення напруги $V_{кз.проб}$ і утворенню ділянки негативного опору.

З цього погляду опір R_6 можна розглядати як шунт емітера, що дозволяє підсилити залежність h_{2160} від струму.

4.9. Транзистори з колекторним витоком

Множення струму в колекторі може спостерігатися не тільки внаслідок ударної іонізації в сильному електричному полі. До множення може приводити будь-як механізм, що викликає збільшення струму основних носіїв.

У звичайному біполярному транзисторі, наприклад р-п-р-типа в схемі з загальною базою при інжекції дірок з емітера в базу для збереження електронейтральності бази до неї входить через омичний контакт така ж кількість електронів. Після закінчення інжектуючого імпульсу електрони виходять через висновок бази назад. Через колектор проходять тільки інжектвані дірки і $h_{21Б} < 1$ за рахунок рекомбінації частини дірок у базі.

Розглянемо транзистор, у колекторному переході якого є канал виток (рис. 4.68).

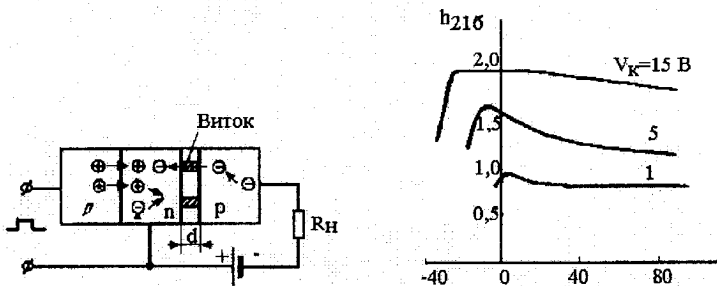


Рис. 4.68. Струми в транзисторі з колекторним витоком і залежність $h_{21Б0}$, транзистора з колекторним витоком від струму емітера

Напруга колектора розподілиться між опором навантаження R_H , каналу виток R_B і бази $r_Б$. Унаслідок цього в базі виникає сильне електричне поле, спрямоване убік колектора. При інжекції дірок у базу

електрони для компенсації заряду дірок можуть входити не тільки з виводу бази, але і з колектора через канал витоку. Електричне поле в базі E_b сприяє переважному припливу електронів з колектора. Після закінчення імпульсу емітера електрони ідуть через вивід бази. Таким чином, у транзисторі з колекторним витоком струм колектора виявляється більше струму дірок, що дійшли до нього, на величину струму електронів, що пройшли через канал витоку. Отже, коефіцієнт підсилення по струму може бути більше 1 (рис. 4.68). Істотне зростання h_{21B} більше 1 зі збільшенням V_K , мабуть, зв'язаний зі збільшенням електричного поля в базі транзистора.

Включення транзистора з колекторним витоком за схемою з загальним колектором (рис. 4.69) цілком подібно включенню одноперехідного транзистора (рис. 4.62), аналогічний і механізм утворення негативного опору. Різниця лише в тому, що роль опору нижньої частини бази одноперехідного транзистора тут виконують паралельно включені R_y і r_K (R_y – опір витоку).

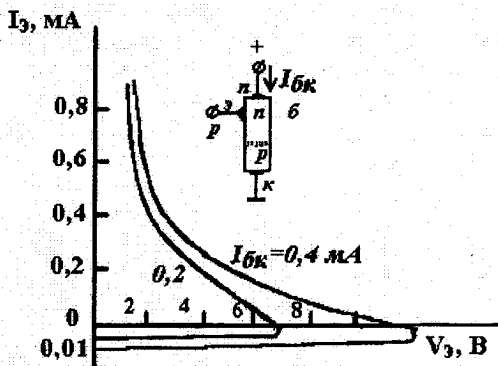


Рис. 4.69. Вхідні характеристики транзистора з колекторним витоком при включенні за схемою з загальним колектором (аналогічно одноперехідному транзистору, рис. 4.62)

У схемі з загальним емітером вольт-амперна характеристика аналогічна характеристиці лавинного транзистора (рис. 4.67). Різниця лише в тому, що струм до включення сильніше росте зі збільшенням V_K внаслідок наявності R_y . Залишкова напруга у включеному стані менше, ніж у лавинного транзистора.

4.10. Біністор

Біністорами називаються прилади на основі р-п-р-п-структури з виводами від усіх чотирьох шарів. У такому приладі є можливість керувати не по одній (як у тиристорі), а по двох базах. Схематичне зображення його структури і модель біністора, складена з двох транзисторів р-п-р і п-р-п-типу, приведені на рис. 4.70.

Найбільш цікавий для практики випадок, коли живлення р-п-р-структури здійснюється від джерела з кінцевою провідністю G , а живлення бази 2 – від генератора струму. Зупинимося тільки на цьому, найбільш вивченому випадку використання біністора.

У літературі [11] прийнято називати: електрод 1 – інжектором, 2 – колектором, 3 – базою, 4 – емітером (рис. 4.70). При включенні біністора в схему, навантаження підключається до колектора, що відрізняє його від включення тиристора.

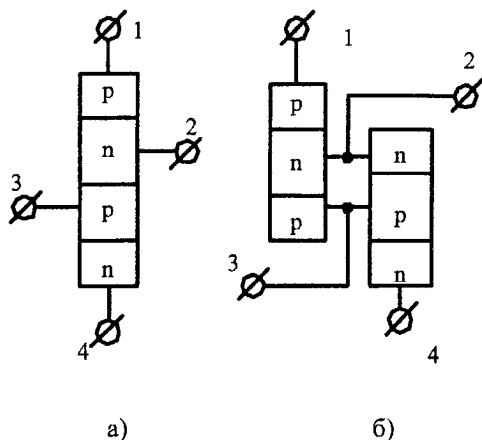


Рис. 4.70. Схематичне зображення структури (а) і модель біністора (б)

Вольт-амперні характеристики біністора приведені на рис. 4.71. Вони майже аналогічні характеристикам звичайного транзистора п-р-п-типу малої потужності. Виняток складає невелика ділянка НП.

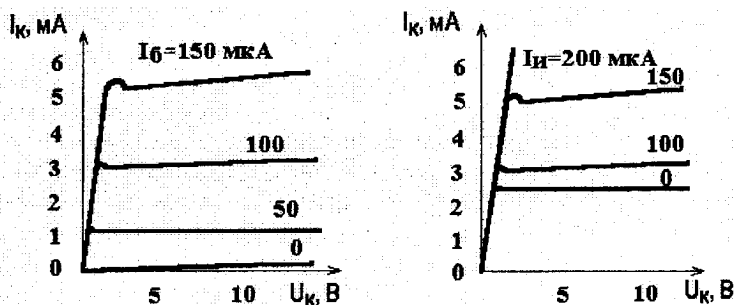


Рис. 4.71. Вихідні вольт-амперні характеристики біністора

Якщо спрощену еквівалентну схему транзисторів (рис. 4.70б), що складають модель біністора, представити у вигляді, показаному на рис. 4.72а, то еквівалентна схема біністора прийме вигляд, показаний на рис. 4.72б. Усі параметри еквівалентної схеми, за винятком провідності G джерела живлення ланцюга інжектора, не залежать від схеми включення.

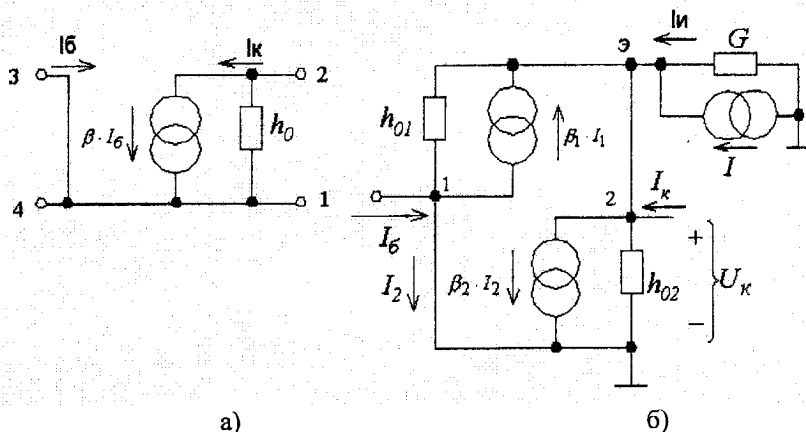


Рис. 4.72. Еквівалентні схеми транзистора (а) і біністора (б)

Роботу біністора можна описати на основі якісних представлень про фізичні процеси в р-п-р-п-структурі. Однак у даному випадку зручніше скористатися схемою, приведеною на рис. 4.72б. Для трьох вузлів схеми можна записати рівняння:

$$I_{\sigma} = I_2 + \beta_1 I_1 - h_{01} U_{\kappa} ; \quad (4.50)$$

$$I_{\kappa} = I_1 + \beta_2 I_2 - h_{02} U_{\kappa} ; \quad (4.51)$$

$$I_{\pi} = -(\beta_1 + 1) I_1 + h_{01} U_{\kappa} , \quad (4.52)$$

де β – коефіцієнт підсилення транзистора по струму; h – вихідна провідність транзистора

Знайдемо вираз для вихідної провідності $G_0 = dI_{\kappa}/dU_{\kappa}$ при постійних значеннях струму інжектора і бази. Вираз для струму колектора можна визначити, розв'язавши спільно рівняння (4.50–4.52):

$$I_{\kappa} = \beta_2 I_{\sigma} + h_{02} \cdot U_{\kappa} + \frac{\beta_1 \beta_2 - 1}{\beta_1 + 1} I_{\pi} + U_{\kappa} \left(h_{02} + h_{01} \frac{\beta_2 + 1}{\beta_1 + 1} \right). \quad (4.53)$$

Вважаючи, що струм бази надходить від ідеального генератора струму, а в ланцюзі інжектора є кінцева провідність G і $I_{\pi} = -GU_{\kappa}$, з (4.53) одержимо:

$$h_0 = h_{01} \frac{\beta_2 + 1}{\beta_1 + 1} + h_{02} + G \frac{1 - \beta_1 \beta_2}{\beta_1 + 1}.$$

Таким чином, негативна провідність у вихідному ланцюзі біністора залежить у цьому випадку від опору в ланцюзі інжектора. Негативна провідність тим більше, чим менше цей опір і більше коефіцієнти підсилення по струму β_1 і β_2 . Оскільки β_1 і β_2 залежать від частоти, і вихідна провідність біністора також буде залежати від частоти навіть без врахування в еквівалентній схемі на рис. 4.72. ємностей емітерних і колекторних р-п-переходів складених транзисторів. Характерно, що при $1 - \beta_1(\omega) \beta_2(\omega) > 0$ вихідна провідність h_0 не може стати негативною.

Ввівши коефіцієнти підсилення струму бази й інжектора у вигляді:

$$\beta_{\sigma} = \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{\sigma}} \Big|_{\substack{I_{\pi} = \text{const} \\ U_{\kappa} = \text{const}}}$$

$$\beta_{и} = \frac{\partial I_{к}}{\partial I_{и}} \Big|_{I_{б} = const; U_{к} = const}$$

З (4.53) одержимо

$$\beta_{б} = \frac{\partial I_{к}}{\partial I_{б}} = \beta_2;$$

$$\beta_{и} = \frac{\partial I_{к}}{\partial I_{и}} = \frac{\beta_1 \beta_2 - 1}{\beta_1 + 1}.$$

Тепер вираз (4.53) прийме вигляд:

$$I_{к} = \beta_{б} I_{б} + \beta_{и} I_{и} + U_{к} \left(h_{02} + h_{01} \frac{\beta_2 + 1}{\beta_1 + 1} \right). \quad (4.54)$$

З (4.54) видно, що струм колектора, крім складових струму бази й інжектора, має складову, обумовлену напругою на колекторі.

4.11. Інжекційно - польовий транзистор

Інжекційно - польовий транзистор (N-транзистор [11]) відрізняється від польового тим, що один з омичних контактів замінений р-п-переходом (рис. 4.73).

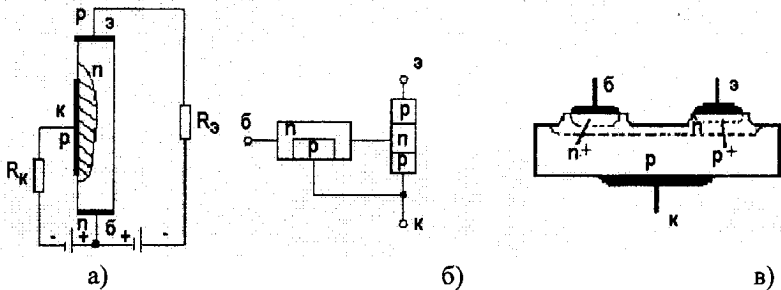


Рис. 4.73. Структура інжекційно - польового транзистора, включеного за схемою з спільною базою (СБ) (а), його еквівалентна схема (б) і конструкція (в)

Розглянемо принцип дії інжекційно - польового транзистора на прикладі включення в схемі з СБ. Нехай на колектор подана така напруга, що область об'ємного заряду цілком перекрила базу й умови в

ланцюзі колектора такі, що $I_k = \text{const}$. Тоді при $V_3 = 0$ у ланцюзі емітера буде протікати невеликий прямий струм. З ростом прямої напруги на емітері струм емітера збільшується, що приводить до відповідного збільшення струму колектора. Тому що колектор працює в режимі генератора струму, то збереження умови $I_k = \text{const}$ приводить до зменшення напруги на колекторі. Внаслідок зменшення V_k канал напроти колектора відкривається. Це приводить до зменшення опору емітер – база і подальший ріст I_3 . Таким чином, ріст I_3 приводить до збільшення ширини каналу, а це обумовлює подальший ріст I_3 . Такий сильний позитивний зворотний зв'язок по струму в емітерному ланцюзі і є причиною утворення вольт-амперної характеристики S-типу (рис. 4.74а). Зі збільшенням I_k для відмикання каналу потрібно подати більшу напругу на емітер, у зв'язку з чим напруга включення збільшується.

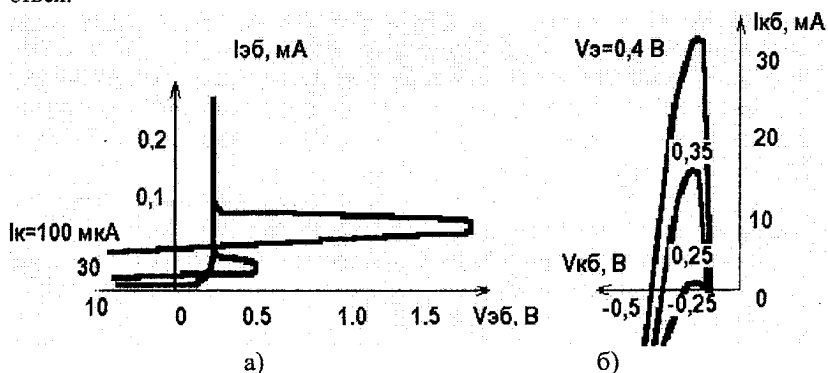


Рис. 4.74. Вхідні (а) і вихідні (б) характеристики інжекційно – польового германієвого транзистора в схемі з СБ

Якщо ж на емітер подати постійну напругу в прямому напрямку і збільшувати зворотну напругу на колекторі, то спочатку це приводить до росту струму колектора, як і в звичайному р–п–р-транзисторі. При подальшому збільшенні V_k розширення області об'ємного заряду приводить до зменшення ширини каналу. З цієї причини струм емітер – база зменшується, що приводить до відповідного зменшення I_k . Таким чином, з ростом V_k зменшується I_k , тобто вихідна характеристика має вигляд N-типу (рис. 4.74б).

Істотною перевагою інжекційно – польового транзистора є мала залишкова напруга у включеному стані.

4.12. Модуляційний транзистор

Принцип дії модуляційного транзистора заснований на модуляції провідності високоомної базової області інжекцією носіїв із включеного в пропускному напрямку р-п-переходу [25]. Між р-п- переходом і високоомною базовою областю розташована вузька область того ж типу провідності, що і база, але з високою провідністю. До цієї області приєднаний третій вивід, що звичайно приєднується до виводу від р-п-переходу через резистор необхідного номіналу. Модуляційний транзистор у багатьох застосуваннях використовується як двоелектродний прилад. У цьому випадку він аналогічний S-діоду з регульованим витоком р-п-переходу. Роль регульованого витоку грає опір між контактами до р-п- переходу і до сильнолегованої області під ним.

Модуляційний транзистор має у вольт-амперній характеристиці ділянку негативного опору. Напряга зриву може керуватися величиною шунтуючого опору. Механізм його появи такий же, як і в S-діодах із залежним від струму коефіцієнтом інжекції. При малих струмах опір р-п-переходу великий і весь струм протікає крім нього через додатковий контакт до сильнолегованої області. Інжекції немає й опір базової області великий.

З ростом зсуву струм через р-п- перехід експоненційно наростає і при визначеній величині зовнішньої напруги з'являється помітна кількість неврівноважених носіїв у базовій області і починається модуляція її провідності. Падіння опору базової області приводить до перерозподілу напруги між нею і р-п-переходом і до різкого росту інжекційного струму. Опір бази падає до малих величин і структура переходить у відкритий стан. Оскільки товщина базової області може бути узята менше довжини дифузійного зсуву, то залишкове спадання напруги на ній виявляється малим. Це одна з важливих переваг модуляційного транзистора. Другою є можливість задавати напругу зриву.

Модуляційні транзистори перспективні для використання в тих же схемах, що і S-діоди й інші прилади з негативним опором [25].

4.13. Кріосар

Кріосар – прилад з НО, що має S-подібну ВАХ. Кріосар не має р-п-переходів. Він виготовляється з германію, легованого елементами III і V груп таблиці Менделєєва. Негативний опір у ньому спостерігається при температурі рідкого гелію (4,2°K). При такій температурі германій має питомий опір $\rho=10^9 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Тому при додатку напруги до зразка германія, поміщеному в дьюар з рідким гелієм, струм через нього буде малий, тому що при $T=4,2^\circ\text{K}$ тепла енергія значно ниж-

че, ніж енергія активізації введених у германій домішок. В міру збільшення напруги на зразку вільні носії заряду, що мають при $T=4,2^{\circ}\text{K}$ рухливість $\mu \approx 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, вже при порівняно низьких напругах поля ($\sim 10^5 \text{ В}/\text{см}$) набувають енергію, достатню для іонізації «дрібних» домішкових атомів.

При перевищенні напруженості поля в зразку деякого критичного значення швидкість ударної іонізації стає більше швидкості рекомбінації; струм через зразок починає лавиноподібно зростати. При цьому напруга на зразку падає, тому що генеровані полем носії заряду зменшують опір зразка. Однак, незважаючи на зменшення напруги на зразку, ударна іонізація в ньому не припиняється, оскільки під дією просторового заряду носіїв, що виникають у результаті ударної іонізації, поле в зразку буде лише спотворюватися, істотно не зменшуючись по абсолютній величині. Область високого значення напруженості поля буде зміщатися убік позитивного електрода.

Вузька область з високим значенням напруженості поля служить джерелом носіїв, інжектованих в об'єм зразка, що прилягає до негативного електрода. Чим більше струм, що протікає через зразок, тим більше модулюється опір товщі зразка і спотворюється поле, зміщаючи убік позитивного електрода, і тим інтенсивніше йде інжекція з області високого значення напруженості поля, що у свою чергу приводить до зростання струму. Таким чином, у даному випадку можна виділити два джерела зміни провідності: лавиноподібне множення числа носіїв заряду в результаті ударної іонізації і модуляцію опору товщі зразка носіями заряду, інжектованими з області з високим значенням напруженості електричного поля, де відбувається ударна іонізація. Обидва джерела охоплені позитивним зворотним зв'язком. Зворотний зв'язок здійснюється по струму. Тому такі зразки мають вольт-амперну характеристику S-типу.

Конструктивно кріосар виконаний подібно діоду. Електроди для підведення до приладу напруги створюються шляхом сплавлення електродного сплаву потрібного складу для одержання омичного контакту з германієм р- чи n-типу провідності.

У залежності від ступеня компенсації домішок III і V груп у германій розрізняють моностабільні і бістабільні кріосари. Обидва типи кріосарів мають симетричну вольт-амперну характеристику з ділянками НО на позитивній і негативній галузях (рис. 4.75). НО у кріосарах виникає не через ефект впливу контактів. Відзначається, що симетричність характеристики кріосара є наслідком омичності контактів.

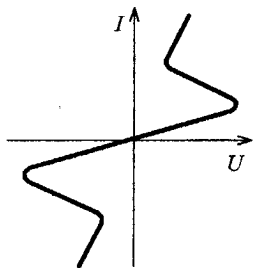


Рис. 4.75. Вольт-амперна характеристика кріосара

Кріосари подібно всім іншим приладам з НО, що мають вольт-амперну характеристику S-типу, мають затримку перед включенням з непровідного стану в провідне; вони чутливі до світла і мають індуктивний характер інерційності на ділянці негативного опору. Затримка переключення залежить від амплітуди перемикаючого імпульсу зовсім так само, як у приладах з НО на основі структур p-n-p-n-типу. Так, якщо амплітуда перемикаючого імпульсу перевищує напругу включення на 3–5%, час затримки складає одиниці мікросекунд. Якщо перевищення складає 50%, то $\tau \approx 0$, а час наростання струму через прилад складає одиниці наносекунд [11].

Вимикання приладів здійснюється шляхом зменшення струму до величини, що відповідає напрузі в області з високим значенням поля, при якому припиняється ударна іонізація. Рухливі носії, створені ударною іонізацією, рекомбінують із домішковими атомами, і прилад повертається у вихідний стан. Час вимикання кріосарів не перевищує 10^{-9} – 10^{-10} с і визначається ступенем компенсації германія.

Основними перевагами кріосарів перед іншими приладами з НО є їхня висока швидкодія і простота конструкції і технології виготовлення. Однак та обставина, що прилад може працювати тільки при температурі рідкого гелію, не дозволяє його широко використовувати як активний елемент схем.

Перелік літератури до розділу 4

1. Skanlan I.O. Analysis and synthesis of tunnel diode circuit. – London: Wiley and Sons, 1996. – 153p.
2. Белова Н.А., Бонч-Бруевич В.Л., Зильдерман П.Е. и др. Туннельные диоды. (Физические основы работы). – Л.: Наука, 1966. – 138 с.
3. Хотунцев Ю.Л., Тамарчак Д.Я. Синхронизированные генераторы и автодины на полупроводниковых приборах. – М.: Радио и связь. – 1982. – 240 с.
4. Генераторы гармонических колебаний на туннельных диодах / Под ред. В.С. Андреева. – М.: Энергия. – 1972. – 215 с.
5. Чжоу В.Ф. Принципы построения схем на туннельных диодах: Пер. с англ. Н.З. Шварца / Под ред. М.Б. Великовского. – М.: Мир, 1966. – 448 с.
6. Васильев Ю.А., Щеглов В.А. К измерению низкочастотных шумов туннельных диодов // Изв. Вузов СССР. Радиопизика. – 1977. – Т. 20, №5. – С. 777-784.
7. Туннельные диоды. Сб. статей / Под ред. В.И. Фистуля. – М.: ИЛ, 1961. – 204 с.
8. Гершунский Б.С. Основы электроники. К.: Вища школа, 1982. – 440 с.
9. Гусятинер М.С., Горбачев А. И. Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды. – М.: Радио и связь, 1983. – 224 с.
10. Туннельные диоды и их применение в схемах переключения и в устройствах СВЧ диапазона: Пер. с англ. / Под ред. А.А. Визеля. – М.: Сов. Радио, 1965. – 184 с.
11. Гаряинов С.А., Абергауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. – М.: Энергия, 1970. – 320 с.
12. Ризкин А.А. Основы теории усилительных схем. – М.: Сов. Радио, 1954.
13. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Сов. Радио. – 1968. – 480 с.
14. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ // Под. Ред. М. Хауэса, Д. Моргана. – М.: Мир. – 1979. – 444 с.
15. Johnson R.L. A silicon diode microwave oscillator. // Bell. Syst. Techn. J. – 1965. – Feb. – P. 369-372.
16. Brand F.A. Microwave generation from avalanching varactor diodes. // Proc. IEEE (Correspondence). – 1965. – V. 53. – Sept. – P. 1276-1277.
17. Lee J., Kim C. Two-watt CW GaAs Schottky-barrier IMPATT diodes. // Proc IEEE. – 1970. – V. 58. – №7. – P.1153-1154.

18. Schroeder W.T., Haddad G.I. Non-linear property of IMPATT devices. // Proc. IRE. – 1973. – V.61. – №1. – P. 153-182.

19. Вейц В.В., Вальд-Перлов В.М. и др. Лавинно-пролетный диод из арсенида галлия с барьером Шоттки X-диапазона. // Микроэлектроника и полупроводниковые приборы. – Сб. статей под ред. А.А. Васенкова и Я.А. Федотова. М.: Сов. Радио. – 1976. – вып. 1. – С. 236-251.

20. Кукарин С.В. Электронные СВЧ приборы. – М.: Радио и связь. – 1981. – 272 с.

21. Shokley W. Negative resistance arising from transit-time in semiconductor diodes. // Bell. Syst. Techn. J. – 1954. – Vol. 23. – №4 – P. 799-826.

22. Read W.T. A proposed high-frequency negative resistance diode. // Bell. Syst. Techn. J. – 1958. – Vol.37. – №3 – P. 401-446.

23. Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике. – М.: Радио и связь. – 1981. – 304 с.

24. Викулин И.М., Стафеев В.И. S-диоды. – Полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Я.А. Федотова. М.: Сов. Радио. – 1974. – вып. 28. – С. 23

25. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио., 1980, - 290 с.

26. Радіотехніка: Енциклопедичний навчальний довідник / За ред. Ю.Л. Мазора, Є. А. Мачуського, В.І. Правди. – К.: Вища шк. – 1999. – 838 с.

27. Серьезнов А.Н., Степанова Л.Н., Гаряинов С.А., Гагин С.В., Негоденко О.Н., Филинюк Н.А., Касимов Ф.Д. Негатроника. – Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1995. – 315 с.

28. K. Fobelets, R. Vounekx, and G. Borghs. A GaAs pressure sensor based resonant tunneling diodes. // J. Micromech. Microing. – 1994. – No4, P. 123-128.

29. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Угрюмова Н.В. Возникновение отрицательного сопротивления в структурах на основе р-п-перехода в СВЧ поле. // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т. 32, № 11, С. 1399-1402.

30. Maezava K., Matsuzaki H., Arai K., Otsuji T., Yamamoto M. High-speed operation of resonant tunneling flip-flop circuit employing a MOBILE. // 55th Device Res. Conf. – 1997. – P. 94-95.

31. Гаряинов С.А., Тиходеев Ю.С. Физические модели полупроводниковых приборов с отрицательным сопротивлением. – М.: Радио и связь, 1997. – 276 с.

32. Елесин В.Ф., Мельников Д.В., Подливаев А.Н. Область гене-

рации и усиления в резонансно-туннельных диодах // ФТП. – 1996. – Т. 30, – №4. С.620.

33. Яцуненко А.Г., Ковтонюк В.М., Иванов В.Н., Николаенко Ю.Е. Слаботочные диоды Ганна на основе арсенида галлия для КВЧ аппаратов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2005.– №3. – С. 46-48.

34. Бабичев Г.Г., Козловский С.И., Романов В.А., Шаран Н.Н. Кремниевый однопереходной тензотранзистор // Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72, – Вып. 4, – С. 66–71.

35. Викулин И.М., Викулина Л.Ф., Стафеев В.И. Магниточувствительные транзисторы // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т. 35, – Вып.1. – С. 3–10.

РОЗДІЛ 5

КОМБІНОВАНІ ДИНАМІЧНІ НЕГАТРОНИ

5.1. Синтез комбінованих динамічних негатронів на основі біполярних напівпровідникових структур

Аналіз фізичних процесів в гіпотетичній прольотній моделі напівпровідникової структури, приведений в підрозділі 3.8, показав, що одним із реальних варіантів цієї структури, який забезпечує реалізацію ДНО, є біполярний транзистор.

В роботах [1–4], присвячених аналізу ДНО біполярного транзистора, не розглядаються фізичні причини його появи, що затрудняє оцінку можливих областей використання цього опору в ПП. Використання прольотної моделі біполярної структури дозволило провести аналітичну оцінку умов виникнення ДНО і може бути використано для синтезу ДНО на основі реальних біполярних структур. З цією метою використовується напівпровідникова структура, зображена на рис. 3.25б, фізична еквівалентна схема якої зображена на рис. 5.1.

Дана еквівалентна схема аналогічна Т-подібній схемі заміщення транзистора, запропонованій Прітчардом [5], але генератор струму в вітці колектора характеризує наведений струм $i_{к нав}$, який враховує прольотні процеси в колекторі транзистора.

Синтез будемо проводити для таких граничних умов:

– не враховуються паразитні реактивності корпусу та виводів, а також омичний опір емітера та колектора;

– р-п-переходи плоскі;

– вплив обернених струмів р-п-переходів не суттєвий;

– режим роботи транзистора активний;

– амплітуда напруги сигналу суттєво менша значень постійних напруг на р-п-переходах транзистора (дана вимога відповідає режиму малого сигналу і дозволяє знехтувати нелінійними ефектами в транзисторі [6]);

– напруженість постійної складової електричного поля E_0 в р-п-переході області дрейфу 2 визначається розподіленням густини об'ємного заряду нерухомих іонів суміші. Рухомі носії впливу на неї не мають.

– спад напруги на опорі z_6 значно менший, ніж на опорах z_e та z_k .

З урахуванням зроблених припущень можна вважати, що змінна напруга $u_{13} = u_{ек}$, прикладена до 1 та 3 електродів транзистора розподіляється між емітерним та колекторним переходами тобто $u_{ек} = u_{12} + u_{23} = u_e + u_k$.

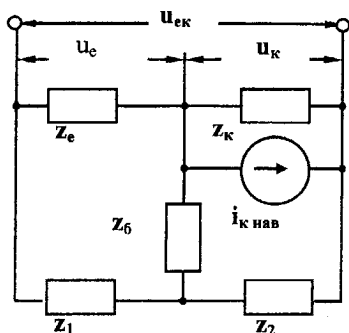


Рис. 5.1. Фізична еквівалентна схема ДНО на основі біполярної напівпровідникової структури. z_e , z_k і z_6 – повні опори емітера, колектора і бази z_1 і z_2 – повні опори зовнішнього кола

Для фіксованих структури та робочої точки маємо $\theta = const$ і умова (3.76) може бути виконана шляхом забезпечення відповідної φ_k , яка залежить від співвідношення параметрів структури транзистора і підключеного до нього кола (z_1, z_2).

Визначимо ці співвідношення. На основі еквівалентної схеми (рис.5.1) враховуючи, що $z_{к ел} = u_k / i_{к нав}$ визначаємо електронний опір колекторного переходу у вигляді

$$z_{к ел} = z_k [(\Delta_{33} + \Delta_{32}) / (\Delta_{33} + \Delta_{31}) - i_{к нав} z_e / u_e], \quad (5.1)$$

де Δ_{31} , Δ_{32} та Δ_{33} – мінори матриці $\|z\|$:

$$\|z\| = \begin{vmatrix} z_e + z_6 + z_1 & -z_6 & -z_e \\ -(z_6 + z_k z_e i_{к нав} / u_e) & z_k + z_6 + z_2 & z_k (1 - z_e i_{к нав} / u_e) \\ z_e - z_k z_e i_{к нав} / u_e & z_k & z_e + z_k (1 - z_e i_{к нав} / u_e) \end{vmatrix}$$

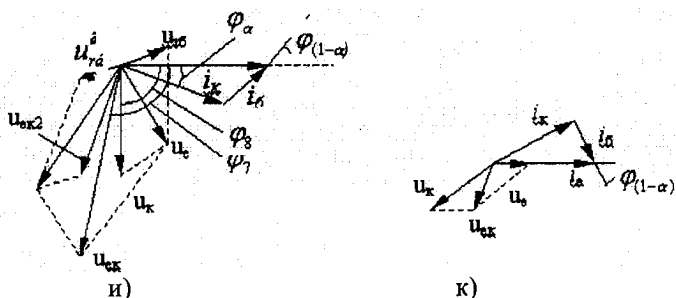
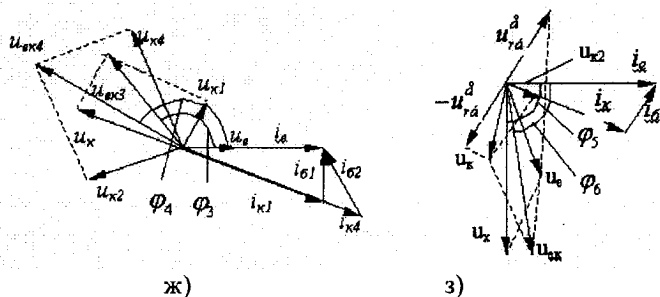
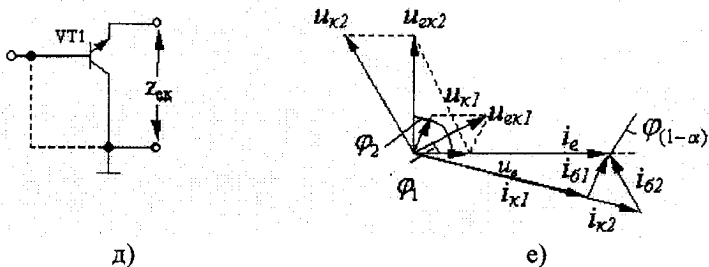
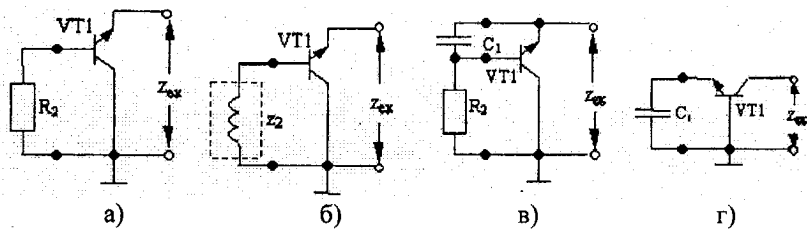


Рис. 5.2. Синтезовані схеми ДНО і векторні діаграми струмів і напруги в них

Цифрові індекси в позначеннях векторів відповідають режимам:

1. $M_{\text{л}} = 1, z_1 = \infty, z_2 = R_2$; 2. $z_1 = \infty, z_2 = R_2$; 3. $M_{\text{л}} = 1, z_2 = jx_2, z_1 = \infty$;
4. $M_{\text{л}} \gg 1, z_1 = \infty, z_2 = -jx_2$.

З еквівалентної схеми (рис.5.1) видно, що можливі такі комбінації елементів z_1 та z_2 зовнішнього кола: 1) $z_1 = \infty, z_2$; 2) z_1, z_2 ; 3) $z_1, z_2 = \infty$; 4) $z_1 = \infty, z_2 = \infty$.

В першому випадку на основі формули (5.1) знаходимо

$$z_{\text{к ел}}^{(1)} = z_{\text{к}}[(z_{\text{б}} + z_2)/(1 - z_{\text{е}} i_{\text{к нав}} / U_{\text{е}})] / (z_{\text{к}} + z_{\text{б}} + z_2) - z_{\text{е}} i_{\text{к нав}} / U_{\text{е}}].$$

Вибираючи z_2 таким чином, щоб $z_{\text{к}} \gg (z_{\text{б}} + z_{\text{е}})$, отримаємо

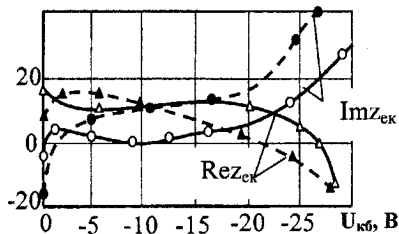
$$z_{\text{к ел}}^{(1)} = (z_{\text{б}} + z_2) / (1 - z_{\text{е}} i_{\text{к нав}} / U_{\text{е}}). \quad (5.2)$$

Враховуючи, що $i_{\text{к нав}} z_{\text{е}} / u_{\text{е}} = \alpha$, вираз (5.2) запишемо у вигляді

$$z_{\text{к ел}}^{(1)} \approx (z_{\text{б}} + z_2) / (1 - \alpha), \quad (5.3)$$

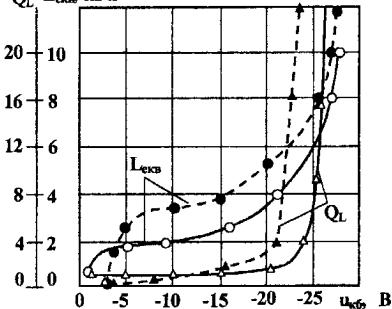
де α – коефіцієнт передачі транзистора по струму [7].

Rez_{ек}, Imz_{ек}, Ом



а)

Q_L, L_{екв}, нГн



б)

Рис. 5.3. Розрахункові — та експериментальні --- залежності дійсної $Re z_{\text{ек}}$ та уявної $Im z_{\text{ек}}$ складових вихідного опору (а), добротності Q_L та еквівалентної індуктивності $L_{\text{екв}}$ (б) схеми рис. 5.2а від напруги $u_{\text{кб}}$ між колектором і базою

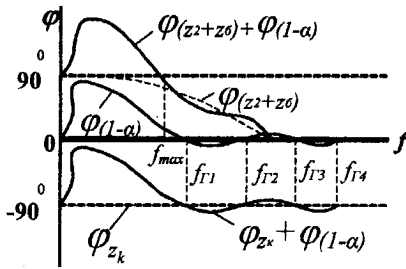


Рис. 5.4. Розрахункові частотні залежності аргументів $(1-\alpha)$, $(z_2 + z_0)(1-\alpha)$, z_k та $z_k(1-\alpha)$.

З урахуванням повного опору емітерного переходу z_e отримуємо вираз для повного опору кола емітер-колектор транзистора, при підключенні між його базою і колектором опору z_2 .

$$z_{ек}^{(1)} \approx z_e + z_{к ел}^{(1)} = z_e + (z_0 + z_2)/(1-\alpha). \quad (5.4)$$

Даний вираз відповідає виразу для повного опору індуктивного транзистора [8], зображеного на рис. 5.2.

Визначимо умову появи ДНО в цій схемі. З формули (5.3) знаходимо

$$\text{Re } z_{к ел} = |(z_0 + z_2)(1-\alpha)| \cos[\varphi_{(z_0+z_2)} + \varphi_{(1-\alpha)}],$$

де $\varphi_{(z_0+z_2)}$ та $\varphi_{(1-\alpha)}$ аргументи $(z_0 + z_2)$ та $(1-\alpha)$.

Якщо $90^\circ < [\varphi_{(z_0+z_2)} + \varphi_{(1-\alpha)}] < 270^\circ$, тоді $\text{Re } z_{к ел}^{(1)} < 0$.

Використовуючи односмугову апроксимацію для α у вигляді $\alpha = M_n / (1 - j\omega / \omega_T)$ [9], де ω_T – гранична частота транзистора, M_n – коефіцієнт лавинного множення [10], отримуємо вираз

$$\varphi_{(1-\alpha)} = 90^\circ - \arctg \left\{ \left[1 - M_n + (\omega / \omega_T)^2 \right] \omega_T / M_n \omega \right\}, \quad (5.5)$$

звідки випливає, що в режимі лавинного множення, коли $M_n > (1 + \omega^2 / \omega_T^2)$, $\varphi_{(1-\alpha)}$ перевищує 90° і $\text{Re}z_{к\text{ел}}^{(1)} < 0$, при $\varphi_{(z_2+z_0)} = 0$, що відповідає $z_0 = r_0$, $z_2 = R_2$.

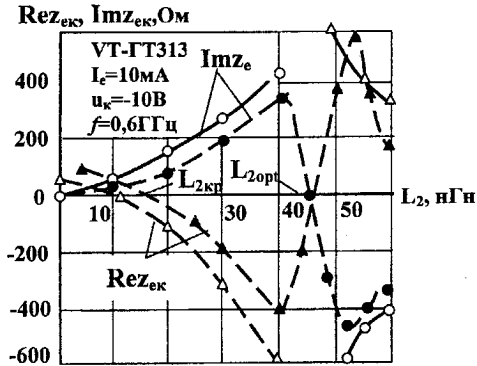
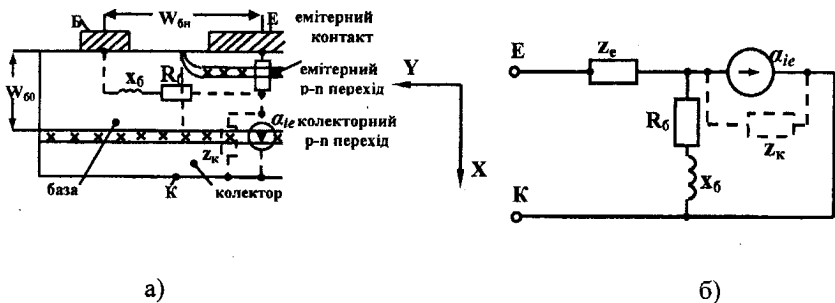


Рис. 5.5. Розрахункові — і експериментальні - - - залежності складових вихідного опору схеми рис. 5.2б від величини індуктивності в колі бази

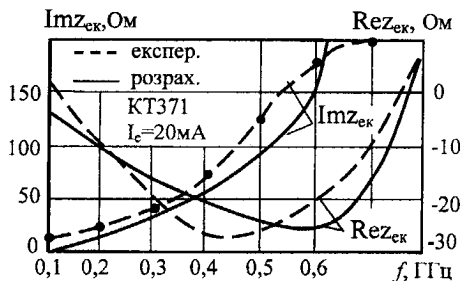
Схема (рис. 5.2а), що реалізується, відповідає випадку “індуктивного транзистора”, лавинний режим роботи якого досліджений в роботах [11–13], які підтверджують появу ДНО в схемі. Аналіз виразу (5.4) показує, що в результаті дії ефекту лавинного множення, зі збільшенням напруги на колекторі вище допустимого ($u_{кб} > u_{кб\text{доп}}$), відбувається зменшення дійсної $\text{Re}z_{к\text{ел}}^{(1)}$ і зростання уявної $\text{Im}z_{к\text{ел}}^{(1)}$ складових повного опору “індуктивного транзистора” (рис. 5.3а), а це в свою чергу приводить до збільшення його еквівалентних добротності Q_L та індуктивності $L_{\text{екв}}$ (рис. 5.3б).

Відсутність в схемі котушок індуктивності дозволяє використовувати її в якості напівпровідникового аналога індуктивності (що й стало приводом називати дану схему “індуктивний транзистор”). Використання для цієї мети звичайних транзисторних структур дозволяє отримувати високі значення добротності ($Q_L > 10$) тільки при великих коефіцієнтах лавинного множення ($M_n > 5$), що понижує надійність роботи схеми і значно погіршує її шумові властивості. Вказані недоліки виявились причиною негативного відношення спеціалістів до даної схеми, як напівпровідникового аналога індуктивності.



а)

б)



в)

Рис. 5.6. Двовимірна топологія біполярної напівпровідникової структури (а), що реалізує ДНО, її фізична еквівалентна схема (б) і частотна залежність складових повного опору (в)

При більш низьких значеннях коефіцієнта лавинного множення $M_n < 5$ для виконання умови (5.4) необхідно збільшувати кут прольоту θ_k , але це призводить до зменшення напруженості електричного поля E_0 в колекторному переході і ще більшому зменшенні коефіцієнта M_n , і також фазового здвигу φ_k . Розв'язання цієї задачі – в нерівномірному легуванні колекторного переходу.

З зростанням частоти $\varphi_{(1-\alpha)}$ і при відсутності лавинного множення $M_n = 1$, $\varphi_{(1-\alpha)} = \arctg(\omega_T / \omega) \leq 90^\circ$ зменшується.

Використання багатополосної апроксимації для коефіцієнта передачі α дозволяє отримати більш точну залежність для фазочастотної характеристики $\varphi_{(1-\alpha)}$ (рис. 5.4), яка не тільки підтверджує зроблений висновок, але й показує, що на частотах як менших, так і біль-

ших максимальної частоти генерації транзистора f_{\max} , виконується нерівність $\varphi_{(1-\alpha)} < \pm 90^\circ$.

Таким чином, для виконання умови (5.4) необхідно, щоб $\varphi_{(z_6+z_2)} > 0$, що в випадку малого рівня інжекції, коли $z_6 = r_6$, відповідає умові $z_2 = jX_2 = -1/j\omega L_2$, реалізуємо в схемі (рис. 5.1б). На рис. 5.5 представлені розрахункові та експериментальні результати дослідження складових повного опору кола емітер-колектор даної схеми від величини індуктивності L_2 . При значеннях індуктивності $L_2 = L_{2\text{кр}} > 17\text{нГн}$, яке отримало найменування “критичного” [9], відбувається зміна знаку активної складової $\text{Re}z_{\text{ек}}^{(1)}$ з додатного на від’ємний, і при зростанні L_2 збільшується від’ємне значення $\text{Re}z_{\text{ек}}^{(1)}$. Однак при $L_2 = L_{2\text{опт}}$, цей ріст припиняється і в подальшому $\text{Re}z_{\text{ек}}^{(1)} < 0$ зменшується. Значення $L_{2\text{опт}}$ слід розглядати як оптимальне, оскільки воно, по-перше, забезпечує максимально-можливе на даній частоті значення $\text{Re}z_{\text{ек}}^{(1)} < 0$, а по-друге, при ньому величина $\text{Re}z_{\text{ек}}^{(1)}$ характеризується мінімальною чутливістю до вимірювання L_2 , що важливо з точки зору збільшення стабільності ІІ, використовуючи схему рис. 5.1в.

Величина $\text{Re}z_{\text{ек}}^{(1)}$ володіє мінімальною чутливістю до зміни L_2 , що важливо з погляду підвищення стабільності ІІ, що використовують схему рис. 5.1в.

Поява ДНО в схемах рис. 5.2, ілюструються векторними діаграмами, представленими на рис. 5.2е, ж.

Приведені векторні діаграми дозволяють наочно прослідкувати вплив не тільки зовнішніх компонентів схеми, але й параметрів напівпровідникової структури, якими нехтували на початку синтезу.

Так, наприклад, збільшення омичних опорів емітера і колектора веде до зростання падінь напруги u_k , u_e і до зменшення струму колектора i_k , а це як впливає з діаграм (рис. 5.2е) призводить до зменшення фазового зрушення φ_1 і внаслідок викликає зниження ДНО $\text{Re}z_{\text{ек}}^{(-)}$.

Перейдемо до розгляду другої комбінації елементів z_1 , z_2 з метою спрощення синтезу вважаємо $z_2 = r_6$, $z_e = r_e$, $z_k = r_k$, $r_k = (r_6 + R_6)$, що справедливо в діапазоні низьких частот. В цьому випадку, на основі (5.1) отримаємо

$$\begin{aligned} \text{Re}z_{\text{ек}}^{(2)} = & |(r_6 + z_2)(1 - \alpha)| \cos[\varphi_{(1-\alpha)} + \varphi_{(r_6+z_2)}] + r_6 |z_2(1 - \alpha)/z_1| \times \\ & \times \cos[\varphi_{(1-\alpha)} + \varphi_{z_2} - \varphi_{z_1}] + r_e |z_2/z_1| \cos(\varphi_{z_2} - \varphi_{z_1}), \end{aligned} \quad (5.6)$$

де $\varphi_{z_1} = \arg z_1$, $\varphi_{z_2} = \arg z_2$, $\varphi_{(r_6+z_2)} = \arg(r_6 + z_2)$.

Враховуючи, що в реальній схемі $\varphi_{(1-\alpha)} < \pm 90^\circ$, $\varphi_{z_1} < \pm 90^\circ$, $\varphi_{z_2} < 90^\circ$, $\varphi_{(z_2+z_1)} < \pm 90^\circ$, з виразу (5.6) видно, що необхідні умови появи в схемі ДНО ($\operatorname{Re} z_{\kappa_{ек}}^{(2)} < 0$) можливо отримати коли: 1) $z_2 = R_2$, $z_1 = -jx_1$; 2) $z_1 = R_1$, $z_2 = jx_2$; 3) $z_1 = -jx_1$, $z_2 = -jx_2$.

Перший випадок відповідає схемі "реактивного транзистора" (рис.5.2в), коли між емітером і базою включена ємність, величина якої вибирається з умови $C_1 > (r_6 + R_2) / \omega r_6 R_2$, а між базою і колектором – активний опір $R_2 \ll r_6$ [14]. На рис. 5.2з представлена векторна діаграма розподілу струмів і напруг в цій схемі. Аналіз параметрів цієї схеми показав [15], що частота на якій вона володіє максимальним ДНО в два рази менша, ніж для схеми "індуктивного транзистора" (рис. 5.2б), що обмежує можливості її застосування в ІП.

В другому випадку, коли $z_1 = R_1$, $z_2 = jx_2$, процеси в схемі аналогічні процесам, що відбуваються в "індуктивному транзисторі".

Значний інтерес при побудові ІП становить третій випадок, коли $z_1 = -jx_1$, $z_2 = -jx_2$. При його реалізації використовується опір ємності пасивної частини колекторного переходу транзистора C_{κ_2} , яка може значно перевищити ємність активної частини колекторного переходу C_{κ_1} [16] (наприклад, при коефіцієнті розділення колекторної ємності $\xi_{\kappa} = 5$, $C_{\kappa_2} = 4C_{\kappa_1}$), і тому робить значніший вплив на фазові співвідношення між струмами і напругою в транзисторі. В цьому випадку до транзистора підключається тільки одна ємність C_1 (рис. 5.2г), величина якої, виходячи з виразу (5.6) і з урахуванням активних втрат в ній R_1 і в ємності $C_{\kappa_2} - (R_{\kappa_2})$, вибирається із співвідношення $C_1 < 1/\omega^2 C_{\kappa_2} R_1 R_{\kappa_2}$. Цей випадок відповідає третій комбінації z_1 , z_2 елементів. Розглянутий випадок ілюструє векторна діаграма, зображена на рис. 5.2и.

Вибором ємності C_1 , реалізується фазове зміщення між напругою $u_{ек}$ по відношенню до струму i_e величиною $\varphi_2 > 90^\circ$, що викликає появу ДНО між виходами емітера та колектора.

Для четвертої комбінації $z_1 = \infty$, $z_2 = \infty$ (рис. 5.2д), на підставі (5.6) знаходимо

$$z_{\kappa_{ек}}^{(4)} = z_{\kappa} (1 - \alpha). \quad (5.7)$$

$$\text{Звідки } \text{Re} z_{\kappa \text{ел}}^{(4)} = |z_r(1-\alpha)| \cos[\varphi_{z_\kappa} + \varphi_{(1-\alpha)}].$$

Враховуючи, що φ_{z_κ} , визначає ємність колекторного переходу, з урахуванням втрат завжди менше 90° , нерівність $\text{Re} z_{\kappa \text{ел}}^{(4)} < 0$ виконується у випадку, коли $\varphi_{(1-\alpha)} < 0$, що спостерігається на частотах, які лежать вище за максимальної частоти генерації транзистора f_{max} (рис. 5.4л). Даний випадок відповідає двосмуговому режиму роботи транзистора і використовується при побудові взаємних ПП.

При проведенні синтезу вважалося, що база транзистора характеризується тільки омичним опором r_e . Проте в режимі високого рівня інжекції, при широкій базі, що спостерігається при малій (0,5 – 1 В) напрузі на колекторному переході, необхідно враховувати комплексний характер її опору. Вважаємо, що імітанс напівпровідникового діода в режимі великого рівня інжекції, аналогічний імітансу між емітерним і базовим выводами транзистора в цьому режимі для випадку широкої бази і дифузійного механізму руху носіїв струму в базі транзистора. З урахуванням цього, визначаємо складові імітансу між емітерним і базовим выводами транзистора у вигляді послідовного ланцюга (рис. 5.6а), утвореного диференціальним активним $r_e = KT^0/qI_e$ та ємнісним [6] $X_e = -j\omega W_{\text{он}}^2 r_e / D$ опорами емітерного переходу, і дифузійними активним $R_6 = r_e W_{\text{он}}^2 / 2L_2$ та індуктивним $X_6 = j\omega W_{\text{он}}^2 r_e / 2D$ опорами пасивної області бази [17].

Наявність дифузійного індуктивного опору в пасивній області бази дозволяє синтезувати напівпровідникову транзисторну структуру з ДНО, придатну для інтегрального виготовлення. Якщо закоротити по постійному струму базовий і колекторний виводи транзистора, як показано на рис. 5.2д пунктиром, то постійна напруга, прикладена до колекторного переходу $u_{\kappa\text{б}}$, визначатиметься падінням напруги, за рахунок протікання постійної складової струму бази I_6 на опорі R_6 . Враховуючи, що величина R_6 для сучасних СВЧ транзисторів складає одиниці Ома [18], а струм бази I_6 в цьому режимі – десятки долі міліампера, величина напруги $u_{\kappa\text{б}} = (0,5 - 1)B$. Тому ширина колекторного переходу мала. Звууженню колекторного переходу також сприяє зростання щільності струму через колекторний перехід [19]. Зменшення ширини колекторного переходу визначає зростання ширини $W_{\text{он}}$ бази, що забезпечує індуктивний імітанс бази вздовж осі Y (рис. 5.6а). Якщо виводи колектора і бази сполучені між собою і по змінному стру-

му, тоді індуктивний імітанс $z_6 = R_6 + jx_6$ виявляється включеним паралельно колекторному переходу і впливає на опір ланцюга емітер-колектор транзистора також, як індуктивність в схемі "індуктивного транзистора", а повний опір в цьому ланцюгу, з урахуванням (5.3), рівний [24, 25]

$$z_{ек} = r_e(1 - j \frac{\omega W_{6m}^2}{3D}) + \frac{r_e W_{6m}^2}{2} (\frac{1}{L^2} + \frac{\omega}{D})(1 - \alpha).$$

Результати розрахунку складових цього опору, а також експериментальна перевірка, здійснена на транзисторі типа КТ371, приведені на рис. 5.6в. Характер зміни складових повного опору синтезованої схеми від частоти, аналогічний залежностям для "індуктивного транзистора" (рис. 5.5), проте на відміну від всіх вище розглянутих схем, реактивна складова її опору $\text{Im} z_{ек}$, є індуктивною, за відсутності в схемі індуктивності, що робить її перспективною з точки зору реалізації ПП на її основі у вигляді напівпровідникових мікросхем.

5.2. Визначення граничних частот негatrona на основі біполярної напівпровідникової структури

Інформаційна здатність сигналу зростає із збільшенням його частоти, тому більшу ефективність мають ПП, здатні працювати на вищих частотах. Значення цих частот обмежені максимальною частотою, до якої за допомогою багатоелектродної напівпровідникової структури можна реалізувати ДНО. Ця частота є граничною частотою f_r побудови ПП на основі ДНО.

Для характеристики транзисторів з цією метою використовується максимальна частота генерації f_{max} [7] як частота, до якої коефіцієнт передачі транзистора по потужності більше одиниці. Проте, при використанні транзистора як чотириполосника без зовнішнього зворотного зв'язку на частотах менших f_{max} не завжди вдається реалізувати ДНО між однією парою клем транзистора, шляхом підключення необхідного імітансу до іншої пари клем (наприклад у разі потенційно-стійкого транзистора [3]).

Величина f_r залежить від схеми включення транзистора. Частота f_r^e для транзисторів, включених по схемі із спільним емітером (СЕ) рівна $f_r^e = 0,06 f_m$, в схемі із спільною базою (СБ) $-f_r^e = 0,9 f_m$, у схемі із спільним колектором (СК) $-f_r^e > f_m$ [47].

Враховуючи, що $f_z^e \ll f_z^b < f_z^k$, при побудові ІП найбільш височастотним є включення біполярного транзистора з спільним колектором. Тому визначимо граничну частоту біполярної структури f_T , як граничну частоту біполярного транзистора, включеного по схемі з СК (рис. 5.7а). При цьому використовуватимемо допущення, зроблені в попередньому параграфі.

На підставі (5.2) запишемо умову (3.76) для $\text{Re} z_{\kappa_{en}}^{(1)} = 0$ у вигляді

$$\varphi_{(z_2+z_6)} + \varphi_{(1-\alpha)} = \pm 90^0. \quad (5.8)$$

З урахуванням ємності колекторного переходу C_κ і умови $z_2 = z_6$, величину ($z_2 = z_6$) у формулі (5.2) представимо у вигляді

$$z'_6 = (z_2 + z_6) = (r_6 + R_2 + jx_2) / [(1 + x_2\omega C_\kappa) + j\omega C_\kappa(r_6 + R_2)], \quad (5.9)$$

де $x_2 = \omega L_2$, R_2 – активні втрати в індуктивності L_2 .

З виразу (5.9) знаходимо

$$\varphi_{(z_2+z_6)} = \arctg\{[x_2(1 - x_2\omega C_\kappa) - (r_6 + R_2)^2\omega C_\kappa] / (r_6 + R_2)\}. \quad (5.10)$$

Підставляючи (5.10) в (5.5) в умові (5.8) і розв'язуючи отриману нерівність відносно частоти, визначаємо граничну частоту біполярної структури.

$$f_T = f_m[\alpha_0 M_n x_2 + \sqrt{\alpha_0^2 M_n^2 x_2^2 + 4(\alpha_0 M_n - 1)(r_6 + r_2)A}] / 2A_1, \quad (5.11)$$

де $A = r_6 + R_2 + C_\kappa \omega_m \alpha_0 M_n [x_2^2 + (r_6 + R_2)^2]$.

З (5.11) випливає, що частота f_T залежить від імітансу внутрішнього кола, який визначається елементами R_2 та x_2 . Враховуючи, що вони входять у вираз (5.11) в неявному вигляді, доцільно розглянути два випадки:

- 1) $z_6 = R_2$, відповідний рис. 5.2а;
- 2) $z_6 = R_2 + jx_2$, відповідний рис. 5.2б.

В першому випадку формула (5.11) прийме вигляд

$$f_{\Gamma}(z_{\delta} = 0, M_n \geq 1) = f_m \sqrt{\alpha_0 M_n - 1 / [1 + \alpha_0 M_n C_x (r_{\delta} + R_2)]}. \quad (5.12)$$

Аналіз виразу (5.12) показує, що частота $f_{\Gamma}(z_{\delta} = R_{\delta})$, ($M_n \geq 1$) зростає із зменшенням R_2 і максимальна при $R_2 = 0$

$$f_{\Gamma}(z_{\delta} = 0, M_n \geq 1) = f_m \sqrt{\alpha_0 M_n - 1 / (1 + \alpha_0 M_n \omega_T C_x r_{\delta})}. \quad (5.13)$$

За відсутності лавинного множення ($M_n = 1$), частота $f_{\Gamma}(z_{\delta} = 0, M_n = 1)$ є уявною, що вказує на відсутність можливості отримання ДНО в біполярній структурі, та підтверджується експериментальними результатами [12].

В режимі лавинного множення, коли $M_n \gg 1/\alpha_0$, вираз (5.14) приймає вигляд

$$f_{\Gamma}(z_{\delta} = 0, M_n = 1) = f_m \sqrt{\alpha_0 M_n / (1 + \alpha_0 M_n \omega_T C_x r_{\delta})}. \quad (5.14)$$

Враховуючи, що $M_n \gg 1/(\alpha_0 C_x r_{\delta})$, $\alpha_0 M_n \omega_T C_x r_{\delta} > 1$ (наприклад для транзистора типу КТ3115 ($C_x r_{\delta} \approx 5 \cdot 10^{-12}$, $f_T = 7$ ГГц, $\alpha_0 = 0,99$) $M_n = 20$, маємо $\alpha_0 M_n \omega_T C_x r_{\delta} \approx 4,4$), з (5.14) отримуємо

$$f_{\Gamma}(z_{\delta} = 0, M_n = 1) \approx \sqrt{f_m / 2\pi r_{\delta} C_x}.$$

З урахуванням відомого виразу для максимальної частоти генерації транзистора [7]

$$f_{\max} = \sqrt{f_m \alpha_0 / 8\pi r_{\delta} C_x}$$

знаходимо $f_{\Gamma}(z_{\delta} = 0, M_n \gg 1) \approx 2f_{\max}$, тобто в режимі лавинного множення при $z_{\delta} = 0$, гранична частота біполярної транзисторної структури в два рази перевищує максимальну частоту генерації транзистора f_{\max} , що, наприклад для транзистора КТ3115, складає порядку 28 ГГц.

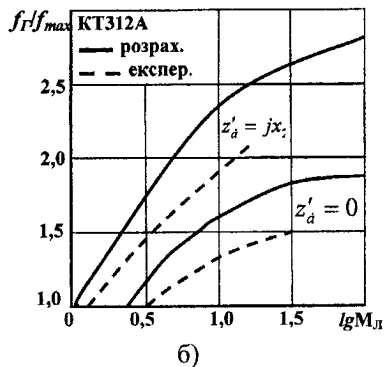
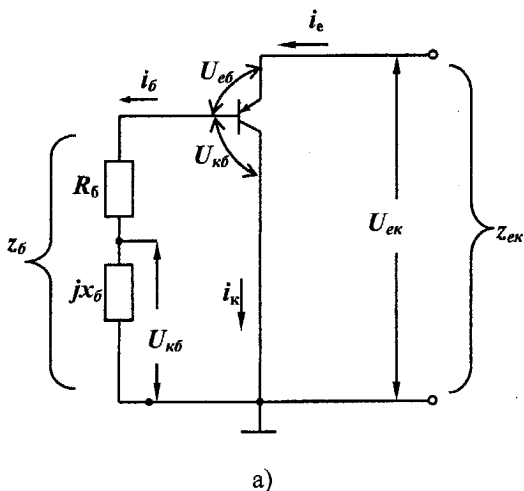


Рис. 5.7 Високочастотна частина схеми, використовуваної при розрахунку граничної частоти біполярної напівпровідникової структури (а) і залежності її граничної частоти $f_Г$ від коефіцієнта лавинного множення $M_л$ (б)

Визначимо граничну частоту f_r для другого випадку $z_6 = R_2 + jx_2$. З (5.10) випливає, що φ_{z_6} буде максимальним при $R_2 = 0$ і оптимальному значенні x_{2opt} , рівному $x_{2opt} = 1/(4\pi f_n C_k r_6)$. З урахуванням цього, знаходимо

$$\varphi_{z_6max} = \arctg[1/(8\pi f_n C_k r_6) - 2\pi f_n C_k r_6]. \quad (5.15)$$

Підставляючи (5.5) і (5.10) в (5.8) і розв'язуючи отримані нерівності відносно граничної частоти f_r знаходимо

$$f_r(z'_6 = jx_{2opt}, M_n \geq 1) = \sqrt{\omega_T[\alpha_0 M_n - 4\omega_T C_k r_6(1 - \alpha_0 M_n)]/4C_k r_6(1 + \alpha_0 M_n \omega_T C_k r_6)/2\pi}. \quad (5.16)$$

За відсутності лавинного множення ($M_n = 1$), з урахуванням того, що

$\alpha_0 = 1$, $\omega_T C_k r_6 < 1$ з формули (5.16) визначаємо граничну частоту

$$f_r(z'_6 = jx_2, M_n = 1) = \sqrt{f_m/8\pi C_k r_6},$$

рівну максимальній частоті генерації транзистора f_{max} . У режимі лавинного множення, коли $M_n \gg 1/\alpha_0 C_k r_6$, $\alpha_0 C_k r_6 M_n > 1$, вираз (5.16) приймає вигляд $f_r(z'_6 = jx_2, M_n \gg 1) = 2f_{max} + 0,5f_k$ (де $f_k \gg 1/(2\pi C_k r_6)$ – гранична частота колекторного переходу), з якого виходить, що в режимі лавинного множення при індуктивному характері повного опору між базою і колектором транзистора $z'_6 = jx_6$, біполярна структура може реалізувати ДНО до частоти f_r , що більш ніж удвічі перевищує максимальну частоту генерації транзистора f_{max} і зростаючої із збільшенням граничної частоти колекторного переходу f_k .

Результати експериментальної перевірки проведеного аналізу, здійснені за допомогою широкосмужової коаксіальної виміральної лінії типу P1-5A методом поглинаючого клину [20], приведені на рис.5.76 [224]. З графіків видно, що із зменшенням коефіцієнта лавинного множення, відбувається зменшення граничної частоти f_r [22].

При виборі типу транзистора для експерименту виходили з вимог отримання невисоких значень частоти f_r , що дозволяє уникнути похибок, які виникають за рахунок паразитних реактивностей корпусу і

виводів транзистора. Спостережену деяку розбіжність розрахункових і експериментальних залежностей можна віднести: до похибки, що виникає в результаті зроблених допущень про можливість знехтування впливом диференціального опору емітерного переходу z_e і омичних опорів емітера R_e і колектора R_x , які включені послідовно з електронним ДНО і сприяють зменшенню результуючої ДНО на клеммах транзистора, і отже зменшують реальне значення частоти f_T .

Проведений аналіз справедливий, коли біполярна структура використовується при підключенні як чотириполосник. Проте ДНО може бути реалізоване, коли вона використовується і як двополосник, наприклад, якщо коло бази розірване по змінному струму (рис. 5.2д).

В цьому випадку $\operatorname{Re} z_{en} < 0$ на частотах, коли $\varphi_{(1-\alpha)} < 0$, що як видно з рис. 5.4 виконується в декількох діапазонних частотах ($f_{n1} - f_{n2}$), ($f_{n3} - f_{n4}$) і т. п., які лежать вище за частоту f_{\max} .

Враховуючи те, що із зростанням частоти максимальне значення $|\varphi_{(1-\alpha)}|$ зменшується, а отже зменшується і ДНО, інтерес становить тільки перший діапазон частот ($f_{n1} - f_{n2}$).

Межі цього діапазону, визначені числовим методом, рівні $f_{n1} \approx 12\omega_0/2\pi$, $f_{n2} \approx 40\omega_0/2\pi$, де $\omega_0 = 2D/W_0^2$. Враховуючи, що $\omega_m = 1/\tau_0$, $\tau_0 = W_0^2/20\eta_e$ (формула справедлива при врахуванні тільки дрейфового механізму руху носіїв струму в базі), де η_e – коефіцієнт поля, знаходимо межі частотного діапазону, в якому біполярна структура в двополосному режимі може мати ДНО

$$f_{n1} \approx 12f_m/\eta_e, f_{n2} \approx 40f_m/\eta_e.$$

Наприклад, для транзистора типа КТ3115 ці частоти складають відповідно 84 ГГц і 280 ГГц.

Отримані вирази для граничної частоти реалізації ДНО також як і вираз для загальновідомої максимальної частоти генерації транзистора f_{\max} слід розглядати як характеризуючі потенційні можливості застосування біполярних структур є ІІ, до яких розробник наближатиметься у міру поліпшення напівпровідникової структури і конструкції ІІ.

5.3. Синтез комбінованих динамічних негатронів на основі уніполярної напівпровідникової структури

Використання узагальненої прольотної моделі багатоелектродної

напівпровідникової структури дозволяє синтезувати схеми ДНО на основі реальних уніполярних структур. При цьому виходимо з передумов і допущень, прийнятих в підрозділі 3.7.

Розглядаючи наведений струм $i_{нас}$ (3.77) в узагальненій уніполярній структурі (рис. 3.25в), як генератор струму з внутрішнім опором, рівним опору z_{23} дрейфової області, фізичну еквівалентну схему узагальненої уніполярної структури представимо у вигляді рис. 5.8а. Одним з реальних варіантів цієї структури є структура польового транзистора із затвором Шоттки (рис. 5.8б) еквівалентна схема якої зображена на рис. 5.8в [23].

Аналіз структури ПТШ (рис. 5.8б) показує, що його фізична еквівалентна схема складається з трьох областей (рис. 5.8в): області 1 активної частини кристала; області 2 самого кристала; області 3 самого кристала з індуктивностями і смостями виводів.

Фізичні процеси в області I визначають потенційні можливості ПТШ. Елементи областей 2 і 3 погіршують параметри транзистора і тому їх можна вважати паразитними елементами ПТШ. У зв'язку з цим, найбільший інтерес становить область 1. Порівнюючи фізичну еквівалентну схему цієї області з фізичною еквівалентною схемою узагальненої уніполярної структури (рис. 5.8а) отримуємо співвідношення, що забезпечують їх адекватність:

$$z'_1 = z_{es} / (1 + z_{es} \dot{S}); \quad z_2 = G^{-1} - z_{es}; \quad (5.17)$$

$$C_{23} = C_{c3}; \quad i_{нас} = \dot{S}U_3; \quad U_3 = U_{12}.$$

де z'_1 – повний опір контролюючої області;

$$z'_1 = j \frac{z'_1 / \omega C_{12}}{z'_1 - j / \omega C_{12}}$$

z_{es} – повний опір між електродами витоку і затвора ПТШ,
 $z_{es} = R_i - j / \omega C_{es}$.

Співвідношення (5.17) дозволяють здійснювати синтез ДНО на основі реальних уніполярних структур, використовуючи фізичну еквівалентну схему узагальненої уніполярної структури (рис.5.8а).

На підставі цієї схеми, при підключенні між електродами 1, 2 і 2, 3 опорів z_A і z_B , запишемо вираз для повного опору між 1 і 3 електродами

$$z_{13} = z_{1л} + z_{2л} (1 - \dot{S}z_{1л}). \quad (5.18)$$

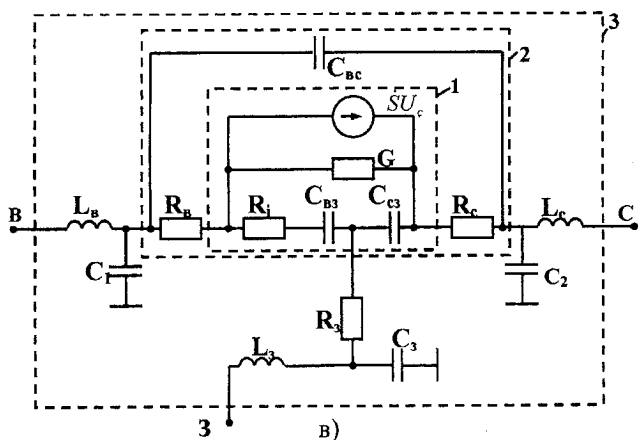
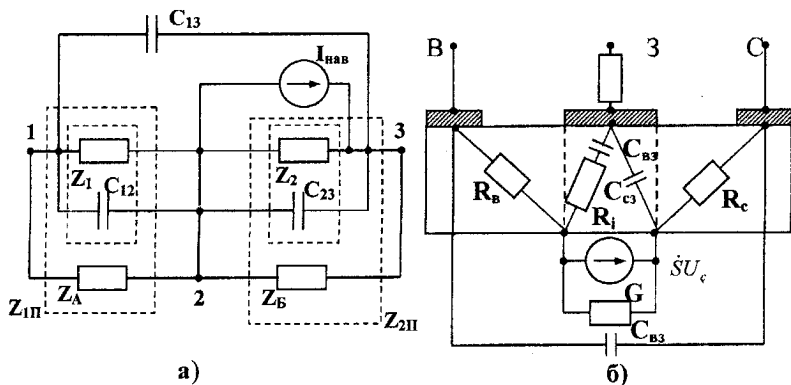


Рис. 5.8. Фізичні еквівалентні схеми: узагальненої уніполярної структури (а); кристала польового транзистора із затвором Шоттки (б); польового транзистора із затвором Шоттки, що враховує елементи корпусу і виводів (в) 1 – активна область кристала, 2 – кристал, 3 – кристал в корпусі.

На схемах: L_B , L_c , L_3 – індуктивності виводів виток, стоку і затвора; C_1 , C_2 і C_3 – ємності між виводами виток, стоку, затвором і корпусом; R_B , R_c , і R_3 – омичні опори виток, стоку і металізації затвора; G – провідність каналу; R_i та C_{c3} – диференціальний опір і ємність між витком і затвором; C_{c3} і C_{ec} – ємності між стоком і затвором і між витком і стоком; S – крутизна.

З метою спрощення процедури синтезу ємність C_{13} врахуємо в повному опорі z_{13} .

Визначимо вимоги до зовнішніх компонентів z_A , z_B , які забезпечують виконання нерівності

$$\operatorname{Re} z_{13} < 0. \quad (5.19)$$

З (5.18) випливає, що

$$\operatorname{Re} z_{13} = \operatorname{Re} z_{1II} + \operatorname{Re}[z_{2II}(1 - \dot{S}z_{1II})].$$

Оскільки z_{1II} утворено тільки пасивними компонентами, то $\operatorname{Re} z_{1II} > 0$. Тому для виконання нерівності (5.19) необхідно, щоб $\operatorname{Re}[z_{2II}(1 - \dot{S}z_{1II})] < 0$, що забезпечується виконанням умови

$$\arg[z_{2II}(1 - \dot{S}z_{1II})] > \pm 90^\circ. \quad (5.20)$$

Нерівність (5.20) є необхідною умовою реалізації ДНО за допомогою реальної уніполярної структури. Достатній умові відповідає виконання іншої нерівності

$$\operatorname{Re} z_{1II} < \operatorname{Re}[z_{2II}(1 - \dot{S}z_{1II})]. \quad (5.21)$$

Таким чином, синтез ДНО на основі реальної уніполярної структури зводиться до рішення нерівності (5.20), з подальшою перевіркою виконання нерівності (5.21).

Запишемо (5.20) у вигляді

$$\arg z_{2II} + \arg(1 - \dot{S}z_{1II}) > \pm 90^\circ. \quad (5.22)$$

Використовуємо односмугову апроксимацію для крутизни ПТШ [56]

$$\dot{S} = S_0 / (1 - j\Omega_S), \quad (5.23)$$

де S_0 – низькочастотне значення крутизни ПТШ, $\Omega_S = \omega / \omega_S$,

ω_S – гранична частота ПТШ по крутизні $\omega_S = 1/R_1 C_{10}$ справедливо на частотах $\omega < 0,5\omega_S$, відповідних реальному частотному діапазону використання таких структур в ПІ. Реалізація ДНО можлива шляхом використання чотирьох основних комбінацій кристала уніпо-

лярної структури із зовнішніми компонентами:

- 1) $z_A \neq \infty, z_B = \infty$; 2) $z_A = \infty, z_B \neq \infty$; 3) $z_A = \infty, z_B = \infty$;
- 4) $z_A \neq \infty, z_B \neq \infty$.

Розглядаючи четверту комбінацію, як окремий випадок перших двох комбінацій, визначимо характер реактивності компонентів z_A і z_B , що забезпечують виконання нерівності (5.20).

Відзначимо, що при $z_A = \infty, -90^\circ < \arctg z_{n1} < 0^\circ$, а при $z_B = \infty, -90^\circ < \arctg z_{n2} < 0^\circ$.

Для першої комбінації необхідною умовою виконання нерівності (5.20) є $\arg(1 - \dot{S}_{z_{1n}}) > 90^\circ$ або $\arg(1 - \dot{S}_{z_{1n}}) < 90^\circ$.

Подаючи $z_{n1} = \text{Re}z_{n1} + j \text{Im}z_{n1}$ та використовуючи (5.23) знаходимо

$$\arg(1 - \dot{S}_{z_{1n}}) = \arctg \frac{S_0(\text{Re}z_{n1} + \text{Im}z_{n1})}{1 - S_0(\text{Re}z_{n1} + \text{Im}z_{n1})}. \quad (5.24)$$

З (5.24) витікає, що знак $\arg(1 - \dot{S}_{z_{1n}})$ визначається співвідношенням між реальною і уявною складовими повного опору z_{1n} . Розглянемо можливі варіанти:

1. Величина z_A вибрана з умови $\text{Im}z_{n1} \gg \text{Re}z_{n1}$

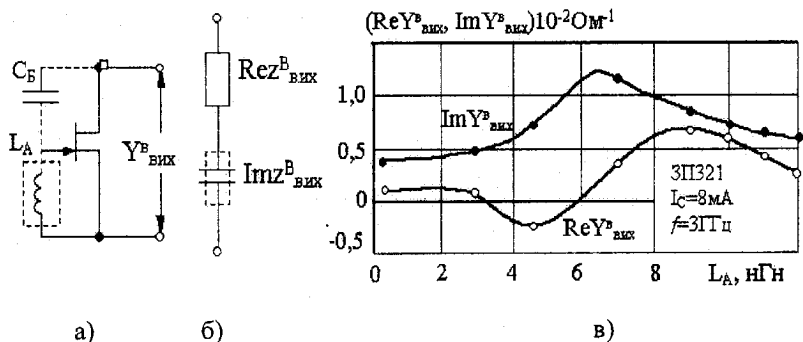


Рис. 5.9. Синтезована схема ДНО (а) на основі ПТШ та її еквівалентна схема коло (б) та залежність провідності $Y^B_{\text{вих}}$ від L_A (в)

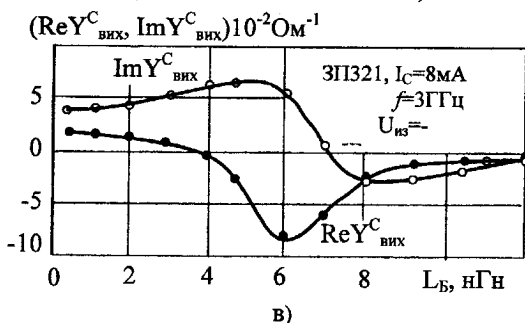
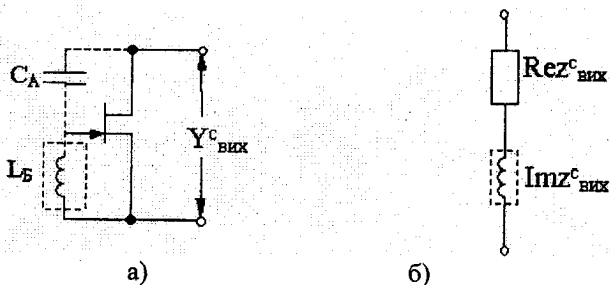


Рис. 5.10. Синтезована схема ДНО (а) на основі ПТШ та її еквівалентна схема (б) та залежність провідності $Y_{вих}^c$ від індуктивності L_B по відношенню до ПТШ кола (в)

При цьому з (5.24) отримуємо

$$\arg(1 - \dot{S}z_{1n}) = \arctg[-S_0 \operatorname{Im} z_{n1} / (1 - S_0 \operatorname{Im} z_{n1})]. \quad (5.25)$$

З (5.24) випливає, що $\arg(1 - \dot{S}z_{1n}) \leq -90^\circ$, якщо $\operatorname{Im} z_{n1} > 0$, тобто є індуктивною. Як видно з рис. 5.8а, ця умова може бути виконана тільки при $\operatorname{Im} z_A > 0$, що відповідає реальній уніполярній структурі, зображеній на рис. 5.9а.

Необхідна величина опору $\operatorname{Im} z_{n1}$, знайдена з (5.20) з урахуванням (5.25) дорівнює $\operatorname{Im} z_{n1} = \operatorname{Im} z_{n2} / [S_0 (\operatorname{Im} z_{n2} + \operatorname{Re} z_{n2})]$. При цьому результуюче фазове зрушення $\arg[z_{2n} (1 - \dot{S}z_{n1})] < -90^\circ$, що відповідає характеру ємності повного опору між 2 і 3 електродами еквівалентної схеми рис. 5.8а. При цьому повний опір між 1 і 2 електродами є індуктивним і результуючий характер реактивного опору між 1 і 3 електродами визначається співвідношенням величин $\arg z_{n1} > 0$ і

$$\arg[z_{II2}(1 - z_{II1}S)] < 0.$$

На рис. 5.96 представлені результати розрахунку складових провідності між 1 і 3 електродами від індуктивності L_A з використанням повної фізичної еквівалентної схеми ПТШ (рис. 5.8в), а також результати експериментального дослідження реальної уніполярної структури, створеної з використанням кристала ПТШ типу ЗПЗ21 [27]. З графіків видно, що в області значень індуктивності L_A , де $\operatorname{Re} Y_{\text{вх}}^u < 0$, величина $\operatorname{Im} Y_{\text{вх}}^u > 0$, тобто має характер ємності, що дозволяє представити повний опір між витоком і стоком реальної уніполярної структури у вигляді RC – кола рис. 5.9б.

2. Величина $z_A = \infty$. Це відповідає третій комбінації елементів. Оскільки в цьому випадку відповідно до (5.17) $z_{II1} = z'_1 = R_i(\Omega_S - j)/(\Omega_S - jR_iS_0)$, причому $R_iS_0 < 1$ (наприклад для кристала ПТШ типа ЗПЗ21, $R_i = 15 \text{ Ом}$, $S_0 = 0,026 \text{ Ом}^{-1}$, маємо $R_iS_0 = 0,2$), то $\operatorname{Im} z_{II1} \gg \operatorname{Re} z_{II1}$ і $\operatorname{Im} z_{II1} < 0$, $\arg(1 - \dot{S}z_{II1}) < 90^\circ$ і умова (5.20) не виконується. Таким чином, використання третьої комбінації уніполярної структури не дозволяє реалізувати ДНО (у відсутності ефекту Ганна, який в даному випадку виникає тільки в протяжній дрейфовій області [24] внаслідок технологічної труднощі його реалізації, не розглядається).

3. Характер реактивності повного опору z_{II1} , внаслідок підключення між 1 і 2 електродами ємності C_A , ємнісний. Даний варіант аналогічний другому варіанту і не приводить до появи ДНО.

При використанні другої комбінації ($z_A = \infty$, $z_B \neq \infty$) маємо

$$(1 - \dot{S}z'_1) = \frac{\Omega_S^2 + 2(S_0R_i)^2 + jS_0R_i\Omega_S}{\Omega_S^2 + (S_0R_i)^2}. \quad (5.26)$$

На частотах $\Omega_S > S_0R_i$, відповідних діапазону появи ДНО в реальних уніполярних структурах, вираз (5.26) можна спростити до вигляду

$$(1 - \dot{S}z'_1) \approx (\Omega_S^2 + jS_0R_i\Omega_S)/[\Omega_S^2 + (S_0R_i)^2]. \quad (5.27)$$

На підставі (5.27) знаходимо

$$90^\circ > \arg(1 - z'_1)S = \arctg(S_0R_i/\Omega_S) > 0. \quad (5.28)$$

Тому необхідною умовою виконання нерівності (5.20) $\arg z_{2II} > 0$, тобто реактивність повного опору z_{2II} повинна бути індуктивною і, з урахуванням (5.28), повинна відповідати умові

$\text{Im} z_{П2} / \text{Re} z_{П2} > \Omega_S / S_0 R_i$, що як випливає з рис. 5.8а, можливо тільки при $\text{Im} z_B > 0$. Таким чином синтезована реальна уніполярна структура, що реалізує ДНО і відповідна другій комбінації, повинна складатися з кристала ПТШ між затвором і стоком якого включена індуктивність L_B (рис. 5.10а). В цьому випадку, відповідно до (5.18) повний опір між витокком і стоком ПТШ може мати ДНО і індуктивну реактивну складову повного опору. На рис. 5.10б представлені розрахункові та експериментальні залежності складових повної провідності $Y_{\text{вх}}^C$, синтезованої схеми для реального ПТШ типу ЗП321 залежно від величини індуктивності L_B . З графіків виходить, що в діапазоні значень L_B , $\text{Re} Y_{\text{вх}}^C < 0$, тобто є індуктивною.

Таким чином, якщо в реальній уніполярній структурі, відповідній першій комбінації, відбувається інверсія провідності, то в схемі, відповідній другій комбінації, – конверсія провідності.

Проведений синтез реальних уніполярних структур заснований на використанні ємностей C_{es} і $C_{\text{св}}$ кристала ПТШ. З метою підвищення стабільності, синтезованих ДНО і забезпечення необхідних фазових співвідношень, паралельно цим ємностям можуть підключатися додаткові ємності C_A і C_B (рис. 5.9а і 5.10а).

5.4. Гранична частота негатрона на основі уніполярної напівпровідникової структури

Під граничною частотою реальної уніполярної структури f_r^y розумітимемо максимальну частоту, до якої вона може реалізувати ДНО.

Для визначення граничної частоти f_r^y скористаємося умовою (5.22), яка на граничній частоті f_r^y приймає вигляд

$$\arg z_{2П}(f_r^y) = \arg[1 - \hat{S}(f_r^y)z_{1П}(f_r^y)] = 90^\circ. \quad (5.29)$$

Величина $\arg[1 - \hat{S}(f_r^y)z_{1П}(f_r^y)]$ визначається виразом (5.25). Значення $\arg z_{2П}(f_r^y)$ знаходимо з еквівалентної схеми рис. 5.8а з урахуванням співвідношень (5.17)

$$\arg z_{2П}(f_r^y) \approx \arctg \frac{x_B - \omega_r^y C_{C3}(x_B^2 + R_i^2)}{R_i + G(x_B^2 + R_i^2)}. \quad (5.30)$$

Вираз (5.30) отримано з урахуванням виконання нерівності $G^2 \gg \omega^2 C_{\text{es}}^2$.

Максимальному значенню $\arg z_{2II}(f_r^y)_{\max}$ відповідає оптимальне значення реактивного опору $x_{\text{Борт}}$.

Розв'язуючи рівняння вигляду $\partial \arg z_{2II}(f_e^y) / \partial x_{\text{Борт}} = 0$, з урахуванням, що $x_B > 0$ і виконання для реальних уніполярних структур на основі кристала ПТШ нерівностей $GR_i \ll 1$, $\omega_e^{2(y)} C_{23}^2 R_i \ll G$, $\omega_e^y C_{C3}^2 / G \ll 1$ (наприклад для кристала ПТШ типа ЗПЗ25 маємо: $C_{C3} = 0,004$ пФ, $G = 1,67 \cdot 10^{-3}$ Ом⁻¹, $R_i = 1,33$ Ом, $f_e^y = 10$ ГГц, $\omega_e^{2(y)} C_{C3}^2 R_i = 0,851 \cdot 10^{-6} \ll 1,67 \cdot 10^{-3}$, $\omega_e^{(y)2} C_{C3}^2 / G = 0,15 < 1$),

$$x_{\text{Борт}} \approx \sqrt{R_i / G}. \quad (5.31)$$

Після підстановки (5.31) в (5.30), використовуючи перетворення вигляду $\arctg(S_0 R_i / \Omega_s) = 90^\circ - \arctg(\Omega_s / S_0 R_i)$ і з урахуванням зроблених допущень визначаємо граничну частоту реальної уніполярної структури

$$f_e^y = S_0 / 4\pi C_{e3} \sqrt{GR_i}. \quad (5.32)$$

Отриманий вираз (5.32) відповідає виразу для максимальної частоти генерації активної області кристала ПТШ, $f_{\max}^y = S_0 / 4\pi C_{e3} \sqrt{GR_i}$.

Це дозволяє зробити висновок про те, що гранична частота реалізації ДНО за допомогою уніполярної багатоелектродної напівпровідникової структури рівна його максимальній частоті генерації $f_r^y = f_{\max}^y$.

Перелік літератури до розділу 5

1. Богачев В.М., Никифоров В.В. Транзисторные усилители мощности. – М.: Энергия, 1978. – 344 с.
2. Полупроводниковые входные устройства СВЧ / Под ред. В.С. Эткина. – М.: Сов. радио, 1975. – 344 с.
3. Шварц Н.З. Линейные транзисторные усилители СВЧ. – М.: Сов. радио, 1980. – 368 с.
4. Jamaguchi J. On the inductive reactive and negative resistance the transistor // Journal Physical Society of Japan. – 1956. - Vol. 11. - P. 717-718.
5. Спиридонов Н.С., Ветроградов В.И. Дрейфовые транзисторы. – М.: Сов. радио, 1964. – 304 с.
6. Нанавати Р.П. Введение в полупроводниковую электронику. Пер. с англ. / Под ред. Я.А. Федотова. – М.: Связь, 1965. – 456 с.
7. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. – М.: Сов. радио, 1969. – 592 с.
8. Осадчук В.С., Филинюк Н.А. Исследование входного импеданса транзистора с индуктивностью в цепи базы. // Радиотехника. – 1974. – Т.29, №3. – С. 95–96.
9. Филинюк Н.А. Исследование реактивных свойств сверхвысокочастотных транзисторов и разработка СВЧ устройств на их основе: Дис... канд. техн. наук: 05.13.05. – К., 1974. – 172 с.
10. Филинюк Н.А. Исследование принципов построения и разработка устройств промежуточной частоты, использующих пролетные явления в транзисторах. – Сб. рефератов НИР и ОКР. – М.: 1978, №4, реф. №Б698244, с. 12.
11. Некрасов М.М., Осадчук В.С., Филинюк Н.А. Некоторые вопросы работы индуктивного СВЧ транзистора при повышенном напряжении на коллекторе. // Тезисы доклада Всесоюзной межвузовской конференции по прогнозированию надежности изделий электронной техники. – Киев, 1971. - С.31-32.
12. Некрасов М.М., Осадчук В.С., Филинюк Н.А. Исследование входного импеданса индуктивного СВЧ транзистора от тока эмиттера и напряжения на коллекторе // Диэлектрики и полупроводники. – К.: Вища школа, 1973. – Вып. 4. – С. 74–78.
13. Некрасов М.М., Осадчук В.С., Филинюк Н.А. Работа индуктивного СВЧ транзистора в лавинном режиме // Полупроводниковая техника и микроэлектроника. – К.: Наукова думка. – 1974. – Вып.16. – С. 66-67.
14. Филинюк Н.А. Анализ механизма появления отрицательного активного динамического сопротивления в транзисторах. // Методы

анализа и синтеза нелинейных цепей. – К.: Наукова думка, 1982. – С. 143–151.

15. Adams D.K., Ho R.Y.C. The transistor a microwave filter element. // Microwave Symposium. - Detroit, May, 1968. - P. 184-189.

16. Волков В.М., Попов В.П., Степаненко В.К. Микроминиатюрные транзисторные усилители. – К.: Техніка, 1973. – 208 с.

17. Chamberlain S.G. Some new-properties of forward biased emitter-base gunnection of gigaherts silicon transistor // Electronics Letters. – 1970.– Vol.6. – №26.– P.843-845.

18. Филинюк Н.А., Песков С.Н., Павлов С.Н. Определение параметров физической эквивалентной схемы ВЧ транзисторов // Изв. вузов СССР. Сер. Радиотехника. – Киев: 1982. – Т. 25, №12. – С. 38–43.

19. Агаханян Т.М. Основы транзисторной электроники. – М.: Энергия, 1974. – 256 с.

20. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Сов. Радио, 1968. – 480 с.

21. Филинюк Н.А. Анализ максимальной частоты генерации транзисторной схемы с общим коллектором с учетом лавинного умножения // Радиотехника и электроника. – 1982. – Т. 27, №8. – С. 1571-1575.

22. Філінюк М.А., Журбан Салех М.М., Куземко О.М. Аналіз граничної частоти транзисторного динамічного негatrona. Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. Хмельницький, 2004. – №4. – С. 57–61.

23. Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике. – М.: Сов. радио, 1981. – 304 с.

24. Барыбин А.А., Приговорский В.М. Волны в тонких слоях полупроводников с отрицательной дифференциальной проводимостью // Изв. вузов СССР, Сер. Физика – 1981 – №8. – С. 28–41.

25. Филинюк Н.А., Филинюк М.Н. Полупроводниковый элемент // Труды международной НТК «Приборостроение-97». Винница-Симеиз, 1997. – Ч. 2. – С. 231–233.

26. Филинюк Н.А., Никольский А.И. Математическая модель эквивалента индуктивности на транзисторе с закороченным коллекторным переходом / БУ «Депонированные рукописи». ВИНТИ. - №9. – 1989. – 12 с.

27. Філінюк М.А., Молчанов П.А., Войцеховська О.В. Моделювання транзисторного негatrona на польовому транзисторі з бар'єром Шоттки // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – Хмельницький, 1998. – №1. – С.86–88.

РОЗДІЛ 6

УЗАГАЛЬНЕНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ

6.1. Визначення та класифікація узагальнених перетворювачів імпедансу

Представлена в попередніх розділах математична модель інжекційно-прольотних ефектів виникнення ДНО в багатоелектродних напівпровідникових структурах забезпечила визначення умов реалізації на їх основі ДНО, синтез нових схем ДНО та розрахунок їх граничних параметрів. Але, з врахуванням введених граничних умов, вона не може бути використана при проектуванні високоефективних ІП. Тому виникла необхідність розробки математичної моделі багатоелектродної напівпровідникової структури в режимі ДНО, яка повинна забезпечувати точність розрахунків, достатню для вирішення задач проектування ІП.

В якості основи цієї моделі можна розглянути багатоелектродну напівпровідникову структуру як узагальнений перетворювач імпедансу (УПІ) [1, 2].

Узагальненим перетворювачем імпедансу називається чотириполосник (рис. 6.1), імпеданс між однією парою клем якого $W_{Bx} (W_{Bux})$ є функцією імпедансу $W_H (W_H)$, підключеного до другої пари його клем (рис. 6.1) [18]:

$$W_{Bx} = f(W_H), \quad W_{Bux} = f(W_H).$$

Під імпедансом розуміють повний опір або повну провідність, що використовується в конкретному випадку, і позначається індексом W , який при характеристиці чотириполосників є узагальненим параметром, під яким розуміють одну з Y -, Z -, h - або g систем параметрів чотириполосників.

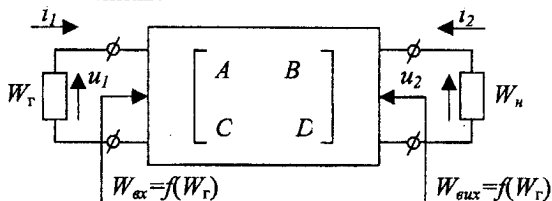


Рис. 6.1. Структурна схема узагальненого перетворювача імпедансу

Всі види УПІ можна поділити на дві групи – ті, що використовують схемотехнічні рішення для одержання необхідного коефіцієнта перетворення імітансу, і ті, що використовують для цієї мети фізичні ефекти в твердому тілі, зокрема, в транзисторних структурах.

Найбільш детально досліджені технічні рішення, які присвячені схемотехнічній реалізації УПІ [3–9]. Вони знайшли застосування у функціональних перетворювачах [10, 11], в лініях затримки [12], в активних частотно-вибіркових пристроях [13, 14], у фазочастотних коректорах [15], у компенсаторах активних та реактивних імітансів [16], при побудові логічних та ключових пристроїв [17].

Різноманітність перелічених галузей застосування УПІ даної групи, вказує на їх універсальність як елемента ІІ. Але частотний діапазон роботи таких УПІ, навіть у випадку експериментальних зразків, не перевищує 300 МГц [18], що пояснюється погіршенням їх параметрів внаслідок впливу неконтрольованої фазової затримки сигналу в міжелементних колах і в активних приладах.

Значно менша частина досліджень присвячена вивченню та реалізації УПІ, які використовують фізичні процеси в твердому тілі. Це роботи по дослідженню гіраторів на основі феритів [19] і дослідження емітерного та витокowego повторювачів [20] на транзисторі. Перший вид УПІ відноситься до пасивного пристрою і не одержав широкого практичного застосування внаслідок обмежених функціональних можливостей, нетехнологічності та низьких технічних параметрів.

Емітерний і витоковой повторювачі знаходять широке застосування як трансформатори активного опору. Одним з обмежень частотного діапазону роботи таких повторювачів є поява на високих і надвисоких частотах між їх електродами ДНО.

Саме дослідження цієї властивості емітерного повторювача дозволило реалізувати на його основі активні НВЧ фільтри [21] та фазообертачі [22]. Результати цих досліджень показали перспективність використання в ІІ діапазону високих і надвисоких частот в якості УПІ біполярного транзистора.

Всі типи узагальнених перетворювачів імітансу можна поділити на конвертори і інвертори імітансу [7].

Конвертором імітансу (КІ) називається чотириполюсник, імітанс між однією парою клем якого прямо пропорційно залежить від імітанса, що підключається до другої пари його клем. Наприклад, у випадку перетворення повного опору Z_H (пряме перетворення), маємо

$$Z_{Bx} = (A/D)Z_H,$$

де A і D – елементи $ABCD$ ланцюгової матриці перетворювача (в загальному випадку комплексні), які зв'язують струми та напруги на клеммах УПІ (див. рис. 6.1)

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ i_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_2 \\ -i_2 \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

У випадку ідеального конвертора імітансу, матриця (6.1) має вигляд

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ i_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_2 \\ -i_2 \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

з якої випливає, що він невзаємний і активний, якщо $AD \neq 1$ [8].
Відношення

$$A/D = T_K \quad (6.3)$$

є коефіцієнтом конверсії прямого перетворення, а величина

$$T_K' = 1/T_K \quad (6.4)$$

є коефіцієнтом конверсії зворотного перетворення імітансу.

В загальному випадку коефіцієнт конверсії – це комплексна величина. В окремому випадку, коли параметри ланцюгової матриці (6.2) є дійсні числа, коефіцієнт конверсії також дійсна величина. Конвертори імітансу, що характеризуються таким коефіцієнтом конверсії, називаються дійсними конверторами імітансу.

Якщо параметри ланцюгової матриці (6.2) характеризуються уявними числами, коефіцієнт конверсії також є уявною величиною, а відповідні КІ називаються уявними конверторами імітансу. Ідеальним конвертором імітансу називається чотириполюсник, коефіцієнт конверсії якого не залежить від імітансу, що перетворюється.

Значення коефіцієнта конверсії T_K не служить повним описом конвертора імітансу, матриця якого (6.2) має два параметра A і D . В залежності від співвідношення між параметрами A і D , дійсні конвертори імітансу поділяються на п'ять видів (табл. 6.1).

Інвертором імітансу називається чотириполюсник, імітанс між

однією парою клем якого зворотно-пропорційно залежить від імітансу, що підключається до іншої пари його клем. Наприклад, у випадку перетворення повного опору навантаження Z_H (пряме перетворення) маємо

$$Z_{Bx} = B/CZ_H.$$

Ланцюгова матриця ідеального інвертора імітансу має вигляд

$$\begin{Bmatrix} u_1 \\ i_1 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 & B \\ C & 0 \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} u_2 \\ -i_2 \end{Bmatrix}, \quad (6.5)$$

з якої випливає, що інвертор імітансу є невзаємним і активним чотиріполюсником [8].

Відношення

$$B/C = T_I \quad (6.6)$$

є коефіцієнтом інверсії прямого перетворення, а величина $W_I = \sqrt{T_I}$ – імітансом гірації прямого перетворення. В загальному випадку це комплексна величина. В окремому випадку, коли параметри ланцюгової матриці (6.5) є дійсні числа, імітанс гірації – також дійсна величина: опір гірації R_I , при перетворенні повного опору Z_H або провідність гірації G_I , при перетворенні повної провідності Y_H . Інвертори імітанса, які характеризуються дійсним імітансом гірації (R_I або G_I), називаються дійсними інверторами імітансу.

Властивості та реалізація ідеальних дійсних інверторів і конверторів імітансу розглянуті в роботах [3–9].

Якщо параметри матриці (6.5) характеризуються уявними числами, відповідні інвертори імітансу називаються уявними.

Значення коефіцієнта інверсії T_I не слугує повним описом інвертора імітансу, матриця якого (6.5) має два параметри B і C . В залежності від співвідношення між параметрами B і C , дійсні інвертори імітансу поділяються на п'ять видів (рис. 6.1).

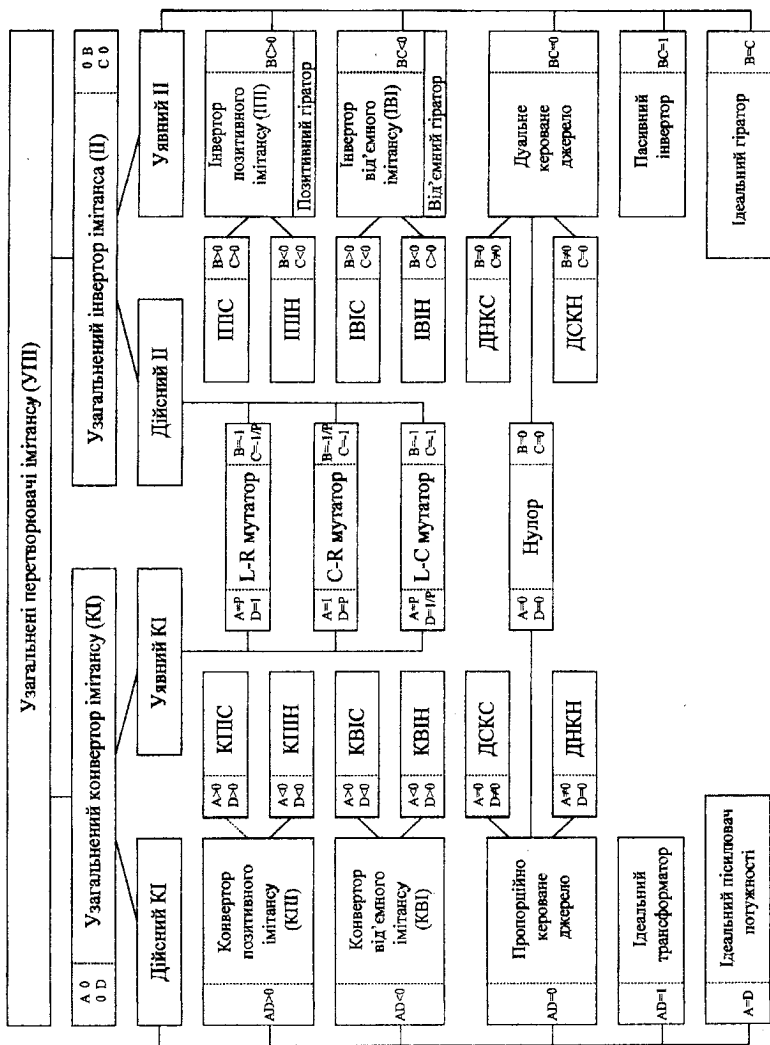


Рис. 6.1. Основні види узагальнених перетворювачів імітансу

6.2. Математична модель узагальненого перетворювача імітансу

За допомогою дійсних і уявних перетворювачів імітанса можна реалізувати, в якості вхідних функцій або функцій передачі, будь-який раціональний дріб з дійсними коефіцієнтами і довільним співвідношенням ступеня чисельника та знаменника [4]. В діапазоні низьких частот при розв'язанні цих задач використовується математична модель УПІ, що складається з коефіцієнта перетворення імітансу T і чутливості якості цього коефіцієнта до зміни параметрів α_i , УПІ – $S_{\alpha_i}^T$. При цьому, як правило, передбачається, що коефіцієнт перетворення імітансу є дійсною (як правило рівною 1 або -1), або уявною величиною. Але при практичному використанні УПІ в ПІ необхідна не тільки реалізація заданої функції, але й забезпечення визначених експлуатаційних вимог по стійкості, рівню шуму, коефіцієнту передачі й т.п. Вибір виду та типу УПІ в даному випадку не може бути виконаний тільки за коефіцієнтом перетворення та "якістю", а необхідно використовувати математичну модель, яка враховує систему робочих параметрів. Основні вимоги до такої моделі містяться в її повноті та точності, тобто вона повинна бути достатньою для визначення основних експлуатаційних параметрів УПІ, з достатньою для проектування ПІ точністю, а також в її об'єктивності, тобто кожний параметр цієї моделі повинен бути вимірним або розрахунковим, виходячи з реальних початкових умов. Крім цього, з інженерної точки зору параметри цієї моделі повинні узгоджуватися (або визначатися за допомогою них) з класичними системами параметрів (наприклад Y, Z, S і т.п.), які використовуються при розрахунку інших видів електронних пристроїв.

Виходячи з перелічених вимог, пропонується така система робочих параметрів УПІ [25]:

прямий коефіцієнт перетворення –	T ;
зворотний коефіцієнт перетворення –	T' ;
похибка перетворення –	γ_T ;
інваріантний коефіцієнт стійкості –	$K_{\text{стн}}$;
гранична частота –	f_T ;
чутливість коефіцієнта перетворення –	$S_{\alpha_i}^T$;
максимальнодосяжний коефіцієнт стійкої передачі по потужності –	$K_{\text{мс}}$;
коефіцієнт невзаємності –	K_H ;
максимальнодосяжне значення від'ємної дійсної складової перетвореного імітансу –	$\text{Re}W_{\text{max}}^{(-)}$;

оптимальна частота перетворення –	f_{opt} ;
мінімальнодосяжне значення коефіцієнта шуму –	$F_{ш min}$;
ефективність –	E .

Визначимо кожен з вище перелічених параметрів і покажемо, що вони можуть бути виражені через параметри узагальненої W -матриці чотири-полосника.

В зв'язку з тим, що всі види УПІ підрозділяються на конвертори і інвертори імітансу, їх коефіцієнти перетворення мають різний вигляд. Для конвертора імітансу, виходячи з визначення, при перетворенні імітансу навантаження W_H в вхідний імітанс, коефіцієнт прямого перетворення дорівнює $T_K = W_{Bx}/W_H$ і називається коефіцієнтом прямої конверсії імітансу. При перетворенні імітансу генератора W_G у вихідний імітанс W_{Bax} , маємо коефіцієнт зворотного перетворення $T'_K = W_{Bax}/W_G$. Якщо коефіцієнт перетворення імітансу не залежить від імітансу, що перетворюється, то такий УПІ називається ідеальним [16]. Враховуючи, що вхідний і вихідний імітанси лінійного чотириполосника зв'язані з параметрами його W -матриці співвідношеннями [26]:

$$W_{Bx} = W_{11} - W_{12}W_{21}/(W_{22} - W_H); \quad (6.7)$$

$$W_{Bax} = W_{22} - W_{12}W_{21}/(W_{11} - W_G). \quad (6.8)$$

Виходячи з (6.7) і (6.8), знайдемо необхідні вимоги для реалізації ідеального узагальненого конвертора імітансу $\Delta W = 0$, $W_{22} \gg W_H$, $W_{11} \gg W_G$. В даному випадку прямий і зворотний коефіцієнти конверсії УПІ визначаються виразом (6.9) і (6.10) в табл. 6.1.

За визначенням імітанс W_H , що перетворюється, узагальненого інвертора імітансу, пов'язаний з перетвореним імітансом W_{Bx} співвідношенням $W_{Bx} = T_I/W_H$, де T_I – коефіцієнт прямої інверсії імітансу. З (6.7) і (6.8) знайдемо, що для реалізації ідеального узагальненого інвертора імітансу необхідно забезпечити виконання умов: $W_{11} = 0$, $W_{22} = 0$.

В цьому випадку прямий T_I і зворотний T'_I коефіцієнти інверсії УПІ визначаються виразами (6.11) і (6.12). В випадку невиконання знайдених умов, коефіцієнт перетворення залежить від імітансу, що перетворюється, що вносить в процес перетворення похибку. Для оцінки величини цієї похибки використаємо коефіцієнт (6.13), який визначається при значенні імітансу, що перетворюється, яке забезпечує мінімальнодосяжне значення

дійсної складової перетвореного імітансу ($W_H = \text{Im}W_{H\text{opt}}$ – для прямого перетворення імітансу, $W_\Gamma = \text{Im}W_{\Gamma\text{opt}}$ – для зворотного перетворення імітансу).

Властивість УПІ синтезувати від'ємний дійсний імітанс $\text{Re}W^{(-)}$ може привести до його нестійкості. Кількісно оцінити потенційну нестійкість УПІ можна за допомогою інваріантного коефіцієнта стійкості [27], який визначається виразом (6.14), справедливим при умовах, одержаних А.А. Куліковським при виведенні імітансного критерію стійкості [28]:

1) $\text{Re}W_{11} > 0, \text{Re}W_{22} > 0$; 2) УПІ стійкий при підключенні до його клем нескінчених імітансів ($W_\Gamma = \infty, W_H = \infty$) при цьому характеризується такою W -матрицею, що розмірності імітансів W_{11} і W_{22} співпадають відповідно з розмірностями вказаних нескінчених імітансів.

Таблиця 6.1

Математична модель узагальненого перетворювача імітансу

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Прямий коефіцієнт перетворення імітансу W_H : для конвертора – для інвертора –	$T_K = W_{Bx}/W_H = W_{11}/W_{22}$, при $\Delta = 0, W_{22} \gg W_{11}$	(6.9)
	$T_I = W_{Bx}/W_H = -W_{12}/W_{21}$, при $W_{11} = W_{22} = 0$	(6.10)
Зворотний коефіцієнт перетворення імітансу: для конвертора – для інвертора –	$T'_K = W_{Bux}/W_\Gamma = W_{22}/W_{11}$, при $\Delta = 0, W_{11} \gg W_{22}$	(6.11)
	$T'_I = W_{Bux}/W_\Gamma = -W_{12}/W_{22}$, при $W_{11} = W_{22} = 0$	(6.12)
Похибка перетворення	$\gamma_T = (T - T_p)/T_p$, при $W_H = \text{Im}W_{H\text{opt}}$, $W_\Gamma = \text{Im}W_{\Gamma\text{opt}}$	(6.13)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Інваріантний коефіцієнт стійкості	$K_{CBH} = [2 \operatorname{Re} W_{11} \operatorname{Re} W_{22} - \operatorname{Re}(W_{12} W_{21})] / W_{12} W_{21} $	(6.14)
Гранична частота	$f_T(K_{CBH} = 1)$	(6.15)
Чутливість коефіцієнта перетворення імітансу	$S_{\alpha_i}^T = \frac{\partial T}{\partial \alpha_i} \frac{\alpha_i}{T}$	(6.16)
Максимально-досяжний коефіцієнт стійкості за потужністю	$K_{MS}(K_{CBH} = 1) = W_{21}/W_{12} $	(6.17)
Коефіцієнт незв'язності: - потенційно-стійкого УПІ –	$K_H(K_{CBH} > 1) = W_{21}/W_{12} ^2 = K_{MS}^2,$	(6.18)
- потенційно-нестійкого УПІ –	$K_H(K_{CBH} < 1) = \operatorname{Re} W_{22} / \operatorname{Re} W_{11}$	(6.19)
Максимально-досяжне значення від'ємної дійсної складової перетвореного імітансу: при прямому перетворенні –	$\operatorname{Re} W_{MAX Bx}^{(-)} = W_{12}/W_{21} (1 - K_{CBH})/2 \operatorname{Re} W_{22},$	(6.20)
при зворотному перетворенні –	$\operatorname{Re} W_{MAX Bx}^{(-)} = W_{12}/W_{21} (1 - K_{CBH})/2 \operatorname{Re} W_{11}$	(6.21)
Оптимальна частота перетворення імітансу	$f_{opt}(\partial \operatorname{Re} W_{MAX}^{(-)} / \partial f = 0)$	(6.22)
Мінімально-досяжне значення коефіцієнта шуму	$F_{Ш MIN} = F_{Ш}(W_{\Gamma} = W_{opt})$	(6.23)
Ефективність	$E = \left(\prod_{i=1}^n \eta_i^{\alpha_i} \right)^{1/n}$	(6.24)

Коли $K_{CBH} > 1$, УПП абсолютно стійкий при будь-яких значеннях імітацій W_T і W_H . В цьому випадку УПП не може забезпечити компенсацію дисипативних втрат в схемі, що обмежує його функціональні можливості.

Для практичного використання УПП в ПП найбільшу цікавість становить область високих частот, в якій він потенційно нестійкий. Ця область обмежена граничними частотами f_T . Для їх знаходження необхідно розв'язати рівняння (6.15) відносно частоти f_T або використати методику, запропоновану в [29].

Однією з вимог, які висуваються до УПП, є постійність коефіцієнта перетворення. Тому найважливішим критерієм для порівняння різних видів УПП є чутливість його коефіцієнта перетворення T до зміни α , параметрів УПП, що одержала назву "якість перетворювача". Чим менше чутливість УПП, тим вище його якість. Найбільше практичне значення одержала логарифмічна чутливість коефіцієнта перетворення T до зміни параметра α , УПП. Вона розраховується за допомогою виразу (6.16) [30].

В залежності від співвідношення параметрів УПП, він може як підсилувати сигнал, так і вносити затухання. Кількісно цю властивість УПП характеризує його максимальнodosяжний коефіцієнт передачі за потужністю на межі стійкості K_{MS} , який визначається виразом (6.17) [10]. Також як і інваріантний коефіцієнт стійкості K_{CBH} , коефіцієнт K_{MS} залежить тільки від параметрів узагальненої W -матриці УПП і визначається номінальним коефіцієнтом прямої передачі УПП за потужністю $K_{ном21}$ [31]. Аналогічно визначається номінальний коефіцієнт $K_{ном12}$ зворотної передачі УПП за потужністю

$$K_{ном21} = K_{MS} \left(K_{CBH} - \sqrt{K_{CBH}^2 - 1} \right), \quad (6.25)$$

$$K_{ном12} = K_{MS}^{-1} \left(K_{CBH} - \sqrt{K_{CBH}^2 - 1} \right). \quad (6.26)$$

Відношення (6.25) до (6.26) характеризує невзаємні властивості УПП в області їх потенційної стійкості, що оцінюються коефіцієнтом невзаємності K_H ($K_{CBH} > 1$) (6.18). З виразу (6.18) випливає, що у випадку потенційно стійкого УПП, його коефіцієнт невзаємності дорівнює квадрату від максимальнodosяжного коефіцієнта стійкості підсилення.

Для потенційно нестійких УПП ($K_{CBH} < 1$), їх двостороннє узгодження неможливе [31] і поняття $K_{ном}$ не має змісту. В цьому випадку УПП харак-

теризується максимальнодосяжним значенням від'ємного дійсного імітанса $\text{Re}W_{MAX}^{(-)}$, який показує яку максимальну величину дисипативних втрат (виражених в одиницях імітансу) може компенсувати даний УПП.

Розв'язавши рівняння $\partial \text{Re}W_{Bx} / \partial \text{Im}W_H = 0$ відносно $\text{Im}W_H$, і підставивши знайдене значення

$$\text{Im}W_{H \text{opt}} = \frac{\text{Re}W_{11} [|W_{12}W_{21}| - \text{Re}(W_{12}W_{21})]}{\text{Im}(W_{12}W_{21})} - \text{Im}W_{22} \quad (6.27)$$

в (6.7), одержимо вираз (6.20) для $\text{Re}W_{MAX Bx}^{(-)}$. Аналогічно знайдемо за допомогою (6.7) значення

$$\text{Im}W_{H \text{opt}} = \frac{\text{Re}W_{22} [|W_{12}W_{21}| - \text{Re}(W_{12}W_{21})]}{\text{Im}(W_{12}W_{21})} - \text{Im}W_{11}, \quad (6.28)$$

підставивши яке в (6.8) визначимо вираз (6.21) для $\text{Re}W_{MAX Bux}^{(-)}$. Відношення цих імітансів дорівнює (6.19) коефіцієнту невзаємного $K_H (K_{CBH} > 1)$, який характеризує невзаємні властивості УПП в області його потенційної нестійкості.

В загальному випадку $\text{Re}W_{MAX}^{(-)}$ є частотозалежним. Частоту, на якій реалізується максимальне, для даного УПП, значення $\text{Re}W_{MAX}^{(-)}$ при постійному значенні імітансу, що перетворюється, назовемо оптимальною частотою перетворення f_{opt} . У відповідності з імітансним критерієм стійкості [28], забезпечення стійкості ПП на цій частоті є необхідною умовою для його стійкості на інших частотах. Визначення даної частоти здійснюється розв'язанням рівнянь (6.20) і (6.21) відносно частоти $f_{opt Bx}$ і $f_{opt Bux}$.

Чутливість і динамічний діапазон ПП значною мірою визначаються його шумовими властивостями, які залежать від шумових властивостей УПП. При включенні його в схему як чотириполосника шумові властивості УПП оцінюємо значенням мінімальнодосяжного коефіцієнта шуму $F_{Ш MIN}$ (6.23), який залежить тільки від параметрів УПП і відповідає коефіцієнту шуму УПП при оптимальній провідності генератора $Y_{GF} = \text{Re}Y_{GF} + j \text{Im}Y_{GF}$.

Введені параметри описують УПП як елемент ПП. Але і самостійно, без додаткових елементів, УПП потрібно розглядати як ПП (наприклад, в якості використання його в якості вимірювального перетворювача, елемента керування й т.п.). В цьому випадку його ефективність необхідно оцінювати за допомогою узагальненого критерію ефективності E (6.24). Найбільшу

ефективність будуть мати УПШ з великими значеннями граничної частоти f_T , максимальнодосяжного коефіцієнта стійкої передачі за потужністю K_{MS} , максимальнодосяжного від'ємного дійсного перетвореного імпеданса $ReW_{MAX}^{(-)}$ оптимальної частоти перетворення f_{opt} і меншим значенням мінімально-досяжного коефіцієнта шуму $F_{ШМІН}$. Вплив інших параметрів УПШ на його ефективність залежать від призначення ПП.

Таким чином, як впливає з табл. 6.2, параметри УПШ виражаються через параметри його узагальненої W -матриці, яка інваріантна до будь-якої Y -, Z -, h - або g -системи параметрів чотириполосника, що дозволяє розглядати таку систему робочих параметрів УПШ як його узагальнену математичну модель, оскільки вона підходить для аналізу будь-яких видів і типів УПШ, незалежно від використаних в них фізичних ефектів, в тому числі для дослідження реальних багатоелектродних напівпровідникових структур.

6.3. Транзистор як узагальнений перетворювач імпедансу

Найбільш високочастотною реальною біполярною багатоелектродною напівпровідниковою структурою є біполярний транзистор. Гранична частота серійних типів біполярних транзисторів досягає 300 ГГц і очікується в найближчому майбутньому підвищення цієї частоти до 500 ГГц [32]. Це характеризує перспективність реалізації на основі біполярних транзисторів УПШ для використання в ПП.

В залежності від схеми включення біполярного транзистора, як чотириполосника, на його основі реалізується УПШ на транзистора з загальним колектором – УПШ^К, загальною базою – УПШ^Б і загальним емітером – УПШ^Е [2] (рис. 6.2).

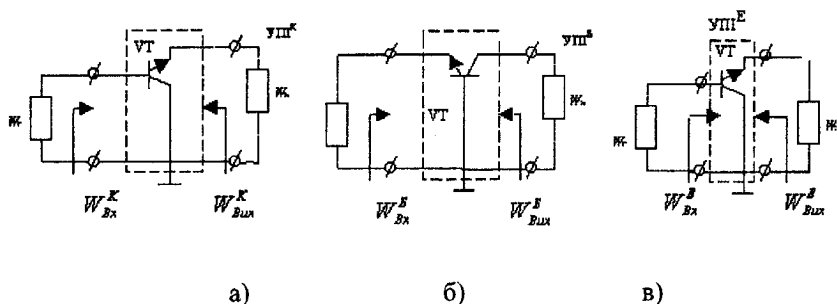


Рис. 6.2. Високочастотна частина схеми УПШ на основі реальної біполярної структури: а) – УПШ^К, б) – УПШ^Б, в) – УПШ^Е

Аналіз параметрів таких УПШ можна виконати за допомогою узагаль-

неної математичної моделі (6.9) – (6.24). Одержані при цьому результати будуть мати високу точність, але стає неможливим оцінити вплив параметрів напівпровідникової структури на основні робочі параметри УПП і їх ефективність. З метою компромісного рішення цих протиріч, розроблені математичні моделі різних видів УПП, використовуючи фізичну еквівалентну схему транзистора, шляхом визначення через її параметри узагальнених W параметрів УПП та підстановкою їх в узагальнену математичну модель УПП.

Існує велика кількість фізичних еквівалентних схем біполярних транзисторів різної ступені складності [21, 31, 33–37]. Але, як показує практика, ускладнення фізичної еквівалентної схеми не є умовою її точності, оскільки низька точність визначення її елементів. Крім цього, математичні моделі, одержані на підставі складної фізичної еквівалентної схеми, громіздкі, ускладнюють аналіз, не мають наочності і вимагають великих затрат машинного часу. В зв'язку з цим в теперішній час знаходить застосування тенденція вибирати відносно просту фізичну еквівалентну схему, з наступним узгодженням її параметрів з більш точними експериментальними характеристиками безструктурних моделей.

З урахуванням вищесказаного скористаємося Т-подібною фізичною еквівалентною схемою біполярного транзистора (рис. 6.3а) [36]. Враховуючи, що розміри сучасних біполярних транзисторних структур не перевищують 0,01 мінімальної довжини хвилі, аж до частот в декілька гігагерц (6 ГГц для транзистора типу КТ3115), вибрана фізична еквівалентна схема дозволяє описати параметри УПП аж до частот в декілька гігагерц.

Значення елементів виводів і корпусу $C_1 - C_3, L_e, L_b$ і L_k залежать як від конструктивного виконання транзистора, так і від способу монтажу його в схемі. Тому доцільно ті з них, що не включені в загальний вивід, вважати зовнішніми по відношенню до УПП і привести до вхідного W_r і вихідного W_H імітансів, що перетворюються. Індуктивність загального виводу в діапазоні НВЧ значно впливає на параметри УПП. Але, на перших етапах, з метою спрощення аналізу знехтуємо нею, врахувавши в подальших розрахунках.

З врахуванням зроблених припущень і ввівши позначення $Z_a = 1/j\omega C_{k1}$, $Z_{II} = 1/j\omega C_{k2}$, $Z_e = r_e/(1 + j\omega r_e C_e)$, фізичну еквівалентну схему біполярного транзистора представимо в вигляді, зображеному на рис. 6.3б.

В випадку великого рівня інжекції $Z_e \rightarrow 0$. При малому струмі емітера Z_e врахуємо в імітансі, що перетворюється. Для цієї схеми знайдемо невідзначену матрицю провідності

$$\begin{pmatrix} i_6 \\ i_k \\ i_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{Z_n + r_6}{Z_n \cdot r_6} & -\frac{1}{Z_n} & -\frac{1}{r_6} \\ \frac{(Z_n + r_6)(1 - \alpha) - Z_n}{Z_n r_6 (1 - \alpha)} & \frac{Z_a(1 + \alpha) + Z_n}{Z_n Z_a (1 - \alpha)} & \frac{r_6 + \alpha Z_a}{r_6 Z_a (1 - \alpha)} \\ \frac{1}{r_6(1 - \alpha)} & \frac{1}{Z_a(1 - \alpha)} & \frac{Z_a + r_6}{Z_a r_6 (1 - \alpha)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_6 \\ u_k \\ u_e \end{pmatrix}, \quad (6.29)$$

що встановлює зв'язки між струмами i_e , i_k , i_6 , які протікають по емітерному, колекторному і базовому виводах, і напругами u_e , u_k і u_6 між цими виводами і загальною шиною (землею).

Невизначена матриця (6.29) є вихідною для побудови математичних моделей УПН на основі реальних біполярних напівпровідникових структур.

Найбільш високочастотною реальною уніполярною багатоелектродною напівпровідниковою структурою є польовий транзистор Шоттки (ППШ). Гранична частота таких транзисторів досягає 200+300 ГГц. Перевагою цих структур є також їх планарний характер, що забезпечує виготовлення на їх основі ПП в вигляді напівпровідникових НВЧ мікросхем [39]. Це характеризує перспективність реалізації на основі ППШ вискоефективних ПП.

Дослідження показали, що при зміні величини і характеру імітанса, підключеного до однієї пари клем уніполярної багатоелектродної напівпровідникової структури, відбувається зміна імітансу між іншою парою клем, що дозволяє розглядати її як УПН

На схемах (рис. 6.3): r_6 – омичний опір бази; C_{k1} і C_{k2} – активна та пасивні ємності колекторного переходу; C_e і r_e – ємність і диференційний опір емітерного переходу; L_e, L_6 і L_k – індуктивності емітерного, базового і колекторного виводів; C_1 , C_2 і C_3 – ємності між базовим (б), емітерним (е) і колекторним (к) виводами і загальною шиною (землею) (з).

В залежності від схеми включення польового транзистора як чотириполосника на його основі реалізуються УПН на транзисторі з загальним стоком – УПН^С, загальним витоком – УПН^В і загальним затвором – УПН^З (рис. 6.4).

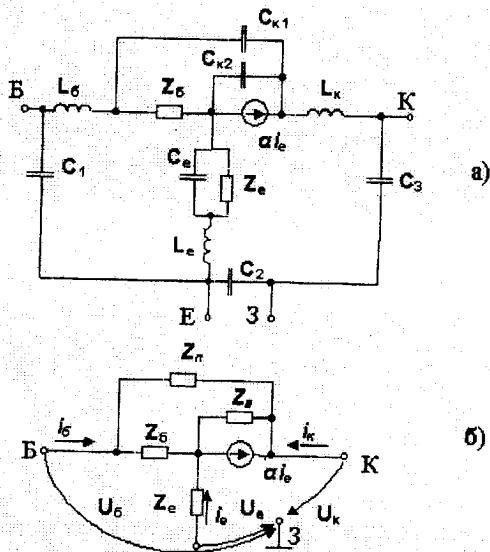


Рис. 6.3. Фізичні еквівалентні схеми біполярного транзистора: а) повна, б) без врахування реактивних елементів корпусу і виводів

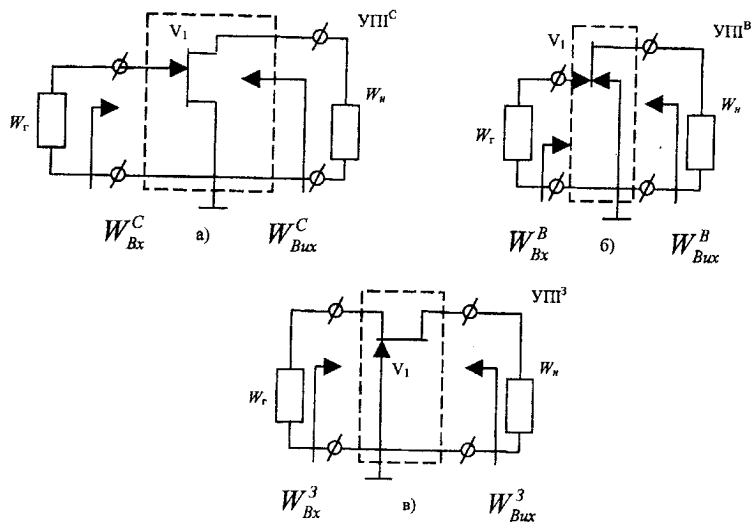


Рис. 6.4. Високочастотна частина схеми УПР на основі реальних уніполярних багатоелектродних напівпровідникових структур: а) УПР^С, б) УПР^В, в) УПР³

Потенційні можливості польового транзистора визначаються активною областю 1 його кристала, яка характеризується елементами: C_{c3} , C_{c3} , R_i , Y_K і SU_3 , фізичної еквівалентної схеми (рис. 6.5). Інші елементи цієї схеми визначаються конструктивними особливостями і погіршують більшість параметрів уніполярного транзистора. Тому, з метою спрощення аналізу, знехтуємо впливом елементів, включених в коло загального виводу уніполярного транзистора, а також елементів $C_{кп}$ і $R_{кп}$ пасивної частини кристала.

Інші елементи пасивної частини кристала і виводів польового транзистора доцільно вважати зовнішніми по відношенню до УПІ і привести до входного і вихідного імітансів.

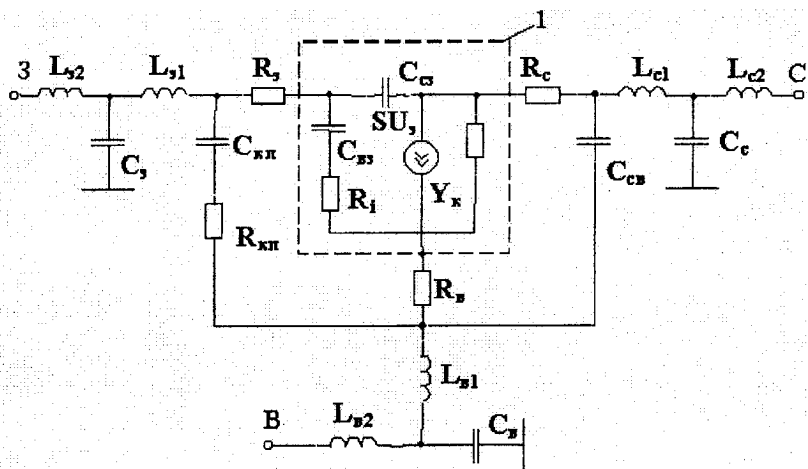


Рис. 6.5. Фізична еквівалентна схема польового транзистора

На схемі: ємності C_{c3} – "стік-затвор" і C_{c3} – "витік-затвор"; R_i – диференційний опір між затвором і витком частини каналу, що не перекривається; Y_K – провідність каналу; SU_3 – генератор струму; $R_г$, R_c і $R_з$ – омичні опори витоків, стоку і контакту затвора; $C_{св}$ – ємність "витік-сток"; $L_{з1}$, $L_{с2}$, $L_{с1}$, $L_{с2}$, $L_{з1}$, $L_{в2}$ – індуктивності виводів; $C_з$, C_c і $C_в$ – ємність між виводами і корпусом; $R_{кп}$ і $C_{кп}$ – опір і ємність контактних площинок затвора.

З урахуванням зроблених припущень, ввівши позначення: $\Omega = \omega/\omega_s$, $\omega_s = 1/R_s C_{cs}$, $\xi_s = C_{cs}/C_{cs}$, $\xi_e = C_{cs}/C_{cs}$ (де ω_s – гранична частота за крутизною польового транзистора) і використовуючи однополосну апроксимацію для крутизни у вигляді $S = S/(1 + j\Omega_s)$, справедливу на частотах $\omega < 0,5\omega_s$, опишемо зв'язок між струмами i_c , i_e , i_s , що протікають по виводах транзистора і напругами u_c , u_e і u_s між цими виводами і загальною точкою (наприклад корпусом) за допомогою невизначеної матриці кристала польового транзистора

$$\begin{pmatrix} i_s \\ i_c \\ i_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Omega_s^2}{R_i} - j\frac{\Omega_s}{R_i} & -j\frac{\Omega_s \xi_s}{R_i} & \frac{\Omega_s^2}{R_i} - j\frac{\Omega_s}{R_i} \\ S_0 - jS_0 & G + j\Omega_s(\xi_s + \xi_e)/R_i & -S_0 + j\Omega_s(R_i S_0 + \xi_e)/R_i \\ -(\Omega_s^2 + S_0 R_i)/R_i & -G + j\Omega_s \xi_e/R_i & (\Omega_s^2 + S_0 R_i)/R_i + \Omega_s(1 - S_0 R_i + \xi_e)/R_i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_s \\ u_c \\ u_e \end{pmatrix}. \quad (6.30)$$

Невизначена матриця в (6.30) є вихідною для побудови математичних моделей УПН на основі реальних уніполярних напівпровідникових структур.

Перелік літератури до розділу 6

1. Filinyuk N.A. Active microwave filters on the base of transistor impedance transformers // Radio Engineering and Electronic Physics. – 1983. – vol.8, №5. – p.1-17.
2. Филинюк Н.А. Анализ комплексных преобразователей сопротивлений СВЧ диапазона. // Радиотехнические измерения в диапазоне ВЧ и СВЧ: Тез. докл. Всесоюзной научно-технической конф. – Новосибирск: 1980. – с. 134-135.
3. Знаменский А.Е., Теплюк И.П. Активные RC-фильтры. – М.: Связь. 1970. – 280 с.
4. Ионкин П.А., Миронов В.Г. Синтез RC-схем с активными взаимными элементами. – М.: Энергия, 1976. – 240 с.
5. Маклюков М.И. Инженерный синтез активных RC фильтров низких и инфранизких частот. – М.: Энергия, 1971. – 184 с.
6. Славский Г.Н. Активные RC и RCL-фильтры и избирательные усилители. – М.: Связь, 1960. – 216 с.
7. Филановский И.М., Персианов А.Ю., Рыбин В.К. Схемы с преобразователями сопротивления. – Л.: Энергия, 1973. – 192 с.
8. Хейнлейн В.Е., Холмс В.Х. Активные фильтры для интегральных схем. – М.: Связь, 1980. – 656 с.
9. Хьюлман Л.П. Активные фильтры. – М.: Мир, 1972. – 318 с.
10. Арш Э.И. Автогенераторные измерения. – М.: Энергия, 1976. – 136 с.
11. Болознев В.В. Функциональные преобразователи на основе связанных генераторов. – М.: Радио и связь, 1982. – 88 с.
12. Баев Е.Ф., Бурыйлин Е.И. Миниатюрные электрические линии задержки. – М.: Сов. радио, 1977. – 248 с.
13. Негоденко О.Н., Румянцев К.Е., Зинченко А.А., Липко С.И. Схемотехника, моделирование и применение устройств с отрицательным сопротивлением. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2002. – 214с.
14. Linvil J.G. A new RC filter employing active elements // Proc. Nat. Electron. Conf. – 1953. – p. 342-352.
15. Персианов А.Ю. Фазочастотный корректор модема ТЧ на активных элементах // Материалы научн.-техн. конф. – ЛЭИС: 1974.– вып.2. – с.40-41.
16. Бенинг Ф. Отрицательное сопротивление в электрических схемах. – М.: Сов. радио, 1975. – 288 с.
17. Арефьев А.А., Баскалов Е.Н., Степанова Л.Н. Радиотехнические устройства на транзисторных эквивалентах р-п-р-п-структуры. – М.: Радио и связь, 1982. – 104 с.
18. Будурис Ж., Шеневье П. Цепи сверхвысоких частот. Пер с франц. / Под ред. А.Л. Зиновьева. – М.: Сов. радио, 1979. –288 с.
19. Анализ и расчет интегральных схем. Под ред. Д. Лина. / Пер. с англ. – М.: Мир, 1969. – 370 с.

20. Но R.Y.C., Adams D.K. Save you tried active microwave filters// Microwave, 1969, July. – vol.8, №7. – P. 18.
21. Электронно-управляемый фазовращатель: А.С. №309420 (СССР) / В.С. Осадчук, Н.А. Филинюк. – 1971, БИ№22.
22. Филинюк Н.А. Основы анализа и синтеза информационных устройств на базе инжекционно-пролетных эффектов: Автореф. дис. ...д-ра техн. наук: 05.13.05 / НАН Украины: Ин-т кибернетики им. В.М. Глушкова. – К.: 1984. – 35 с.
23. Силаев М.А., Брянцев С.Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств. – М.: Сов. радио, 1970. – 248 с.
24. Филинюк Н.А. Активные СВЧ фильтры на транзисторах. – М.: Радио и связь, 1987. – 112 с.
25. Богачев В.М., Никифоров В.В. Транзисторные усилители мощности. – М.: Энергия, 1978. – 334 с.
26. Rollet J.M. Stability and power invariant of linear for ports // IRE Trans., 1962.– vol. CT-9, №1. – P.29–32.
27. Куликовский А.А. Устойчивость активных линеаризованных цепей с усилительными приборами новых типов. – М.: Госэнергоиздат, 1962. – 122 с.
28. Филинюк М.А., Гаврилов Д.В. Метрологічні основи негатроніки. УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2006. – 188 с.
29. Томович Р., Вукобратович М. Общая теория чувствительности. Пер. с серб. и с англ. / Под ред. Я.З. Цыпкина. – М.: Сов. радио, 1972. – 240 с.
30. Шварц Н.З. Линейные транзисторные усилители СВЧ. – М.: Сов. радио, 1972. – 240 с.
31. Майская В. Высокочастотные полупроводниковые приборы // Электроника: Наука, Технология, Бизнес, 2004. – №8. – С. 16–21.
32. Агаханян Т.М. Основы транзисторной электроники. – М.: Энергия, 1974. – 256 с.
33. Кук Х.Г. Вопросы теории и проектирования СВЧ транзисторов. // В кн. Полупроводниковые приборы СВЧ / Под ред. Ф. Брэнда. – М.: Мир, 1972. – С. 37–58.
34. Основы инженерной электроники / Под ред. П.А. Ионкина. – М.: Высшая школа, 1972. – 636 с.
35. Транзисторы. Параметры, методы измерений и испытаний / Под ред. И.Г. Бергельсона, Ю.А. Каменецкого, Н.Ф. Николаевского. – М.: Сов. радио, 1968. – 504 с.
36. Федотов А.Я. Основы физики полупроводниковых приборов. – М.: Сов. радио, 1969. – 592 с.
37. Андрухов И.П., Докучаев Ю.П., Корнильев Г.Э., Кузьмин В.В., Уманов Н.А. Кремниевый малошумящий биполярный транзистор КТ3115. // Микроэлектроника и полупроводниковые приборы. / Под ред. А.А. Васенкова и Я.А. Федотова, 1980. – Вып. 5. – с. 43-55. $M_{\text{л}} \gg 1 \text{ Im } \gamma_{\text{вых}}^c < 0$

РОЗДІЛ 7

УЗАГАЛЬНЕНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ НА БІПОЛЯРНОМУ ТРАНЗИСТОРІ

7.1. Узагальнені перетворювачі імітансу на основі біполярного транзистора з спільним колектором

Використання біполярного транзистора як УПІ^К, дозволяє визначити умови використання його на основі динамічних негатронів і провести досліді їх параметрів в діапазоні частот і параметрів схеми.

Високочастотна частина схеми УПІ^К зображена на рис. 6.5. З огляду на те, що біполярні транзистори мають мінімальні шуми на частотах $\omega \ll \omega_c$, [132], де для сучасних транзисторів справедливі нерівності $r_b \ll z_a, r_b \ll z_c$, на підставі (6.29) запишемо спрощену матрицю провідності УПІ^К у вигляді

$$\|Y^K\| = \left\| \begin{array}{c|c} \frac{1/r_b}{-1/r_b(1-\alpha)} & \frac{-1/r_b}{1/r_b(1-\alpha)} \\ \hline & \end{array} \right\|. \quad (7.1)$$

Визначник матриці (7.1) $\Delta Y^k = 0$, у результаті чого вхідна провідність $Y_{\text{вх}}^K$ УПІ^К при перетворенні провідності Y_n з врахуванням (6.7) визначається виразом

$$\Delta Y_{\text{вх}}^k = Y_{11}^k Y_{11} / (Y_{22}^k + Y_{11}), \quad (7.2)$$

де Y_{11}^k і Y_{22}^k елементи матриці провідності (7.1).

У випадку, коли навантаження УПІ^К вибирається з умови $Y_n \ll Y_{22}^k$, коефіцієнт прямого перетворення T_y^k провідності Y_i в провідність $Y_{\text{вх}}^k$, з врахуванням (7.1) дорівнює

$$T_y^k = \frac{Y_{\text{вх}}^k}{Y_k} = \frac{Y_{11}^k}{Y_{22}^k} = 1 - \alpha. \quad (7.3)$$

Порівняння (7.3) і (6.9) показує, що на частотах $\omega \ll \omega_0$, при виконанні

умови $Y_n \ll Y_{22}^k$, УПІ^К є конвертором імітансу, тобто $T_y^k = T_{ky}^k$.

Використовуючи однополосну апроксимацію для коефіцієнта передачі транзистора по струму α , знаходимо рівняння (7.4) в (табл. 7.1) для прямого коефіцієнта конверсії провідності УПІ^К.

У цьому випадку його вхідна провідність дорівнює

$$Y_{вх}^K \approx P Y_H / (\omega_T + P), \quad (7.24)$$

де $P = j\omega$.

При зміні напрямку перетворення, з врахуванням (6.11) і (7.1) отримаємо вираз (7.12) для зворотного коефіцієнта конверсії провідності й вихідної провідності УПІ^К

$$Y_{вх}^K \approx (\omega_T + P) Y_{\Gamma} / P, \quad (7.25)$$

справедливі при виконанні умови $Y_{\Gamma} \ll Y_{11}^K$.

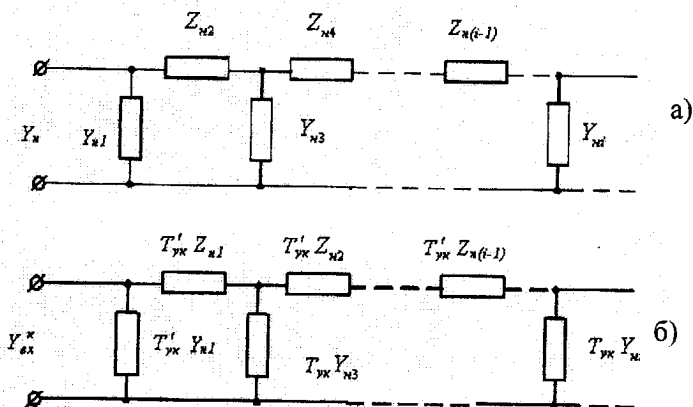


Рис. 7.1. Еквівалентні сходові схеми перетвореної (а) і перетвореної (б) провідності

На підставі виразів (7.24) і (7.15) розроблені таблиці перетворень імітансів RLC елементів кола і їхніх комбінацій при прямому (табл. 7.2) і зворотному (табл. 7.3) перетворенні [2], які використовуються при функціональному синтезі ІІ [3, 5].

Таблиця 7.1

Математична модель УП^К

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим прямого перетворення імітансу		
Коефіцієнт прямої конверсії провідності	$T_{УК}^K = Y_{вх}^K / Y_H = P / (\omega_T + P)$	(7.4)
Чутливість коефіцієнта прямої конверсії провідності	$S_{\omega_T}^{T^K} = \omega_T^2 / P (\omega_T + P)$	(7.5)
Спільна складова перетвореної провідності	$r_{\delta} \operatorname{Re} Y_{вх}^K = 1 - \frac{B_H \Omega_T^2 + 1 - \Omega_T^2 C_H}{B_H^2 \Omega_T^2 + (1 - \Omega_T^2 Q_H)^2}$	(7.6)
Уявна складова перетвореної провідності	$r_{\delta} \operatorname{Im} Y_{вх}^K = \frac{[B_H - 1 + \Omega_T^2 Q_H] \Omega_T}{B_H^2 \Omega_T^2 + (1 - \Omega_T^2 Q_H)^2} + \omega_T \Omega_T C_{к1} r_{\delta}$	(7.7)
Оптимальна частота прямого перетворення провідності	$\Omega_{opt}^K = \left[\frac{Q_H - B_H \sqrt{1 + Q_H - B_H}}{Q_H (Q_H - B_H)} \right]^{1/2}$	(7.8)
Значення перетворювальної реактивності на оптимальній частоті перетворення	$Q_H(\Omega_{opt}^K) = B_H + \frac{1 - \Omega_T \sqrt{B_H (B_H - 1)}}{\Omega_T^2}$	(7.9)
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$C_{H opt}^K = \frac{1 - \Omega_T \sqrt{1 + \Omega_T^2}}{\Omega_T^2 \omega_T r_{\delta}}$	(7.10)
Максимальнодосяжне значення негативної дійсної складової перетвореної провідності	$\operatorname{Re} Y_{вх.max}^{K(-)} = \frac{1 - \sqrt{1 + \Omega_T^{-2}}}{2r_{\delta}}$	(7.11)

Продовження табл. 7.1

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим зворотного перетворення імітансу		
Коефіцієнт зворотної конверсії провідності	$T_{ук}^{\kappa(1)} = \frac{\omega_T + P}{P}$	(7.12)
Чутливість коефіцієнта зворотної конверсії провідності	$S_{\omega_T}^{\kappa(1)} = \frac{P(\omega_T + P)}{\omega_T^2}$	(7.13)
Дійсна складова перетвореної провідності	$r_6 \operatorname{Re} Y_{вих}^{\kappa} = 1 - \frac{\mathcal{Q}_r \Omega_T^2 - (1 - J_r^2 \Omega_T^2) \mathcal{Q}_r}{[\mathcal{Q}_r^2 \Omega_T^2 + (1 - J_r^2 \Omega_T^2)^2] (1 + \mathcal{Q}_r)}$	(7.14)
Уявна складова перетвореної провідності	$r_6 \operatorname{Im} Y_{вих}^{\kappa} = \omega_T \Omega_T C_{\kappa 1} r_6 - \frac{1}{\Omega_T} \left\{ 1 + \frac{(1 - J_r^2 \Omega_T^2 + \mathcal{Q}_r) \mathcal{Q}_r \Omega_T^2}{[\mathcal{Q}_r^2 \Omega_T^2 + (1 - J_r^2 \Omega_T^2)^2] (1 + B_r)} \right\}$	(7.15)
Оптимальна частота зворотного перетворення провідності	$\Omega_{yopt}^{\kappa(1)} = \left[\frac{J_r^2 - \mathcal{Q}_r \sqrt{1 + J_r^2 - \mathcal{Q}_r}}{J_r^2 (J_r^2 - \mathcal{Q}_r)} \right]^{\frac{1}{2}}$	(7.16)
Значення перетвореної реактивності на оптимальній частоті перетворення	$L_r(\Omega_{yopt}^{\kappa(1)}) = \frac{1}{2r_6 \omega_T^3 C_{\kappa 2}^2}$	(7.17)
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$(L_r^{\kappa(1)}) = \frac{r_6}{\omega_T \Omega_T (\omega_T \Omega_T C_{\kappa 2} r_6 + \Omega_T - \sqrt{1 + \Omega_T^2})}$	(7.18)
Максимально - досяжне значення негативної дійсної складової провідності	$\operatorname{Re} Y_{вих max}^{\kappa(1)} = \frac{1 - \sqrt{1 + \Omega_T^2}}{2r_6}$	(7.19)
Режим прямого і зворотного перетворення		
Інваріантний коефіцієнт стійкості	$K_{yст}^{\kappa} = \frac{1 + 2\omega_T C_{\kappa 1} r_6}{\sqrt{1 + \Omega_T^2}}$	(7.20)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Гранична частота	$f_G = \left(\frac{f_T}{8\pi r_6 C_{\kappa 1}} \right)^{\frac{1}{2}} = f_{max}$	(7.21)
Коефіцієнт невзасмунтості	$K_H^K = 1 + \omega_T C_{\kappa 1} r_6$	(7.22)
Максимально-досяжний коефіцієнт стійкої передачі по потужності	$K_{ms}^K = \frac{\sqrt{\omega^2 + \omega_T^2}}{\omega}$	(7.23)

Примітки: $B_H = 1 + r_6 (\omega_T C_{\kappa 1} + \text{Re } Y_H)$, $Q_H = \omega_T r_6 (C_H + C_{\kappa 1})$,

$$B_G = r_6 \text{Re } Y_G, J_G = \omega_T^2 C_{\kappa 2} L_G, Q_G = \frac{\omega_T L_G (1 + B_G)}{r_6}.$$

Як видно із цих таблиць, УПШ^К дозволяє синтезувати ємності $R_H \rightarrow C_{\text{вх}} = \frac{1}{R_H \omega_T}$ і індуктивності $R_H \rightarrow L_{\text{вих}} = \frac{R_G}{\omega_T}$ шляхом перетворення дійсного імітансу, відповідно R_H і R_G , що знайшло застосування при побудові "індуктивних" [6] і "ємнісних" [7] транзисторів. Однак добротність таких реактивних елементів невелика. Наприклад, при використанні однополюсної апроксимації для α , вона визначається виразом $Q_G = Q_C = \frac{\omega}{\omega_T} < 1$.

Машинний розрахунок добротності такої синтезованої індуктивності, виконаний для оптимізованої дифузійної біполярної структури, показав [7], що її максимальна добротність може досягати 10.

Експериментально була отримана добротність $Q_r = 5$ з температурною нестабільністю не гірше $1\% \cdot \text{град.}^{-1}$.

Найбільший практичний інтерес становить випадок прямого перетворення УП^К ємності C_n , що веде до реалізації суперемності [8] з повним опором $R_{\text{ex}}^x \left(C_n \rightarrow R_{\text{ex}}^x = \frac{\omega_r}{P^2 C_n} \right)$, що на дійсних частотах $P = j\omega$ можна розглядати як частотно-залежний ДНО $R_{\text{ex}}^x = \frac{-\omega_r}{\omega^2 C_n}$, і випадок зворотного перетворення УП^К індуктивності L_A , що веде до реалізації суперіндуктивності з повним опором $R_{\text{inx}}^x \left(L_r \rightarrow R_{\text{inx}}^x = \frac{P^2 L_r}{\omega_r} \right)$, який на дійсних частотах $P = j\omega$ можна розглядати як частотно-залежний ДНО $R_{\text{inx}}^x = \frac{-\omega^2 L}{\omega_r}$.

У загальному випадку перетворення провідності складного кола, яку, шляхом розкладання на прості дробі

$$Y_i = Y_{i1} + \frac{1}{z_{i2} + \frac{1}{Y_{i3} + \frac{1}{z_{i4} + \dots}}} \quad (7.26)$$

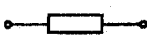

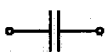
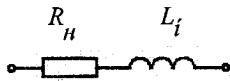
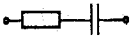
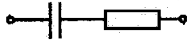
можна представити у вигляді еквівалентного кола, зображеного на (рис. 7.1а), одержуємо перетворений за допомогою УП^К імітанс у вигляді

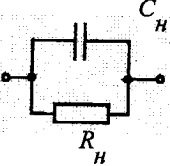
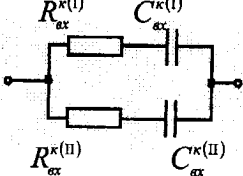
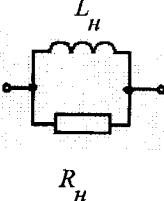
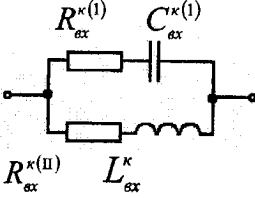
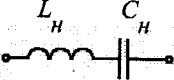
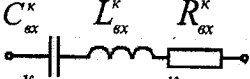
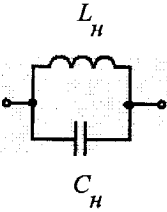
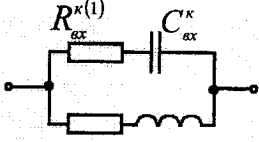
$$Y_{\text{ex}}^K = Y_{n1} T_{\text{ук}}^K + \frac{1}{z_{n2} T_{\text{ук}}^{K(1)} + \frac{1}{Y_{n3} T_{\text{ук}}^K + \frac{1}{z_{n4} T_{\text{ук}}^{K(1)} + \dots}}, \quad (7.27)$$

еквівалентна схема якого відповідає (рис. 7.7б).

Таблиця 7.2

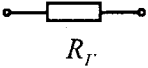
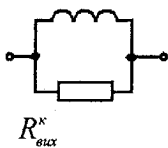

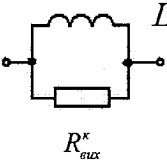
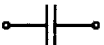
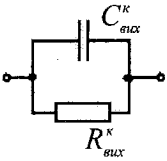
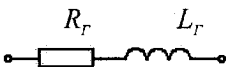
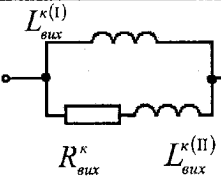
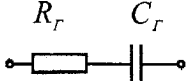
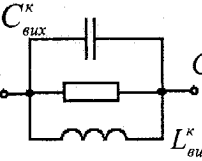
Таблиця прямого перетворення УШ^К

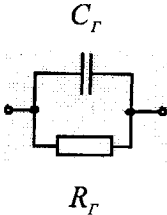
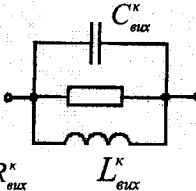
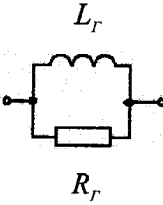
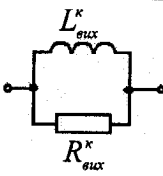
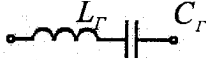
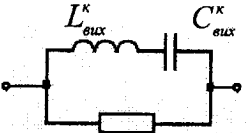
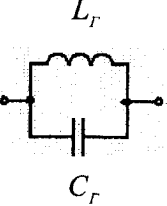
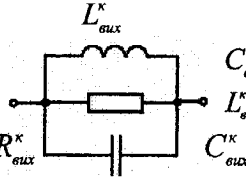
Перетворюваний імітанс W_i	Перетворений імітанс $W_{вих}^K$
 R_i	C_{ex}^K R_{ex}^K $C_{ex}^K = 1/\omega_T R_H$ $R_{ex}^K = R_H$
 PL_H	L_{ex}^K R_{ex}^K $L_{ex}^K = L_H$ $R_{ex}^K = \omega_T L_H$
 $1/PC_H$	C_{ex}^K R_{ex}^K $C_{ex}^K = C_H$ $R_{ex}^K = -\omega_T / \omega^2 C_H$
 R_H L_i	C_{ex}^K L_{ex}^K R_{ex}^K $C_{ex}^K = 1/\omega_T R_H$, $L_{ex}^K = L_H$, $R_{ex}^K = R_H + \omega_T L_H$
R_H C_H 	 C_{ex}^K R_{ex}^K $C_{ex}^K = \frac{C_H}{1 + C_H \omega_T R_H}$, $R_{ex}^K = R_H - \frac{\omega_T}{\omega^2 C_H}$

Перетворюваний імітанс W_H	Перетворений імітанс $W_{вих}^K$
	 $R_{ex}^{K(I)} = R_H, R_{ex}^{K(II)} = -\omega_T / \omega^2 C_H,$ $C_{ex}^{K(I)} = 1 / R_H \omega, C_{ex}^{K(II)} = C_H.$
	 $R_{ex}^{K(I)} = R_H, R_{ex}^{K(II)} = \omega_T L_H,$ $C_{ex}^{K(I)} = 1 / R_H \omega, L_{ex}^K = L_H.$
	 $C_{ex}^K = C_H, L_{ex}^K = L_H,$ $R_{ex}^K = \omega_T (\omega^2 C_H L_H - 1) / \omega^2 C_H.$
	 $R_{ex}^{K(I)} = -\omega_T / \omega^2 C_H, R_{ex}^{K(II)} = \omega_T L_H,$ $L_{ex}^K = L_H.$

Таблиця 7.3

Таблиця зворотного перетворення УП^К

Перетворюваний імітанс W_Γ	Перетворений імітанс $W_{\text{вих}}^K$
 <p style="text-align: center;">R_Γ</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{\text{вих}}^K$ $R_{\text{вих}}^K$</p> <p>$L_{\text{вих}}^K = R_\Gamma / \omega_\Gamma$, $R_{\text{вих}}^K = R_\Gamma$.</p>
 <p style="text-align: center;">PL_Γ</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{\text{вих}}^K$ $R_{\text{вих}}^K$</p> <p>$L_{\text{вих}}^K = L_\Gamma$, $R_{\text{вих}}^K = \omega_\Gamma^2 L_\Gamma / \omega_\Gamma$.</p>
 <p style="text-align: center;">$1/PC_\Gamma$</p>	 <p style="text-align: center;">$C_{\text{вих}}^K$ $R_{\text{вих}}^K$</p> <p>$C_{\text{вих}}^K = C_\Gamma$, $R_{\text{вих}}^K = 1 / \omega_\Gamma C_\Gamma$.</p>
 <p style="text-align: center;">R_Γ L_Γ</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{\text{вих}}^{K(I)}$ $R_{\text{вих}}^K$</p> <p>$L_{\text{вих}}^{K(I)} = L_\Gamma$, $L_{\text{вих}}^{K(II)} = R_\Gamma / \omega_\Gamma$, $R_{\text{вих}}^K = -\omega_\Gamma^2 L_\Gamma / \omega_\Gamma$.</p>
 <p style="text-align: center;">R_Γ C_Γ</p>	 <p style="text-align: center;">$C_{\text{вих}}^K$ $R_{\text{вих}}^K$</p> <p>$C_{\text{вих}}^K = C_\Gamma$, $L_{\text{вих}}^K = R_\Gamma / \omega_\Gamma$, $R_{\text{вих}}^K = \frac{R_\Gamma}{1 + \omega_\Gamma R_\Gamma C_\Gamma}$.</p>

Перетворюваний імітанс W_r	Перетворений імітанс $W_{\text{вих}}^k$
 <p style="text-align: center;">C_r R_r</p>	 <p style="text-align: right;">$C_{\text{вих}}^k = C_r,$ $L_{\text{вих}}^k = R_0 / \omega_T,$</p> <p>$R_{\text{вих}}^k = R_r / (1 + \omega_T R_r C_r).$</p>
 <p style="text-align: center;">L_r R_r</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{\text{вих}}^k = L_r R_r / (L_r \omega_T + R_r),$ $R_{\text{вих}}^k = -\omega^2 R_r L_r / (\omega_T R_r + \omega^2 L_r).$</p>
 <p style="text-align: center;">L_r C_r</p>	 <p style="text-align: center;">$R_{\text{вих}}^k$</p> <p>$C_{\text{вих}}^k = C_r, L_{\text{вих}}^k = L_r,$ $R_{\text{вих}}^k = -(\omega^2 L_r C_r - 1) / \omega_T C_r.$</p>
 <p style="text-align: center;">L_r C_r</p>	 <p style="text-align: right;">$C_{\text{вих}}^k = C_r,$ $L_{\text{вих}}^k = L_r,$</p> <p>$R_{\text{вих}}^k = -\frac{\omega^2 L_r}{\omega_T (1 - \omega^2 L_r C_r)}$</p>

Аналізуючи параметри цього кола за допомогою (табл. 7.2 і 7.3) бачимо, що $УПІ^*$ має властивість виборчого збільшення добротностей реактивних елементів. При прямому перетворення відбувається збільшення добротності ємностей $C_{ні}$, а при зворотному перетворенні імітансу складного кола $Y_{Г}$ відбувається збільшення добротностей індуктивностей $L_{А}$. Ці властивості виборчого збільшення добротності реактивних елементів знайшли застосування при застосуванні широкосмугових невзаємних ПІ [2, 9–11].

Вирази (7.4) і (7.12) для коефіцієнтів конверсії провідності $УПІ^*$ дозволяють оцінити його "якість" $S_{\alpha_i}^{T^K}$ [12]. З огляду на те, що коефіцієнти конверсії при прямому $T_{ку}^K$ й зворотному $T_{ку}^K$ перетворенні залежать від граничної частоти біполярного транзистора ω_T , після підстановки (7.4) і (7.12) в (6.16) знаходимо вирази (7.5) і (7.13), з яких випливає, що "якість" $УПІ^*$ при прямій і зворотній конверсії провідності рівні по величині, але протилежні за знаком.

Вирази (7.24) і (7.25) для вхідної $Y_{вх}^K$ і вихідної $Y_{вих}^K$ провідностей $УПІ^*$ є наближеними й використовуються тільки при функціональному синтезі ПІ. Тому при розрахунку параметрів реальних $УПІ^*$ необхідно враховувати можливість порушення виконання умов $Y_{11}^K \gg Y_{Г}$, $Y_{11}^K \gg Y_{н}$, $\Delta^K = 0$. В зв'язку з цим із узагальненої формули для параметрів $УПІ^*$ розрахунки будемо вести для найбільш важливих з погляду реалізації ПІ випадків прямого перетворення імітансу ємності $C_{н}$ і зворотного перетворення імітансу індуктивності $L_{н}$.

Підставляючи в (6.28) елементи матриці (6.29), після узагальнення знаходимо вирази (7.14) і (7.15) для наведених дійсної й уявної ($r_{\sigma} \operatorname{Re} Y_{вих}^K$ і $r_{\sigma} \operatorname{Im} Y_{вих}^K$) складової вихідної провідності $УПІ^*$ у режимі перетворення індуктивної провідності.

На (рис. 7.2а) представлені розрахункові залежності знайдених параметрів від наведеної частоти Ω_T для різних наведених значень перетвореної провідності $Q_{Г}$. Із графіка видно, що в області частот, де

$r_{\sigma} \operatorname{Re} Y_{вих}^K < 0$ при $Q_{Г} = \text{const}$, є оптимальна частота перетворення

$\Omega_{TU opt}^r$, відповідаюча максимальному негативному значенню $r_6 \operatorname{Re} Y_{вих}^k$.

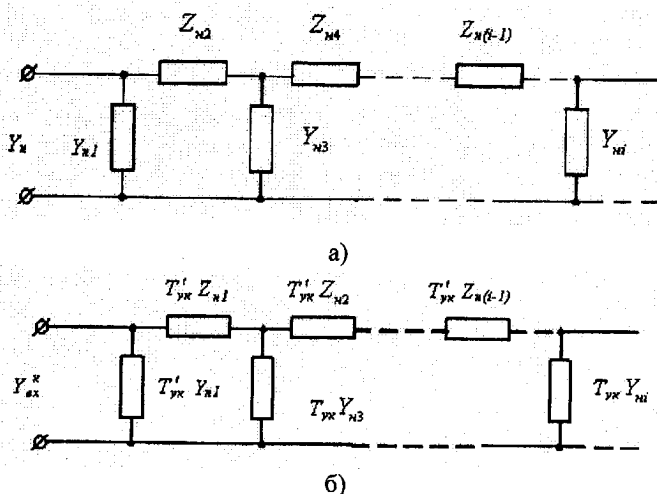


Рис. 7.1. Еквівалентні сходові схеми перетвореної (а) і перетвореної (б) провідності

Розв'язуючи рівняння $\partial(r_6 \operatorname{Re} Y_{вих}^k) / \partial \Omega_r = 0$ знаходимо вираз (3.16) для цієї частоти з якого випливає, що при виконанні умови $Q_\Gamma < I_\Gamma^2$ (на графіку для значення $Q_\Gamma = 1,5$) відбувається виродження оптимальної частоти перетворення. Тому для забезпечення, стабільності ПП необхідно забезпечувати виконання нерівності $Q_\Gamma < I_\Gamma^2$, що можливо шляхом підключення паралельно пасивної ємності $C_{к2}$ колекторного переходу транзистора додаткової ємності.

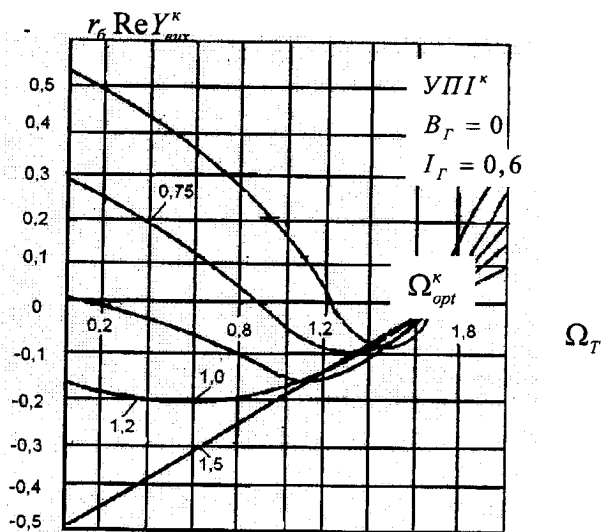
Звичайно, при проектуванні ПП постає завдання одержання необхідного (або мінімального значення $r_6 \operatorname{Re} Y_{вих}^k(\Omega_{TU opt}^k)$), а величина $r_6 \operatorname{Im} Y_{вих}^k(\Omega_{TU opt}^k)$ тільки контролюється й у процесі проектування доповнюється зовнішньою реактивністю, необхідною для реалізації

необхідних параметрів ПІ [13]. Виняток становлять ПІ, виготовлені у вигляді напівпровідникової мікросхеми. У цьому випадку параметри УПІ й перетворений імітанс вибираються таким чином, щоб забезпечити необхідні значення як дійсної, так і уявної складових перетвореного імітансу. Тому при розрахунку ПІ, одним із критеріїв вибору перетвореного імітансу, представлено забезпечувати режим збігу центральної частоти ПІ з оптимальною частотою перетворення [2]. Із цією метою, розв'язуючи рівняння виду $\Omega_{TU\ opt}^{\kappa(I)} = 1$, знаходимо вираз

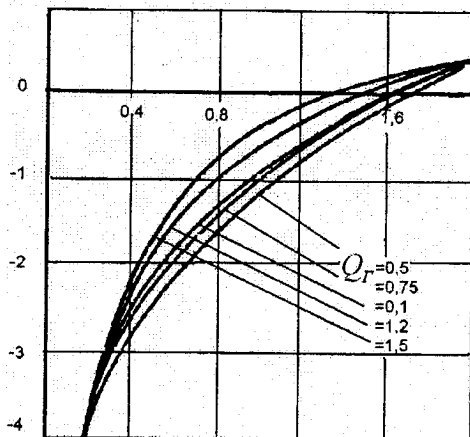
$$(7.17) \text{ для перетвореної індуктивності } L_{\Gamma} \left(\Omega_{opt} \right) \text{ на частоті } \Omega_{TU\ opt}^{\kappa(I)}.$$

У загальному випадку величина $L_{\Gamma} \left(\Omega_{opt} \right)$ не забезпечує максимальнодосяжне значення негативного імітансу $\text{Re} Y_{\text{max\ vix}}^{(-)}$, що визначається виразом (7.20). Як видно з (рис.7.3), величина $\left(\text{Re} Y_{\text{vix}}^{\kappa(-)} \right)$ росте зі зменшенням дисипативних втрат $\left(\text{Re} Y_{\Gamma} \right)$ у перетвореному імітансі. Підставляючи в (6.27) елементи матриці (6.29) з врахуванням, що $L_{\Gamma\ opt} = 1 / \Omega_{\Gamma} \omega_{\Gamma} \text{Im} Y_{\Gamma\ opt}^{\kappa}$, визначаємо оптимальне значення перетвореної індуктивності (7.19), що забезпечує максимальнодосяжне значення негативного імітансу УПІ* (7.19) у режимі зворотного перетворення провідності індуктивності L_{Γ} .

Стійкість УПІ характеризує його інваріантний коефіцієнт стійкості $K_{увн}$. Після підстановки елементів матриці (6.29) в (6.14) знаходимо інваріантний коефіцієнт стійкості УПІ* (7.20), що дозволяє шляхом розв'язання рівняння (6.15) визначити граничну частоту УПІ*, що з врахуванням $\omega_{\Gamma} C_{\kappa 1} r_{\beta} \ll 1$, дорівнює (7.21) і відповідає максимальній частоті генерації транзистора f_{max} . Отриманий результат повністю збігається з результатом аналізу граничної частоти біполярної структури, проведеним в розділі 5.2. Це дозволяє зробити висновок, що гранична частота УПІ* дорівнює граничній частоті реалізації ДНО за допомогою біполярної структури.



a)



б)

Рис. 7.2. Розрахункові частотні залежності складових перетворювальної провідності УПІ^К в режимі зворотного перетворення наведеної індуктивної провідності Q_r : а) для дійсної складової, б) для уявної складової

Елементи корпусу біполярного транзистора, а також омичні опори контактів спотворюють частотну залежність $K_{увн.} = f(\Omega)$, ведуть до звуження області потенційної нестійкості.

Теоретичний аналіз цього впливу, проведений в [15], показав, що без врахування індуктивності колекторного виводу L_K область потенційної нестійкості обмежена частотами від

$$f_{n1}^* \approx (10^{-4} \div 10^{-3}) f_T \text{ до } f_{n2}^* \approx (0,9 \div 0,7) f_{max}$$

при типовому значенні коефіцієнта поділу колекторної ємності транзистора $\xi_K = 3$ (рис. 7.4а).

Аналітичні вирази (7.12 – 7.19) характеризують $УПІ^*$ при зворотному перетворенні провідності Y_r . Формули (7.4) – (7.11), що описують $УПІ^*$ при прямому перетворенні провідності Y_r , знайдені за аналогічною методикою й наведені в табл.7.1. Порівняння цих формул показує відмінність параметрів $УПІ^*$ при прямому й зворотному перетворенні провідності.

Для кількісної оцінки цих відмінностей, підставляючи елементи матриці (6.29) в (6.19), знаходимо коефіцієнт не взаємності $УПІ^*$ (7.22) в області його потенційної нестійкості. З огляду на те, що $\omega_r C_{к1} R_6 \ll 1$ в (7.22) видно, що максимальна величина ДНО, що може бути реалізована на вихідних клеммах $УПІ^*$, близька по величині ДНО, реалізованому на його вхідних клеммах.

Максимальний коефіцієнт передачі $УПІ^*$ на границі стійкості (7.23), знаходимо шляхом підстановки елементів матриці (6.29) в (6.17). У діапазоні частот $\Omega_r = 0,1$, величина K_{ms}^* з ростом частоти зменшується й прямує до одиниці. На частоті $\Omega_r = 0,1$ одержуємо теоретичне значення $K_{ms}^* = 10$ дБ.

Система рівнянь (7.4) – (7.23) утворить математичну модель $УПІ^*$ і застосовна для практичних розрахунків динамічних негатронів у діапазоні частот, де можна зневажити впливом індуктивності колекторного виводу.

З огляду на те, що мінімальна індуктивність колекторного виводу сучасних транзисторів становить $0,5 \div 1$ нГн, цей діапазон зверху обмежений частотами $10 - 50$ МГц. На рис. 7.4 – 7.8 представлені результати аналізу й експериментального дослідження УІІ* у діапазонах частот і перетворених імітансів у режимі як прямого, так і зворотного перетворення.

Як видно із графіка на рис. 7.4а, реальна область потенційної нестійкості УІІІ* на основі НВЧ транзисторів типу КТ 3115 лежить у діапазоні частот від $0,01$ ГГц до частоти 9 ГГц. Максимальнодосяжна величина ДНО у режимі прямого перетворення становить порядку $1,44 \text{ Ом}^{-1}$ на оптимальній частоті перетворення, рівній $2,6$ ГГц, а в режимі зворотного перетворення вона дорівнює $0,15 \text{ Ом}^{-1}$ на оптимальній частоті перетворення $0,3$ ГГц (рис. 7.6).

Коефіцієнт невзаємності дорівнює одиниці на частоті $1,5$ ГГц (рис. 7.6) і в діапазоні частот $(0,5 \div 2)$ ГГц знаходиться в межах $\pm 1,1$ дБ із результатом (7.22).

Експериментальне K_{ms}^* значення на частоті $0,5$ ГГц дорівнює 10 дБ (рис.7.6), що узгоджується з теоретичним результатом. Однак на частотах від 4 ГГц до 9 ГГц спостерігається його зростання на $6,5$ дБ, що пояснюється впливом індуктивності колекторного виводу.

Аналіз імітансних кіл (рис. 7.7 і 7.8), що відповідає області можливих значень перетвореного імітансу, підтверджує висновок про те, що біполярний транзистор, включений за схемою із загальним колектором, можна розглядати як узагальнений конвертор імітанса. Але при цьому необхідною умовою є вибір таких значень перетворених імітансів, при яких реалізується ДНО поблизу максимальнодосяжних значень негативного дійсного перетвореного імітансу.

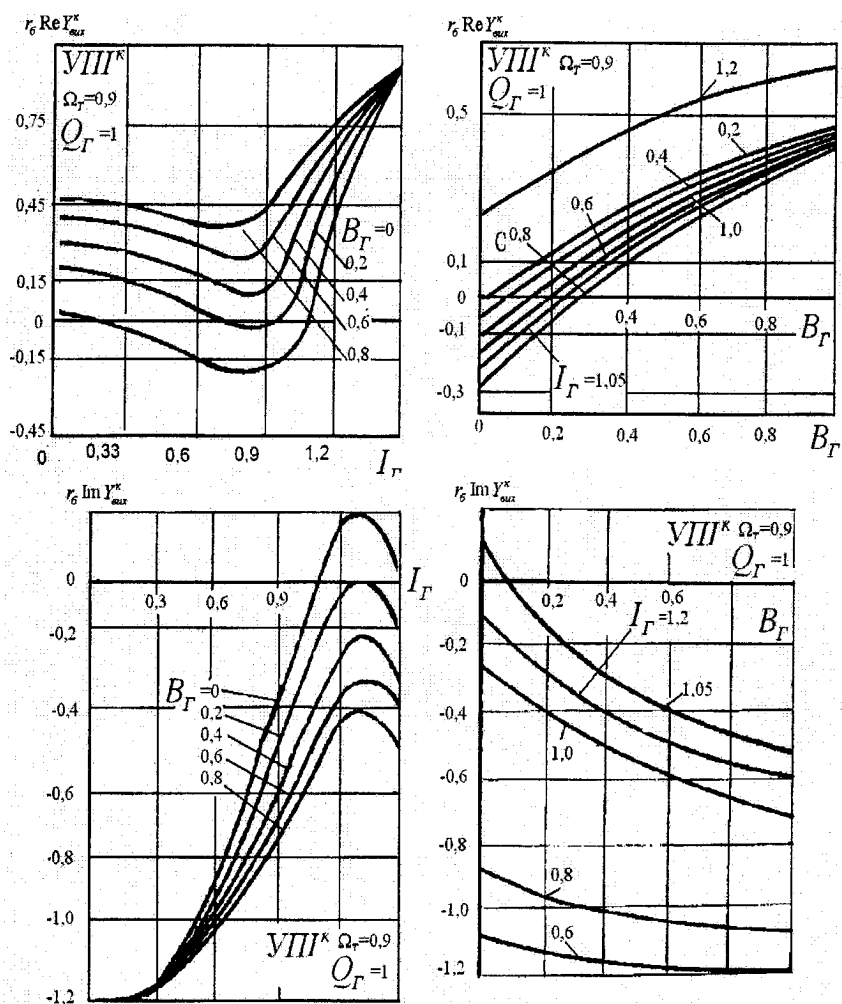


Рис. 7.3. Розрахункові залежності складових перетвореної, провідності УП^к від складових перетвореної провідності

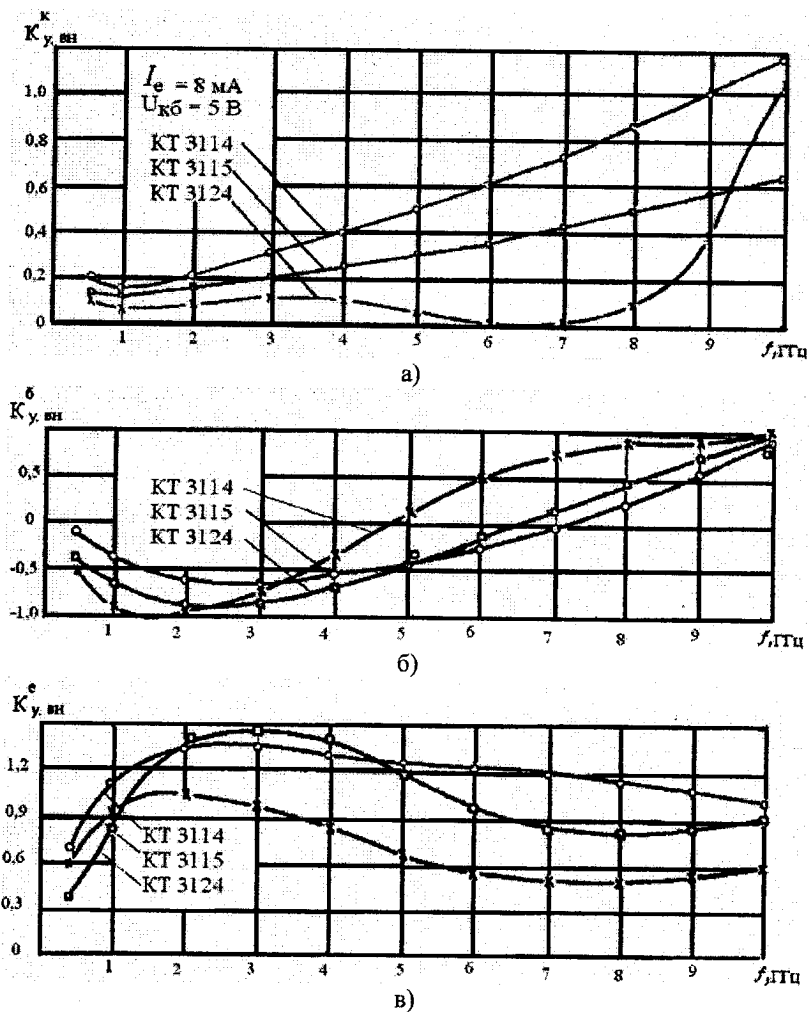


Рис. 7.4. Частотні залежності внутрішнього інваріантного коефіцієнта стійкості УПН на основі реальних біполярних напівпровідникових структур

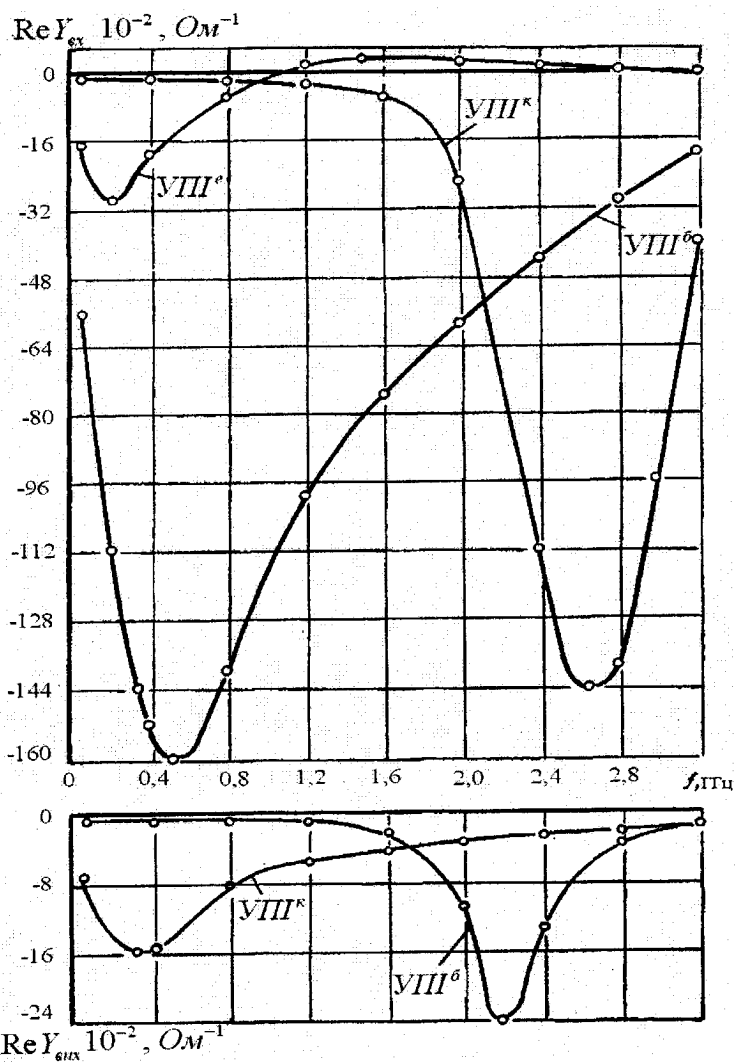
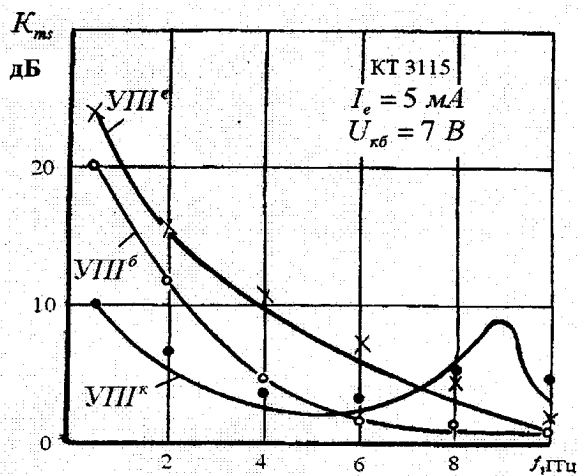
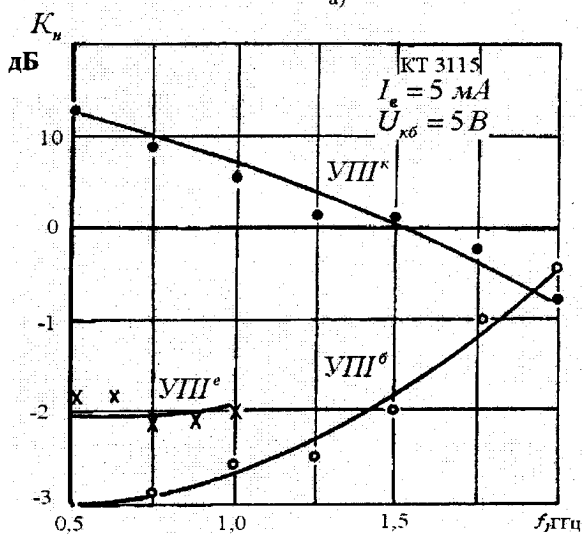


Рис. 7.5. Частотні залежності максимальних значень негативної дійсної складової перетвореної провідності УП на основі біполярного транзистора (КТ3115, $I_e=5$ мА, $U_{к6}=7$ В)



а)



б)

Рис. 7.6. Частотні залежності максимального досяжного коефіцієнта стійкої передачі потужності (а) і коефіцієнта невзаємності (б) УПІ

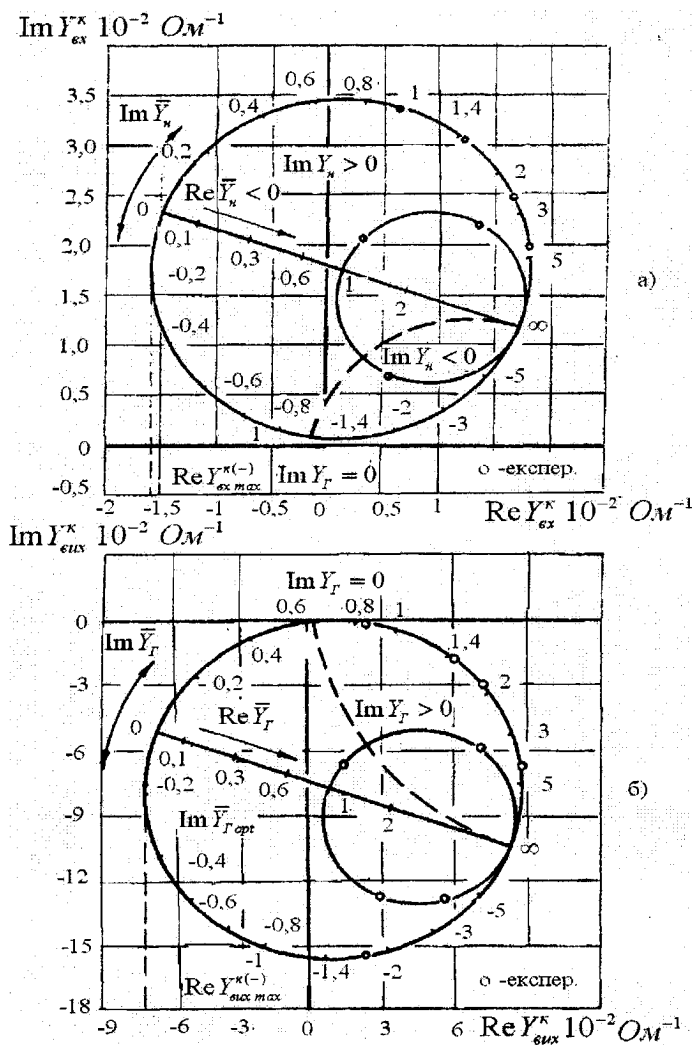


Рис. 7.7. Імітансні кола УПШ^к: а) для режиму прямого перетворення, б) для режиму зворотного перетворення (КТ3115, $I_e = 5$ мА, $U_{\text{к0}} = 7$ В, $f = 1$ ГГц)

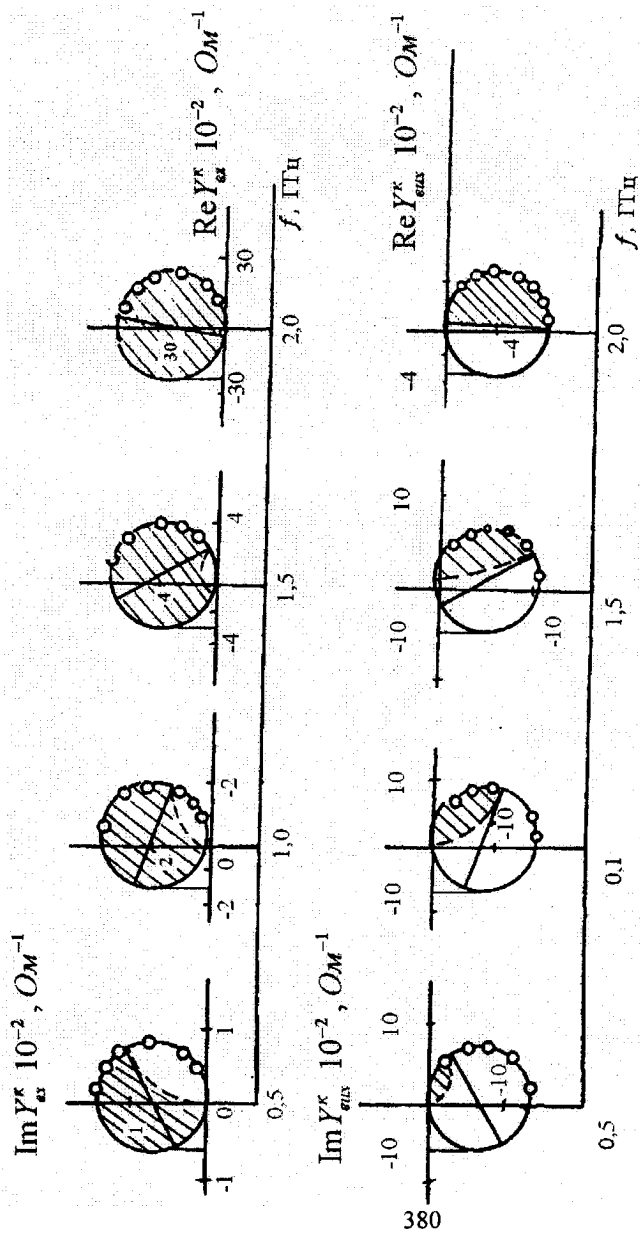


Рис. 7.8. Частотні залежності імітансних кіл УПП^к на основі транзистора типу КТ 3115
 ($I_c = 5 \text{ мА}$, $U_{\text{вк}} = 5 \text{ В}$) ° — експериментальні точки ($-\text{Im} Y_{\text{вк}} > 0$, $\text{Im} Y_{\text{вк}} > 0$)

7.2. Узагальнені перетворювачі імітансу на основі біполярного транзистора з спільною базою

Розглянемо біполярний транзистор з спільною базою як УПІ⁶. Високочастотна частина схеми УПІ⁶ зображена на рис. 6.4б. Використовуючи невизначену матрицю (6.29), знаходимо матрицю провідності УПІ⁶

$$\|Y^6\| = \left\| \begin{array}{c|c} \frac{Z_a + r_6}{r_6 Z_a (1 - \alpha)} & -\frac{1}{Z_a (1 - \alpha)} \\ \hline -\frac{\alpha Z_a + r_6}{r_6 Z_a (1 - \alpha)} & \frac{Z_a (1 - \alpha) + Z_n}{Z_a Z_n (1 - \alpha)} \end{array} \right\|.$$

Визначник цієї матриці ΔY^6 , при виконанні умови $\frac{1}{\omega C_k} < r_6 < \frac{1}{\omega C_{k1}}$, дійсної для біполярних транзисторів з більшим коефіцієнтом $\xi_k \gg 1$ поділу колекторної ємності, наприклад типу КТ3101, КТ3115, КТ3121, або реалізованого шляхом підключення паралельно колекторному переходу додаткової ємності, можна вважати $\Delta Y^6 = 0$. В цьому випадку, забезпечується виконання умови $Y_n \ll Y_{22}^6$, використовуючи (6.7), знаходимо коефіцієнт прямого перетворення провідності УПІ⁶ $T_{кв}^6 = Y_{\alpha\alpha}^6 / Y_n = Y_{11}^6 / Y_{22}^6$, який відповідно до (6.9) дорівнює коефіцієнту конверсії провідності.

Таким чином, біполярний транзистор, включений за схемою із спільною базою можна розглядати як узагальнений конвертор імітансу.

Підставляючи в (6.9) і (6.11) елементи матриці (6.29) і, з огляду на повний опір Z_n при виборі провідності навантаження Y_n , знаходимо узагальнені коефіцієнти конверсії провідності УПІ⁶ у вигляді виразів (7.29) і (7.37) у табл. 7.4.

На підставі цих виразів складені таблиці перетворень імітансів RLC елементів кола і їхніх комбінацій при прямому (табл. 7.5) і зворотному (табл. 7.6) перетворенні. Як видно із цих таблиць, УПІ⁶ дозволяє синтезувати індуктивності

Математична модель УПП^Б

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим прямого перетворення імітансу		
Коефіцієнт прямої конверсії провідності	$T_{yx}^6 = \frac{1}{Pr_6 C_{\kappa 1}}$	(7.29)
Чутливість коефіцієнта прямої конверсії провідності	$S_{\tau_x}^{T^6} = \frac{\tau_x}{P}$	(7.30)
Спільна складова перетвореної провідності	$\frac{\operatorname{Re} Y_{yx}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}} = \frac{1}{Q_x} \left[1 + \frac{D_n (1 - \Omega_T^2 D_n \xi_x) - \Omega_T^2 D_n}{(1 - \Omega_T^2 D_n \xi_x)^2 + \Omega_T^2 D_n} \right]$	(7.31)
Уявна складова перетвореної провідності	$\frac{\operatorname{Im} Y_{yx}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}} = -\frac{1}{Q_x} \left[\frac{1}{\Omega_T} - \frac{D_n \Omega_T (1 - \Omega_T^2 D_n \xi_x) - \Omega_T^2 D_n^2}{(1 - \Omega_T^2 D_n \xi_x)^2 + \Omega_T^2 D_n} \right]$	(7.32)
Оптимальна частота прямого перетворення провідності	$\Omega_{\text{yopt}}^6 = \frac{\xi_x - \sqrt{\xi_x D_n}}{\xi_x D_n}$	(7.33)
Значення перетворювальної реактивності на оптимальній частоті перетворення	$L_n(\Omega_{\text{yopt}}^6) = \frac{1}{\xi_x \omega_T^2 C_{\kappa 1}}$	(7.34)
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$L_{\text{nopt}}^6 = \frac{r_6}{\omega_T \Omega_T [1 - \Omega_T (1 - \omega_T C_{\kappa 1} r_6)]}$	(7.35)
Максимально-досяжне значення негативної дійсної складової перетвореної провідності	$\operatorname{Re} Y_{yx \max}^{6(-)} = \frac{1 - \sqrt{1 + \Omega_T^2}}{2r_6}$	(7.36)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим зворотного перетворення імітанса		
Коефіцієнт зворотної конверсії провідності	$T_{\kappa y}^{\delta(1)} = Pr_6 C_{\kappa 1}$	(7.37)
Чутливість коефіцієнта зворотної конверсії провідності	$S_{\tau_{\kappa}}^{T^{\delta(1)}} = \frac{-\tau_{\kappa}}{P}$	(7.38)
Дійсна складова перетвореної провідності	$\frac{\operatorname{Re} Y_{\text{вих}}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}} = 1 - \frac{(1 + \Omega_T^2 A_T) + \Omega_T^2 (1 + B_T)}{(1 - \Omega_T^2 A_T)^2 + \Omega_T^2 (1 + B_T)^2}$	(7.39)
Уявна складова перетвореної провідності	$\frac{\operatorname{Im} Y_{\text{вих}}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}} = \Omega_T \left[\xi_{\kappa} - \frac{\Omega_T^2 A_T + B_T}{(1 - \Omega_T^2 A_T)^2 + \Omega_T^2 (1 + B_T)^2} \right]$	(7.40)
Оптимальна частота зворотного перетворення провідності	$\Omega_{\text{yopt}}^{\delta(1)} = \frac{A_T - (1 + F) \sqrt{A_T - F}}{A_T (A_T - F - 1)}$	(7.41)
Значення перетвореної реактивності на оптимальній частоті перетворення	$C_{\Gamma}(\Omega_{\text{yopt}}^{\delta(1)}) = \frac{\Omega_T^2 B_T + 1 - \Omega_T B_T \sqrt{\Omega_T^2 + 1}}{\Omega_T^2 \omega_T r_6}$	(7.42)
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$C_{\Gamma \text{opt}}^6 = C_{\kappa 1} (\Omega_T^{-1} - 1)$	(7.43)
Максимально-досяжне значення негативної дійсної складової провідності	$\operatorname{Re} Y_{\text{вих max}}^{\delta(1)} = \frac{\omega_T C_{\kappa 1} (1 - \sqrt{1 + \Omega_T^{-2}})}{2}$	(7.44)
Режим прямого і зворотного перетворення		
Інваріантний коефіцієнт стійкості	$K_{\text{yвн}}^6 = \frac{1}{\sqrt{1 + \Omega^{-2}}}$	(7.45)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Гранична частота	$f_n^6 = f_T$	(7.46)
Коефіцієнт невзаємності	$K_n^6 = \omega_T C_{к1} r_6$	(7.47)
Максимальний-досяжний коефіцієнт стійкої передачі по потужності	$K_{ms}^6 = \frac{1}{\omega_T C_{к1} r_6}$	(7.48)

Примітки: $A_T = \omega_T r_6 C_T$, $D_n = \omega_T^2 C_{к1} L_n$,

$$Q_x = r_6 \omega_6 C_{к1}, F_T = B_T + 1, N_T = \Omega_T^2 A_T.$$







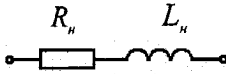
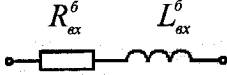
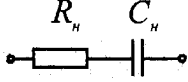
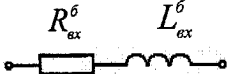
$(R_n \rightarrow L_{\alpha})$ і ємності $(R_T \rightarrow C_{\alpha})$, а також одержувати суперємності $(C_T \rightarrow Y_{\alpha}^6 = P^2 C_{к1} C_T r_6)$ і суперіндуктивності $(L_T \rightarrow Y_{\alpha}^6 = P^2 C_{к1} L_T r_6)$.

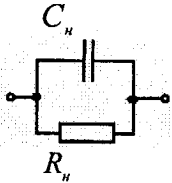
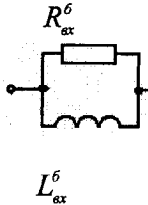
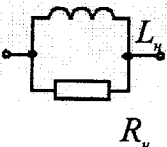
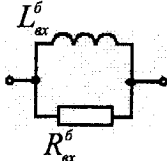
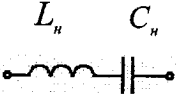
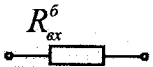
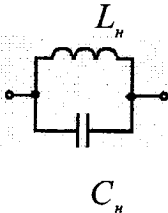

При перетворенні імітансу складової колового навантаження (рис. 7.1а), описаної поліномом (7.26), також як і при використанні УПІ⁶ відбувається виборче збільшення добротностей реактивних елементів. При прямому перетворенні (табл. 7.5) відбувається збільшення добротностей індуктивностей, а при зворотному перетворенні (табл. 7.6) – добротностей ємностей. При цьому конфігурація еквівалентного кола перетвореної провідності не змінюється.

Вирази (7.29) і (7.37) для узагальнених коефіцієнтів конверсії провідності УПІ⁶ дозволяють оцінити його якість. З огляду на те, що коефіцієнти конверсії провідності при прямому $T_{кy}^6$ й при зворотному $T_{кy}^{6(i)}$ перетворенні залежать від постійної часу $\tau_x = r_6 C_{к1}$, на підставі (6.16) знаходимо вирази (7.30) і (7.38), з яких видно, що "якості" прямої й зворотної конверсії провідності УПІ⁶ рівні за величиною, але протилежні за знаком.

Таблиця 7.5


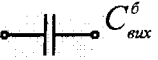


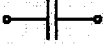

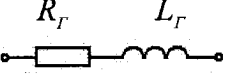
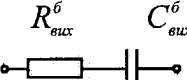
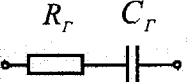
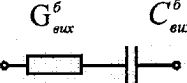
Таблиця прямого перетворення УПБ

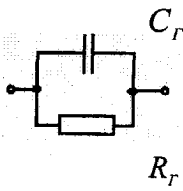
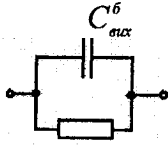
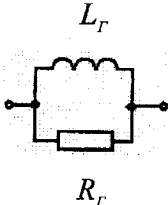
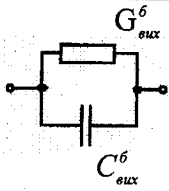
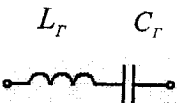
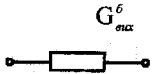
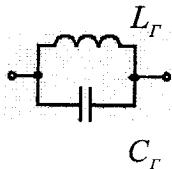
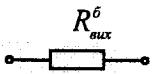
Перетворюваний імітанс W_H	Перетворений імітанс W_{ex}^{δ}
 R_H	 L_{ex}^{δ} $L_{ex}^{\delta} = r_{\delta} R_H C_{\kappa 1}$
 PL_H	 R_{ex}^{δ} $R_{ex}^{\delta} = -\omega^2 C_{\kappa 1} r_{\delta} L_H$
 $1/PC_H$	 R_{ex}^{δ} $R_{ex}^{\delta} = \frac{C_{\kappa 1} r_{\delta}}{C_H}$
 R_H L_H	 R_{ex}^{δ} L_{ex}^{δ} $R_{ex}^{\delta} = -\omega_r^2 C_{\kappa 1} r_{\delta} L_H$ $L_{ex}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} R_H$
 R_H C_H	 R_{ex}^{δ} L_{ex}^{δ} $L_{ex}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} R_H$ $R_{ex}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} / C_H$

Перетворений імітанс W_H	Перетворений імітанс W_{ex}^{δ}
	 $L_{ex}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} R_H,$ $R_{ex}^{\delta} = -\omega^2 C_{\kappa 1} r_{\delta} L_H$
	 $L_{ex}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} R_H,$ $R_{ex}^{\delta} = -\omega^2 C_{\kappa 1} r_{\delta} L_H$
	 $R_{ex}^{\delta} = \frac{C_{\kappa 1} r_{\delta} (1 - \omega^2 C_H L_H)}{C_H}$
	 $R_{ex}^{\delta} = \frac{\omega^2 C_{\kappa 1} r_{\delta} L_H}{1 - \omega^2 C_H L_H}$

Таблиця 7.6

Таблиця зворотного перетворення УПБ

Перетворуваний імітанс W_H	Перетворений імітанс $W_{\text{вх}}^{\delta}$
 R_G	 $C_{\text{вих}}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} / R_G$
 L_G	 $R_{\text{вих}}^{\delta} = L_G / C_G r_{\delta}$
 C_G	 $G_{\text{вих}}^{\delta} = -\omega^2 C_{\kappa 1} C_G r_{\delta}$
	 $R_{\text{вих}}^{\delta} = L_G / C_{\kappa 1} r_{\delta}$ $C_{\text{вих}}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} / R_G$
	 $G_{\text{вих}}^{\delta} = -\omega^2 C_{\kappa 1} r_{\delta}$ $C_{\text{вих}}^{\delta} = C_{\kappa 1} r_{\delta} / R_G$

Перетворюваний імітанс W_H	Перетворений імітанс $W_{вх}^6$
	 $G_{вих}^6 = -\omega^2 C_{к1} C_r r_6$ $C_{вих}^6 = C_{к1} r_6 / R_r$
	 $G_{вих}^6 = r_6 C_{к1} / L_r$ $C_{вих}^6 = C_{к1} r_6 / R_r$
	 $G_{вих}^6 = \frac{r_6 C_{к1} (1 - \omega^2 C_r L_r)}{L_r}$
	 $R_{вих}^6 = \frac{\omega L_r}{1 + \omega^2 L_r C_r}$

Використання узагальнених коефіцієнтів конверсії $УПІ^6$ у вигляді (7.29) і (7.37) дозволяє одержати наближені вирази для вхідної й вихідній провідностей $УПІ^6$. Для аналізу параметрів $УПІ^6$ у широкому діапазоні частот одержимо узагальнені формули цих провідностей. Розрахунки будемо вести для найбільш важливих з погляду реалізації ІІІ випадків прямого перетворення імітансу індуктивності L_n і зворотного перетворення імітансу ємності C_r .

Підставляючи елементи матриці (7.28) в (6.7) і (6.8) після перетворення знаходимо вирази для дійсних (7.37), (7.39) і уявних (7.32), (7.40) складової вхідної провідності $Y_{вх}^6$ $УПІ^6$ при перетворенні індуктивності L_n і вихідної провідності $Y_{вх}^6$ $УПІ^6$ при перетворенні ємності C_r .

Частотні залежності $\frac{\text{Re } Y_{вх}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}}$, $\frac{\text{Re } Y_{вх}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}}$ і $\frac{\text{Im } Y_{вх}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}}$, $\frac{\text{Im } Y_{вх}^6}{\omega_T C_{\kappa 1}}$ при різних значеннях наведеної провідності навантаження D_n і генератора A_r наведені на рис.7.9. Із графіків видно, що залежності $\text{Re } Y_{вх}^6$ і $\text{Re } Y_{вх}^6$ мають опорні мінімуми, яким відповідають оптимальні частоти перетворення $\Omega_{y\text{opt } вх}^6$ і $\Omega_{y\text{opt } вх}^6$, визначаємо формулами (3.33) і (7.41).

З порівняння рис. 7.9а і рис. 7.9в видно, що при постійних значеннях перетвореного імітансу негативна дійсна провідність вхідного кола $УПІ^6$ спостерігається в більш вузькому діапазоні частот, ніж його вихідного кола, що обмежує використання $УПІ^6$ в широкосмугових ІІІ.

Підставляючи елементи матриці (7.28) у систему рівнянь (6.14) – (6.22) і використовуючи методику, викладену в підрозділі 7.1, знаходимо систему рівнянь (7.29) – (7.48), що описують основні робочі параметри $УПІ^6$ в діапазоні частот, де виконуються нерівності $\Omega_T^2 \ll 1$, $\frac{\Omega_T}{\omega C_{\kappa 1}} \gg r_6$.

Порівняємо отримані вирази з аналогічними виразами для робочих параметрів $УПІ^6$ (табл. 7.1). З врахуванням того, що для більшості сучасних біполярних транзисторів $\omega_T C_{\kappa 1} r_6 \ll 1$ одержуємо, що $K_n^6 \ll 1$, тобто $УПІ^6$, на відміну від $УПІ^6$, для якого $K_n^6 \approx 1$, має більш сильні невзаємні властивості в частотній області потенційної нестійкості. Причому, максимальна величина негативної дійсної провідності, реалізована на виході $УПІ^6$ в $\frac{1}{\omega_T C_{\kappa 1} r_6}$ раз менше, ніж на його вході

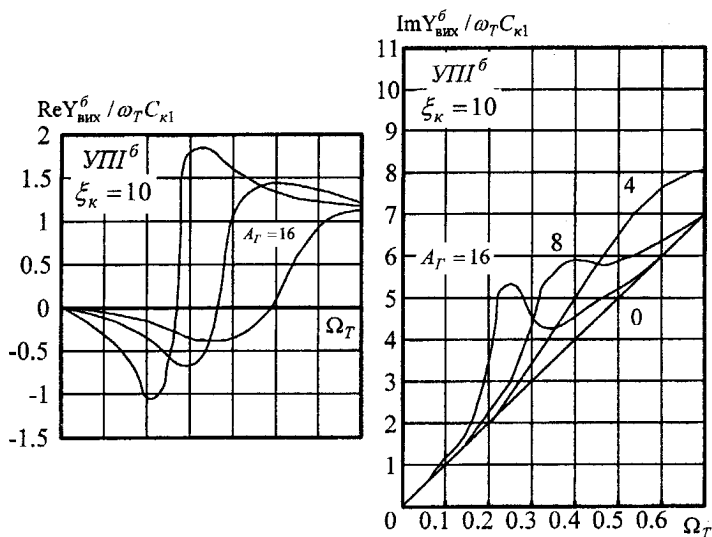
$\operatorname{Re} Y_{\text{вх max}}^{(1)} \ll \operatorname{Re} Y_{\text{вх max}}^{(1)}$. У випадку того, що потужність $P_{\text{злив}}$, споживана від джерела постійного струму, при прямому й зворотному перетворенні залишається незмінною, на підставі (7.48) одержуємо, що енергетична ефективність УПП^б при прямому перетворенні в $\frac{1}{\omega_T C_{\kappa 1} r_b}$ раз вище, ніж при зворотному. Порівнявши (7.44) із (7.11) і, з огляду на (7.12), бачимо, що максимальнодосяжні значення негативного дійсного імітансу, реалізовані за допомогою УПП^б і УПП^к рівні $\operatorname{Re} Y_{\text{вх max}}^{(-)} = \operatorname{Re} Y_{\text{вх max}}^{(-)} \approx \operatorname{Re} Y_{\text{вх max}}^{(-)}$.

З виразу (7.45) випливає, що в діапазоні частот $f < 0,5 f_T$ УПП^б потенційно нестійкий ($K_{\text{увн}}^b < 1$). Верхня оптимальна частота УПП^б порівнянна із граничною частотою транзистора $f_{\text{нв}} = f_T$, а нижня гранична частота, визначена в [46], дорівнює $f_{\text{н}} = (10^{-3} \div 10^{-5}) f_T$ і дуже коливається залежно від колекторного струму транзистора й з його збільшенням росте індуктивність базового виходу L_b , збільшує частоту $f_{\text{н}}$ до значення $f_{\text{н max}}$, що виникає при значенні $L_b = \frac{r_b}{\omega_T}$. Подальший ріст індуктивності L_b веде до зниження частоти $f_{\text{н}}$ і може привести до виродження області потенційної нестійкості [89].

Склавши відношення (7.20) до (7.45), знаходимо співвідношення між інваріантними коефіцієнтами стійкості УПП^б і УПП^к в області їхньої потенційної нестійкості

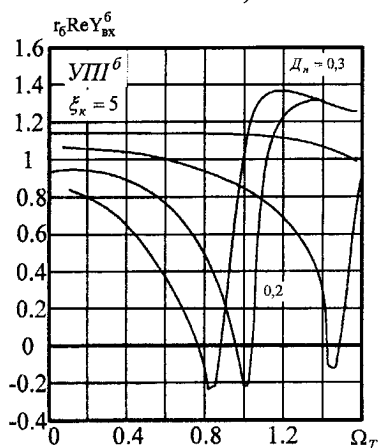
$$\frac{K_{\text{увн}}^b}{K_{\text{увн}}^k} = 1 + 2\omega_T C_{\kappa 1} r_b,$$

з якого видно, що УПП^б має більшу потенційну нестійкість в області частот $f < 0,5 f_T$, чим УПП^к, що підтверджують і результати експериментальних досліджень (рис.7.4). Взявши відношення (7.48) до (7.23) знаходимо $K_{\text{утз}}^b / K_{\text{увн}}^k = (1 / \omega_T C_{\kappa 1} r_b) \gg 1$, тобто УПП^б має в $1 / \omega_T C_{\kappa 1} r_b$ раз вищі потенційні підсилювальні можливості, ніж УПП^к. Система рівнянь (7.29) – (7.48) утворить математичну модель УПП^б і може бути застосована в діапазоні частот до $10 \div 50$ МГц.

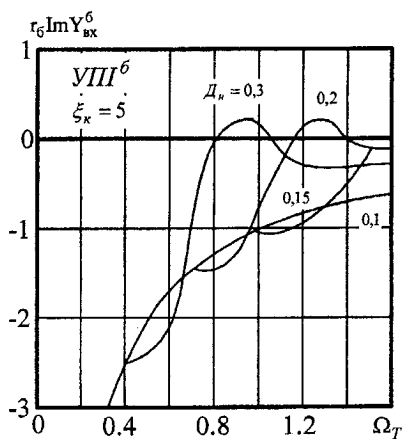


а)

б)



в)



г)

Рис. 7.9. Розрахункові частотні залежності перетвореної провідності УІІ⁶ при різних значеннях параметрів перетвореної провідності

На рис. 7.4–7.6 і рис. 7.10, 7.11 представлені результати машинного аналізу й експериментальні дослідження $УПІ^6$ у діапазонах частот і перетворених імітансів у режимах як прямого, так і зворотного перетворення.

Як видно із графіка, рис.7.4б, реальна область потенційної нестійкості $УПІ^6$ на базі транзисторів типу КТ3114, КТ3115 і КТ3124 становить порядку 10 ГГц, що на 2–3 ГГц менше, ніж для $УПІ^к$ на транзисторі КТ3124. Величина інваріантного коефіцієнта стійкості $УПІ^6$ на частотах $\Omega_T < 0,5$ має менше значення, ніж для $УПІ^к$, що узгоджується результатами теоретичного аналізу.

Максимальнодосяжна величина ДНО у режимі прямого перетворення $УПІ^6$ становить $0,6 \text{ Ом}^{-1}$ на оптимальній частоті перетворення 0,45 ГГц для транзистора КТ3115 (рис. 7.5), а в режимі зворотного перетворення вона дорівнює $0,24 \text{ Ом}^{-1}$ на частоті 2,2 ГГц. Коефіцієнт невзаємності $УПІ^6$ для транзистора КТ3115 на частоті 0,5 ГГц дорівнює -3 дБ і зі збільшенням частоти зменшується й на частоті 2,1 ГГц дорівнює одиниці (рис. 7.6а). Експериментальне значення K_{ms}^6 на частоті 0,5 ГГц дорівнює 20 дБ, що на 10 дБ перевищує значення $K_{ms}^к$. На більш високих частотах відбувається зниження K_{ms}^6 , і на частоті 6 ГГц $K_{ms}^6 = K_{ms}^к = 4 \text{ дБ}$ (рис. 7.6б).

Аналіз імітансних кіл (рис. 7.10) підтверджує висновок про те, що біполярний транзистор, включений за схемою зі спільною базою в широкому діапазоні частот можна розглядати як узагальнений конвертор імітансу. Але при цьому, також як і для $УПІ^к$, необхідною умовою є вибір таких значень перетворених імітансів, при яких забезпечується реалізація ДНО поблизу максимальнодосяжних значень негативного дійсного перетворювача імітансу.

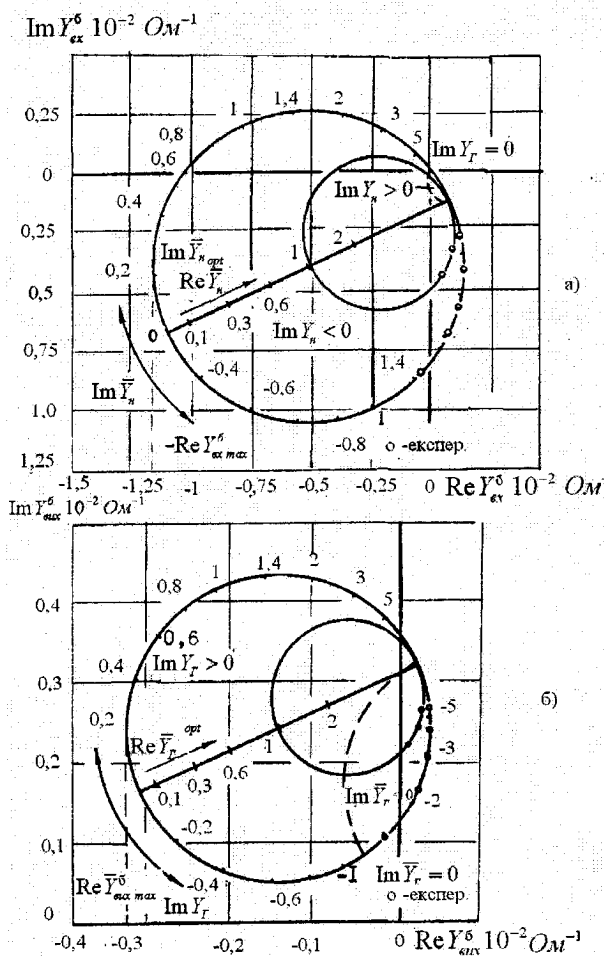


Рис. 7.10. Імітансні кола УПН : а) для режиму прямого перетворення;
 б) для режиму зворотного перетворення
 (КТЗ115, $I_0=5$ мА, $U_{\text{кб}}=7$ В $f=1$ ГГц)

7.3. Узагальнені перетворювачі імітансу на основі біполярного транзистора з спільним емітером

Теоретичні дослідження частотної залежності внутрішнього інваріантного коефіцієнта стійкості біполярного транзистора, включеного за схемою із загальним емітером показали (рис. 7.11), що ця схема потенційно нестійка на частотах нижче $0,05\Omega_T$ [15]. Отже, у випадку використання найбільш високочастотних біполярних транзисторів (наприклад КТ3115), гранична частота U_{III}^e дорівнює 350 МГц. Експериментальні дослідження показали (рис. 7.12) що для цього типу транзистора $K_{y,em} < 1$ до частоти 1 ГГц. Область потенційної нестійкості може спостерігатися й на більш високих частотах (у розглянутому прикладі вище 3 ГГц), але ця нестійкість є важко контролюваною, що обумовлено впливом емітерної індуктивності.

У зв'язку з низькою граничною частотою U_{III}^e , ефективність ІІ на основі ДНО, реалізованих за допомогою U_{III}^e , виявляється низькою. Тому доцільно обмежитися класифікацією U_{III}^e й провести порівняльну оцінку його параметрів з іншими видами УП.

Наведені на (рис. 7.12), імітансні кола показують що в частотній області потенційної нестійкості й в області значень перетворювачів імітансів, що забезпечують реалізацію максимальнодосяжної негативної дійсної складової перетвореної провідності, U_{III}^e можна розглядати як узагальнений інвертор імітанса.

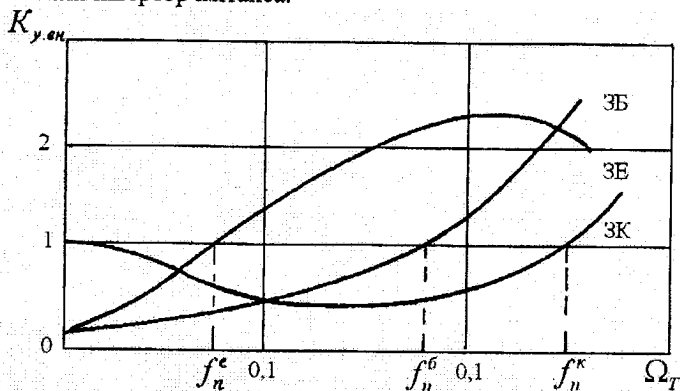


Рис. 7.11. Частотні залежності $K_{y,em}$ [15]

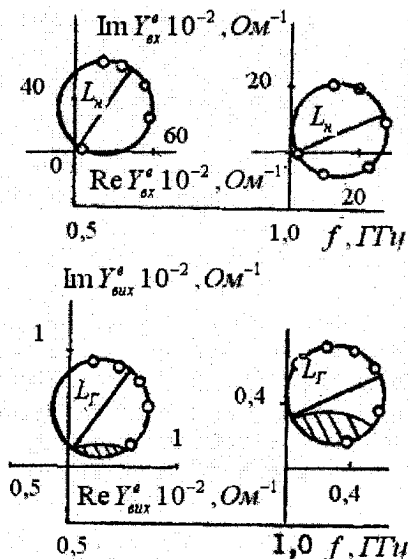


Рис. 7.12. Частотні залежності імітансних кіл UPI^e

Аналіз графіка на рис. 7.6а, показує, що UPI^e в порівнянні з UPI^k і UPI^6 має найбільше значення K_{ms}^e ($5 \div 15$ дБ на частоті 0,5 ГГц). У діапазоні частот $0,25 \div 1$ ГГц його коефіцієнт невзаємності $K_n^e = -2$ дБ і не залежить від частоти (рис. 7.6б)

Максимальна величина негативної дійсної провідності реалізується на вхідних клеммах UPI^e й на оптимальній частоті перетворення $\Omega_{opt\ vix}^e = 0,036$ має значення рівне $0,3 \text{ Ом}^{-1}$, що в 5 разів менше, ніж для UPI^k і UPI^6 .

Таким чином, експериментальні результати показали, що по важливих параметрах UPI^e поступається UPI^k і UPI^6 . Це говорить про його більш низьку ефективність у режимі реалізації ДНО, у порівнянні з іншими видами UPI на базі інжекційнопролітних ефектів у багатоелектродних напівпровідникових структурах.

Перелік літератури до розділу 7

1. Нановати Р.П. Введение в полупроводниковую электронику. Пер. с англ. / Под ред. Я.А. Федотова. – М.: Связь, 1965. – 456 с.
2. Филинюк Н.А. Активные СВЧ фильтры на основе обобщенных преобразователей иммитанса. // Радиоэлектроника и электроника, 1983. – Т. 8, №5. – С. 817-833.
3. Филинюк Н.А. Синтез активных СВЧ фильтров на основе одностранзисторных преобразователей импеданса. // Тез. докл. Всесоюзн. научн.-технич. семинара „СВЧ элементы и узлы радиоприемных устройств”. – М.: 1981. – С. 6.
4. Филинюк Н.А. Синтез активных СВЧ фильтров на основе одностранзисторных преобразователей импеданса. // Машинное моделирование электрических и электронных цепей. – К.: Наукова думка, 1981. – С. 72–77.
5. Филинюк Н.А. Синтез корректирующих цепей транзисторных ПИП СВЧ диапазона. // Тез. докл. республ. научн.-техн. конф. „Применение информационно-измерительных систем при эксплуатации авиационной техники”. – Киев, 1979. – С.21.
6. Dill H. Inductive semiconductor element and their application in band-pass amplifiers. // IRE trans. Electron.– 1961.– Vol. MIL-5, №3.– P. 239-250.
7. Inductive transistor in integrated circuits. // Electro-technology, 1966. – V.77, №1. – P. 89-90.
8. Хейнлейн В.Е., Холмс В.Х. Активные фильтры для интегральных схем. – М.: Связь, 1980. – 656 с.
9. Филинюк Н.А., Павлов С.Н. Широкополосный активный СВЧ фильтр. // Тез. докл. всесоюзн. научн.-техн. семинара „СВЧ элементы и узлы радиоприемных устройств”. – М.: 1977. – С. 9.
10. Филинюк Н.А. Исследование возможности построения управляемых частотно-избирательных устройств на основе инжекционно-пролетных явлений в транзисторе. // Сб. рефератов НИР и ОКР. – М.:1982, №5, реф. №02830010372, с. 11.
11. Филинюк Н.А. Исследование возможности построения усилителя с полосовой частотной характеристикой. // Сб. рефератов НИР и ОКР. – М.: 1981, №1, реф. Б885263, С. 9–10.
12. Филинюк Н.А. Анализ чувствительности комплексных преобразователей сопротивления. // Тез. докл. II всесоюзной научн.-техн. конф. „Проблемы теории чувствительности электронных и электромеханических систем” – М.: 1981. – С.21.

13. Филинюк Н.А. Активные УКВ фильтры. – М.: Радио и связь, 1984. – 84 с.
14. Кук Х.Г. Вопросы теории и проектирования СВЧ транзисторов. // Полупроводниковые приборы СВЧ. – М.: Мир, 1972. – С. 37-58.
15. Богачев В.М., Никифоров В.В. Транзисторные усилители мощности. – М.: Энергия, 1978. – 334 с.
16. Филинюк Н.А. О связи между максимально-достижимыми коэффициентами устойчивого усиления различных схем транзистора // Труды 1-й всесоюзной НТК по интегральной электронике СВЧ. Новгород, 1982. – 15-17 июня. – С. 275-276.
17. Філінюк М.А., Лазарев О.О. Аналіз впливу зворотного зв'язку на параметри динамічного негатрона // Праці за матеріалами п'ятої міжнародної НТК „Контроль і управління в складних системах (КУСС-99)”. – Вінниця, 1999. – Т.2. «УНІВЕРСУМ-Вінниця». – с. 221-227.
18. Филинюк Н.А., Магас А.Т. Методы анализа и математические модели негатронов // Труды международного симпозиума «Наука и предпринимательство». – Винница-Львов, 1996. – С. 89-90.

РОЗДІЛ 8

УЗАГАЛЬНЕНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ НА ПОЛЬОВОМУ ТРАНЗИСТОРІ

8.1. Узагальнений перетворювач імітансу на основі польового транзистора з спільним стоком

Найбільш високочастотною реальною уніполярною багатоелектродною напівпровідниковою структурою є польовий транзистор Шоттки (ПТШ). Гранична частота такого транзистора досягає 200 – 300 ГГц. Перевагою цих структур є також їх планарний характер, що забезпечує виготовлення на їх основі ПП у вигляді напівпровідникових НВЧ мікросхем [1]. Це характеризує перспективність виготовлення на основі ПТШ вискоефективних комбінованих негатронів. При зміні величини та характеристик імітансу, підключеного до однієї пари клем польового транзистора з загальним стоком, відбувається зміна імітансу між другою парою клем, що дозволяє розглядати його як УП^В.

Високочастотна частина схеми УП^В зображена на рис. 6.4а. Враховуючи, що ПТШ мають мінімальні шуми на частотах $\omega \ll \omega_s$, де для сучасних транзисторів справедливі нерівності:

$$G \ll S_0, \xi_3 \ll S_0 R_i, \xi_3 \ll 1.$$

(наприклад для транзистора типу 3П325 на частоті 5 ГГц маємо: $G = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$, $S_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1}$, $\xi_3 = 0.05$) та, враховуючи імітанс емності C_3 в імітанс навантаження, використовуючи невизначену матрицю (6.30) знаходимо матрицю провідності УП^С

$$|Y^B| = \left| \begin{array}{c|c} \frac{\Omega_s^2 / R_i + j\Omega_s / R_i}{\Omega_s^2 + S_0 R_i} & \frac{-\Omega_s^2 / R_i - j\Omega_s / R_i}{\Omega_s^2 + S_0 R_i} \\ \hline -j \frac{\Omega_s (1 - S_0 R_i)}{R_i} & \frac{\Omega_s^2 / R_i + j\Omega_s / R_i}{\Omega_s^2 + S_0 R_i} \end{array} \right| \quad (8.1)$$

Визначник цієї матриці $Y^C = 0$, в результаті чого вхідна провідність $Y_{вх}^C$ УП^С, при перетворюванні провідності Y_H з урахуванням (6.7), визначається виразом

$$Y_{BX}^C = Y_{11}^C Y_H / (Y_{22}^C + Y_H), \quad (8.2)$$

де Y_{11}^C і Y_{22}^C – елементи матриці провідності (8.1).

У випадку, коли навантаження УПІ^С вибирається з умови $Y_H \ll Y_{22}^C$, коефіцієнт прямого перетворення T_Y^C провідності Y_H в провідність Y_{BX}^C дорівнює

$$T_Y^C = Y_{BX}^C / Y_H \approx Y_{11}^C / Y_{22}^C. \quad (8.3)$$

У випадку вибору провідності генератора УПІ^С із умови $Y_G \ll Y_{11}^C$, на підставі (8.2), знаходимо коефіцієнт $T_Y^{C(1)}$ зворотного перетворення провідності Y_G у провідність Y_{BX}^C

$$T_Y^{C(1)} = Y_{BX}^C / Y_G \approx Y_{22}^C / Y_{11}^C. \quad (8.4)$$

Порівнюючи (8.3) і (8.4) з (6.9) і (6.11) робимо висновок, що на частотах $\omega < \omega_s$ при виконанні умов $Y_H \ll Y_{22}^C$, $Y_G \ll Y_{11}^C$ УПІ^С є узагальненим конвертором імітансу, тобто $T_Y^C = T_{YK}$.

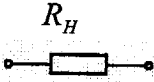
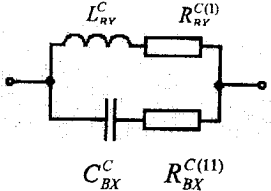
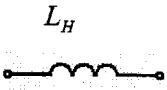
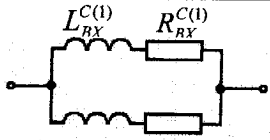
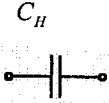
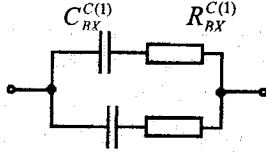
Використовуючи (8.3) і (8.4) з урахуванням (8.1) розроблені таблиці перетворення імітансу RLC елементів ланцюга при прямому (табл. 8.1) і зворотному (табл. 8.2) перетворенні, які використовуються при функціональному синтезі ПІ.

Порівнюючи результати перетворення різних імітансів, наведені в табл. 7.2, 7.3 і в табл. 8.1, 8.2, ми бачимо, що УПІ^С за своїми властивостями перетворення імітансу аналогічний УПІ^К.


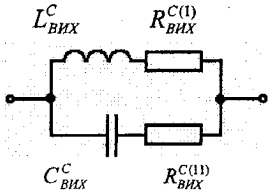

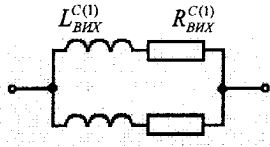
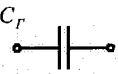
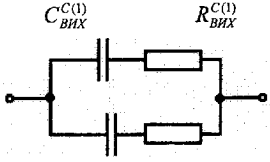
Також як і при використанні УПІ^К, спостерігається реалізація ДНО за допомогою УПІ^С при прямому перетворенні імітансу ємності C_{11} і зворотному перетворенні імітансу індуктивності L_r . Розглядаючи ці випадки, що являють собою найбільший інтерес для практичного використання УПІ^С в ПІ, шляхом підстановки елементів матриці (8.1) у систему рівнянь (6.9), (6.11), (6.14), (6.22), після перетворень одержуємо систему рівнянь (8.5), (8.24) у табл. (8.4), що утворить математичну модель УПІ^С.

Порівнюючи (8.6) з (8.14), бачимо, що з урахуванням зроблених допущень "жості" УПІ^С у режимах прямого й зворотного перетворення імітанса рівні.

Таблиця прямого перетворення УП^С

Перетворюваний імітанс W_H	Перетворений імітанс W_{BX}^C
 <p style="text-align: center;">R_H</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{RY}^C \quad R_{RY}^{C(1)}$ $C_{BX}^C \quad R_{BX}^{C(1)}$</p> $L_{BX}^C = \omega_s R_H / \omega^2,$ $R_{BX}^{C(1)} = R_H, \quad C_{BX}^C = 1 / S_0 R_i \omega_s R_H,$ $R_{RY}^{C(1)} = S_0 R_i \omega_s^2 R_H / \omega^2.$
 <p style="text-align: center;">L_H</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{BX}^{C(1)} \quad R_{BX}^{C(1)}$ $C_{BX}^{C(1)} \quad R_{BX}^{C(1)}$</p> $R_{BX}^{C(1)} = -\omega_s L_H,$ $R_{RY}^{C(1)} = \omega_s S_0 R_i L_H,$ $L_{BX}^{C(1)} \approx S_0 R_i L_H / \Omega_s^2,$ $L_{RY}^{C(1)} = L_H.$
 <p style="text-align: center;">C_H</p>	 <p style="text-align: center;">$C_{BX}^{C(1)} \quad R_{BX}^{C(1)}$ $L_{BX}^{C(1)} \quad R_{BX}^{C(1)}$</p> $C_{BX}^{C(1)} = \Omega_s^2 C_H / S_0 R_i, \quad C_{RY}^{C(1)} = C_H,$ $R_{RY}^{C(1)} = \omega_s / \omega^2 C_H,$ $R_{BX}^{C(1)} = -S_0 \omega_s R_i / \omega^2 C_H.$

Таблиця зворотного перетворення УПЧ

Перетворюваний імітанс W_{Γ}	Перетворений імітанс $W_{ВИХ}^C$
 <p style="text-align: center;">R_{Γ}</p>	 <p style="text-align: center;">$R_{ВИХ}^{C(1)}$</p> <p style="text-align: center;">$C_{ВИХ}^C$</p> <p style="text-align: center;">$R_{ВИХ}^{C(11)}$</p> <p>$R_{ВИХ}^{C(1)} = R_{\Gamma},$</p> <p>$R_{ВИХ}^{C(11)} = \omega^2 R_{\Gamma} / S_0 R_i \omega_s^2,$</p> <p>$L_{ВИХ}^C = R_{\Gamma} / S_0 R_i \omega_s,$</p> <p>$C_{ВИХ}^C = \omega_s / \omega^2 R_{\Gamma}.$</p>
 <p style="text-align: center;">L_{Γ}</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{ВИХ}^{C(1)}$</p> <p style="text-align: center;">$R_{ВИХ}^{C(1)}$</p> <p style="text-align: center;">$C_{ВИХ}^{C(11)}$</p> <p style="text-align: center;">$R_{ВИХ}^{C(11)}$</p> <p>$L_{ВИХ}^{C(1)} = L_{\Gamma},$</p> <p>$L_{ВИХ}^{C(11)} = \omega^2 L_{\Gamma} / S_0 R_i \omega_s^2,$</p> <p>$R_{ВИХ}^{C(1)} = -\omega^2 L_{\Gamma} / S_0 R_i \omega_s,$</p> <p>$R_{ВИХ}^{C(11)} = \omega^2 L_{\Gamma} / \omega S_0$</p>
 <p style="text-align: center;">C_{Γ}</p>	 <p style="text-align: center;">$C_{ВИХ}^{C(1)}$</p> <p style="text-align: center;">$R_{ВИХ}^{C(1)}$</p> <p style="text-align: center;">$L_{ВИХ}^{C(11)}$</p> <p style="text-align: center;">$R_{ВИХ}^{C(11)}$</p> <p>$C_{ВИХ}^{C(1)} = C_{\Gamma},$</p> <p>$C_{ВИХ}^{C(11)} = S_0 R_i C_{\Gamma} / \Omega_s^2,$</p> <p>$R_{ВИХ}^{C(1)} = -1 / \omega_s C_{\Gamma},$</p> <p>$R_{ВИХ}^{C(11)} = 1 / S_0 \omega_s R_i C_{\Gamma}$</p>

Аналіз виразів (8.7), (8.8), (8.15) і (8.16) показує, що перетворена провідність УПП^С залежить від частоти Ω_s і перетвореного імітансу. Максимальнодосяжні значення негативної речовинної складової перетвореної провідності (8.12) і (8.20) є частотно-залежними, як показали розрахунки (рис. 8.1), мають екстремальні значення в режимі прямого перетворення на частоті $0,4\Omega_s$ і в режимі зворотного перетворення імітансу на частоті $0,01\Omega_s$ [2].

Область потенційної нестійкості, розрахована за допомогою (8.21), обмежена зверху максимальною частотою генерації транзистора (рис. 8.2б).

Коефіцієнт незваженості K_H^C (8.23) і максимально-допустимий коефіцієнт K_{ms}^C стійкої передачі (8.24) потужності, з ростом частоти зменшуються.

Розроблена математична модель може бути використана для практичних розрахунків на частотах, менших 10-50 МГц, де можна знехтувати впливом реактивностей корпусу й виводів [3].

Аналіз імітансних округлостей (рис. 8.3, 8.4), підтверджує висновок про те, що польовий транзистор, включений за схемою із загальним стоком, можна розглядати в сфері реалізації ДНО, як узагальнений конвертор імітансу [4]. Максимальнодосяжна величина негативної речовинної провідності, реалізована на клеммах УПП^С, становить біля $0,1 \text{ Ом}^{-1}$ на частоті 1 ГГц у режимі зворотного перетворення ємнісного імітансу. Цей результат узгоджується з раніше отриманим теоретичним значенням $\text{Re } Y_{\text{вих max}}^{C(-)} (1 \text{ ГГц}) = 0,15 \text{ Ом}^{-1}$ (рис. 8.2а)

Максимальнодосяжний коефіцієнт K_{ms}^C стійкої передачі потужності на цій частоті становить біля 7 – 8 дБ і з ростом частоти зменшується (рис. 8.5а). У діапазоні частот 1–9 ГГц, УПП^С має незважені властивості. Коефіцієнт незваженості зменшується з ростом частоти (рис. 8.6) зі швидкістю 0,25 дБ/ГГц.

Математична модель УП^С

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим прямого перетворення імітанса		
Коефіцієнт прямої конверсії провідності	$T_{УК}^C = (\Omega_S^2 + P_H) / (S_0 R_i + P_H)$	(8.5)
Чутливість коефіцієнта прямої конверсії провідності	$S_{S_0 R_i}^{T^C} = S_0 R_i / (S_0 R_i + P_H)$	(8.6)
Дійсна складова перетвореної провідності	$\frac{R_i \operatorname{Re} Y_{ВХ}^C}{\Omega_S} = 1 - \frac{(2S_0 R_i - 1)(S_0 R_i + \Omega_S^2 + \operatorname{Re} Y_H) + (2\Omega_S^2 + S_0 R_i)[1 - R_i(S_0 - \operatorname{Im} Y_H / \Omega_S)]}{(S_0 R_i + \Omega_S^2 + R_i \operatorname{Re} Y_H) + [\Omega_S(1 - S_0 R_i) + R_i \operatorname{Im} Y_H]^2}$	(8.7)
Уявна складова перетвореної провідності	$\frac{R_i \operatorname{Im} Y_{ВХ}^C}{\Omega_S} = 1 - \frac{(2\Omega_S^2 + S_0 R_i)(S_0 R_i + \Omega_S^2 + R_i \operatorname{Re} Y_H) - \Omega_S^2(2S_0 R_i - 1)[1 - R_i(S_0 - \operatorname{Im} Y_H / \Omega_S)]}{(S_0 R_i + \Omega_S^2 + R_i \operatorname{Re} Y_H) + [\Omega_S(1 - S_0 R_i) + R_i \operatorname{Im} Y_H]^2}$	(8.8)
Оптимальна частота прямого перетворення провідності	$\Omega_{\text{опт}}^C = \frac{R_i \sqrt{S_0} (\sqrt{S_0(S_0 + \omega_S C_H)} - S_0)^{1/2}}{[1 - R_i(S_0 - \omega_S C_H)]}$	(8.9)
Значення перетвореної реактивності на оптимальній частоті перетворення	$C_H(\Omega_{\text{опт}}^C) = \frac{[\sqrt{\Omega_S^2(1 - 2S_0 R_i) + S_i^2 R_i^2} - \Omega_S S_0 R_i]}{\Omega_S \omega_S R_i}$ для $\Omega_S \ll 1, \Omega_S^2 \ll S_0 R_i$.	(8.10)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Оптимальне значення перетворюваної реактивності	$C_{H\text{opt}}^C = \frac{[\Omega_S^2(\sqrt{R_i^2 S_0^2 + \Omega_S^2} + \Omega_S) + R_i^2 S_0^2]}{\Omega_S \omega_S R_i S_0}$	(8.11)
Максимальне досяжне значення негативної речовинної складової перетвореної провідності	$\text{Re} Y_{\text{ex max}}^{C(-)} = \frac{\Omega_S(\Omega_S - \sqrt{\Omega_S^2 + R_i^2 S_0^2})}{2R_i^2 S_0}$	(8.12)
Режим зворотного перетворення імітанса		
Коефіцієнт зворотної конверсії провідності	$T_{KV}^{C(1)} = \frac{S_0 R_i + P_H}{\Omega_S^2 + P_H}$	(8.13)
Чутливість коефіцієнта зворотної конверсії провідності	$S_{S_0 R_i}^{T_{KV}^{(1)}} = \frac{S_0 R_i + P_H}{S_0 R_i}$	(8.14)
Дійсна складова перетвореної провідності	$R_i \text{Re} Y_{\text{вих}}^C = S_0 R_i + \Omega_S^2 - \Omega_S \frac{\Omega_S(2S_0 R_i - 1)}{(\Omega_S^2 + R_i \text{Re} Y_r)^2 + (\Omega_S^2 + R_i \text{Re} Y_r) + (2\Omega_S^2 + S_0 R_i)(\Omega_S + R_i \text{Im} Y_r) + (\Omega_S + R_i \text{Im} Y_r)^2}$	(8.15)
Уявна складова перетвореної провідності	$R_i \text{Im} Y_{\text{вих}}^C = \Omega_S [1 - S_0 R_i - \frac{\Omega_S^2(1 - S_0 R_i) + R_i \text{Re} Y_r(2\Omega_S^2 + S_0 R_i) + \Omega_S R_i \text{Im} Y_r(1 - 2S_0 R_i)}{(\Omega_S^2 + R_i \text{Re} Y_r)^2 + (\Omega_S + R_i \text{Im} Y_r)^2}]$	(8.16)
Оптимальна частота зворотного перетворення провідності	$\Omega_{V\text{opt}}^{C(1)} = \left[\frac{R_i}{\omega_S L_r} (1 + \sqrt{S_0 \omega_S L_r}) \right]^{1/2}$	(8.17)
Значення перетворюваної реактивності на оптимальній частоті перетворення	$L_r (\Omega_{V\text{opt}}^{C(1)}) = (R_i / 4\omega_S \Omega_S^2) (\sqrt{S_0^2 R_i^2 + 8\Omega_S^2} - S_0 R_i)$	(8.18)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$L_{\Gamma opt}^{C(1)} = \frac{S_0 R_i^2}{\omega_s \Omega_s^2 [\sqrt{\Omega_s^2 (1 - 2S_0 R_i) + S_0^2 R_i^2} - S_0 R_i]}$	(8.19)
Максимальнодосяжне значення негативної речовинної складової провідності	$\operatorname{Re} Y_{вих max}^{C(-)} = (\Omega_s - \sqrt{\Omega_s^2 + R_i^2 S_0^2}) / 2R_i^2 \Omega_s$	(8.20)
Режим прямого і зворотного перетворення імітанса		
Інваріантний коефіцієнт стійкості	$K_{\text{вн}}^C = \frac{\Omega_s (2GR_i + 1)}{\sqrt{\Omega_s^2 + R_i^2 S_0^2}}$	(8.21)
Гранична частота	$f_{\Gamma}^C = 0,5 f_C S_0 \sqrt{R_i / G} = f_{max}$	(8.22)
Коефіцієнт невзаємності	$K_H^C = S_0 R_i / \Omega_s^2$	(8.23)
Максимальнодосяжний коефіцієнт стійкої передачі по потужності	$K_{ms}^C = S_0 R_i / \Omega_s$	(8.24)

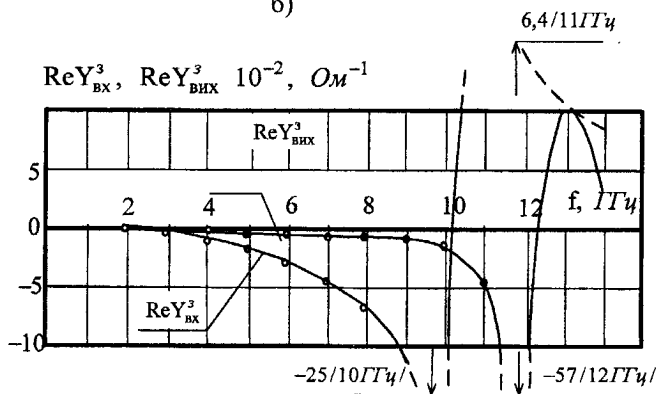
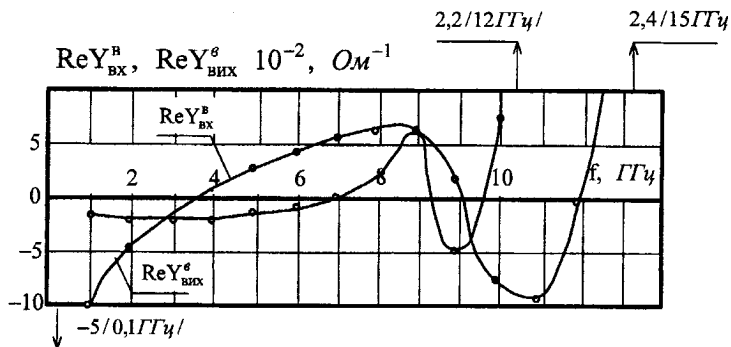
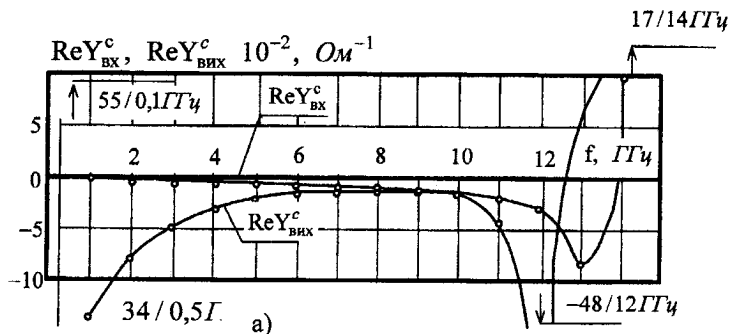


Рис. 8.1. Частотні залежності максимальнодосяжних значень негативної дійсної складової перетвореної провідності УП на основі польового транзистора ЗПЗ21, $I_r = 10 \text{ мА}$, $U_3 = -1,5 \text{ В}$

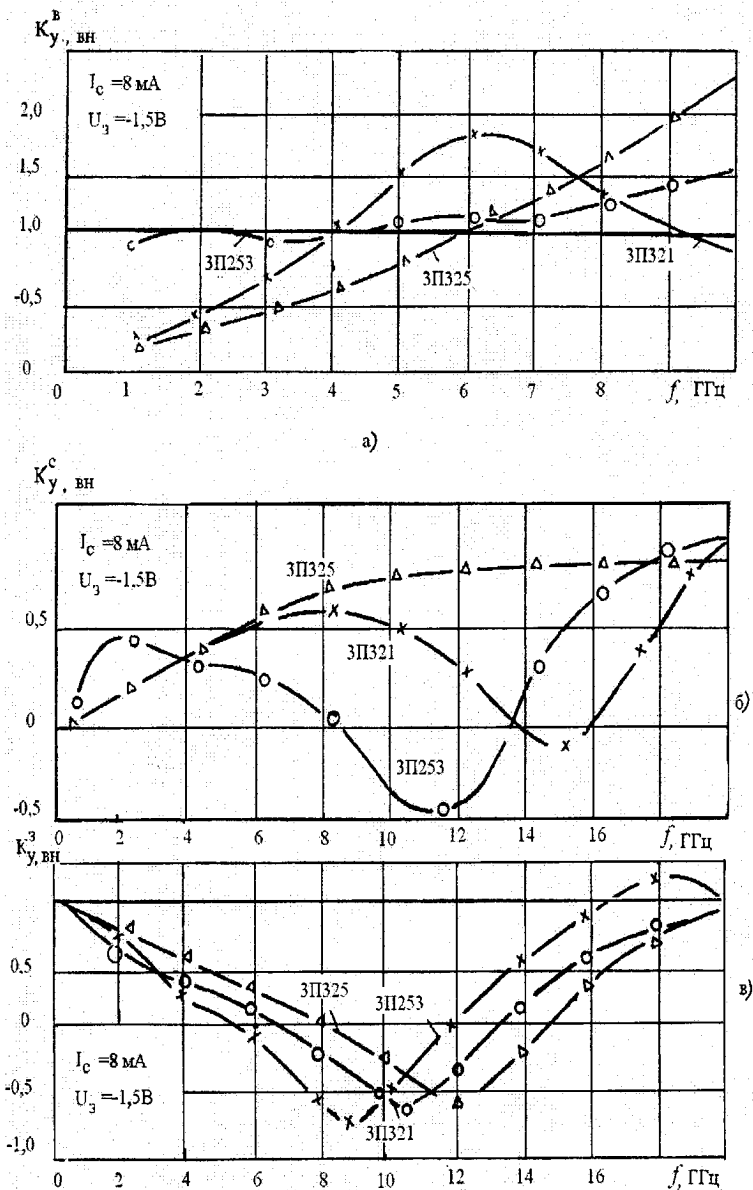


Рис. 8.2. Частотні залежності внутрішнього інваріантного коефіцієнта стійкості УПІ: а – УПІ^В, б – УПІ^С, в – УПІ³

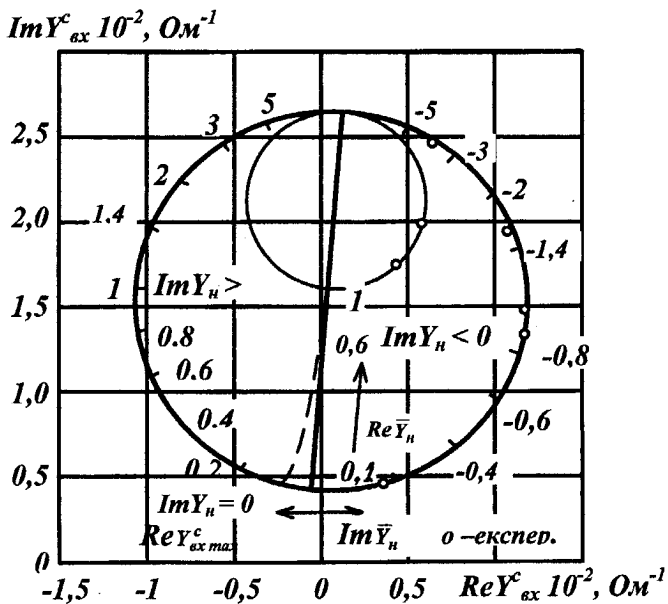
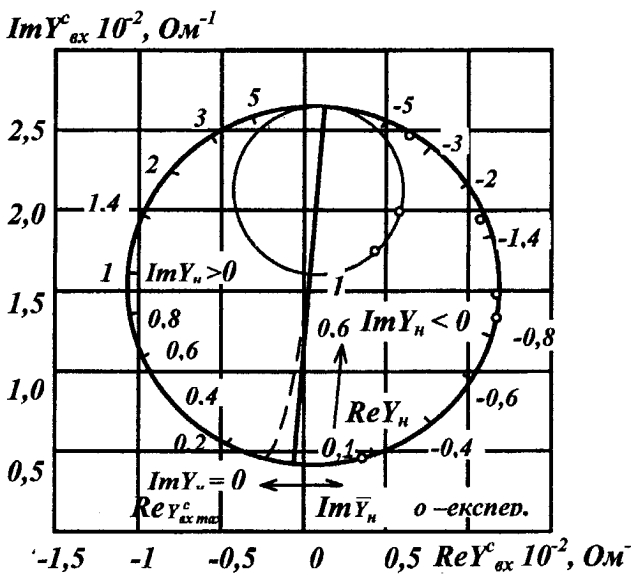


Рис.8.3. Залежності перетвореної провідності УП^С на основі польового транзистора від перетвореної провідності (3П321 $I_C = 5\text{мА}$, $U_3 = 1,7\text{В}$, $f = 1\text{ГГц}$)

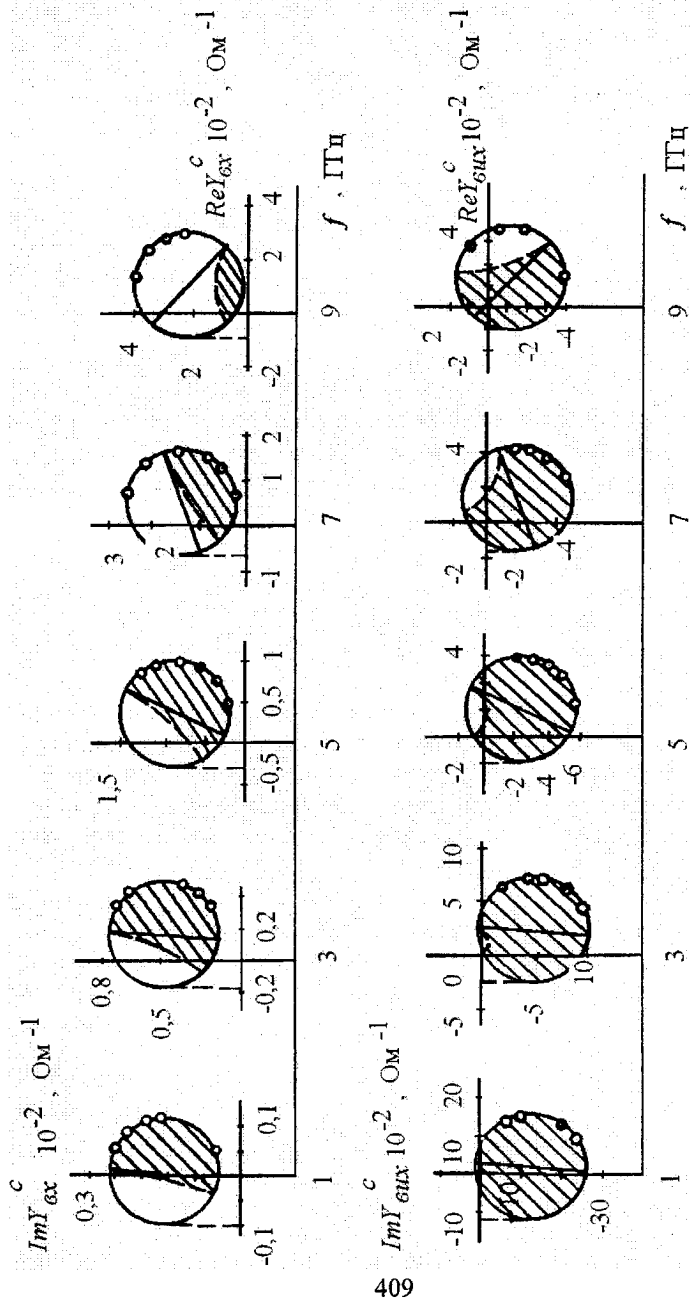


Рис.8.4. Частотні залежності імітансних кіл УПІ на основі транзистора типу ЗПЗІІ ($I_{\Gamma}=5\text{мА}$, $U_{\Gamma}=-17\text{В}$)

8.2 Узагальнений перетворювач імітансу на основі польового транзистора з спільним витоком

Високочастотна частина схеми УПІ^В зображена на рис. 6.46. Використовуючи невизначену матрицю (6.3) і раніше зроблені припущення, знаходимо матрицю провідності УПІ^В

$$\|Y^B\| = \begin{vmatrix} j\Omega_s^2/R_1 + j\Omega_s/R_1 & -j\Omega_s\xi_3/R_1 \\ S_0 + jS_0\Omega_s & G + j\Omega_s\xi_3/R_1 \end{vmatrix}. \quad (8.25)$$

На рис. 8.7 представлені розрахункові залежності вихідної провідності УПІ^В, отримані шляхом підстановки (8.25) в (6.8).

Із графіків видно, що в діапазоні частот і значень перетворюваного імітансу, де $\text{Re} Y_{\text{вих}}^H < 0$, схема рис. 6.46, має властивості узагальненого інвертора імітансу [4]. У розглянутому режимі відбувається інвертування індуктивного імітанса генератора $-j \text{Im} Y_G$.

Підставляючи елементи матриці (8.25) у систему рівнянь (6.10), (6.14) – (6.22) таблиці 6.2, одержуємо систему рівнянь (8.26) – (8.41) у табл. 8.5, що утворить математичну модель УПІ^В.

Використовуючи (8.26), розроблена таблиця перетворення імітансу УПІ^В (табл. 8.6), з якої випливає, що режим ДНО можливий тільки у випадку перетворення індуктивного імітансу. Цей висновок узгоджується з результатом, отриманим в підрозділі 2.5 при синтезі схем негатронів на основі уніполярних напівпровідникових структур.

Становить інтерес для практичного використання у твердотілих ПІ випадок перетворення УПІ^В емнісної провідності. Перетворена провідність у цьому випадку є індуктивною з добротністю $Q_L = \omega_s / \omega > 1$.

Розроблена математична модель УПІ^В дозволяє зробити порівняння його з УПІ^С.

Аналізуючи вирази (8.39) і (8.22), визначаємо зв'язок між граничними частотами УПІ^С і УПІ^В $1/f_2^B = \sqrt{R_1 G / \xi_3 f_2^B} + 1/f_2$ або для характерного випадку $\xi_3 S_0 \ll 2G$, маємо $f_r^B \approx f_r^C / \xi_3 \sqrt{GR_1}$. Наприклад, для ПТШ, що має [179]: $R_1 = 3,5$ Ом, $C_{ВЗ} = 0,5$ пФ, $S_0 = 0,02$ Ом⁻¹, $\xi_3 = 0,02$, $G = 0,0017$ Ом⁻¹, знаходимо $f_r = 90,1$ ГГц, $f_2^C = f_{\text{max}} = 41,7$ ГГц, $f_2^B = 9,74$ ГГц. У такий спосіб гранична частота УПІ^В в кілька разів менше граничної частоти УПІ^С.

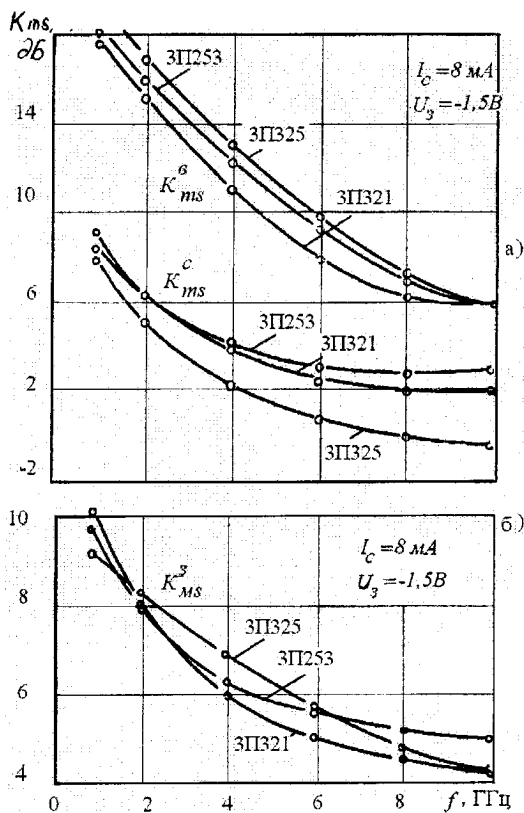


Рис. 8.5. Частотні залежності максимального допустимого коефіцієнта передачі по потужності

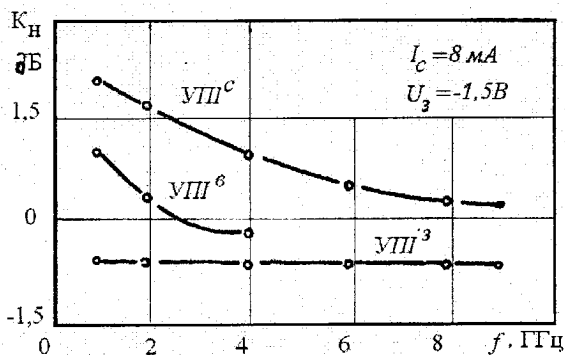


Рис. 8.6. Частотні залежності коефіцієнта невзаємності УПН на основі польового транзистора (3П321)

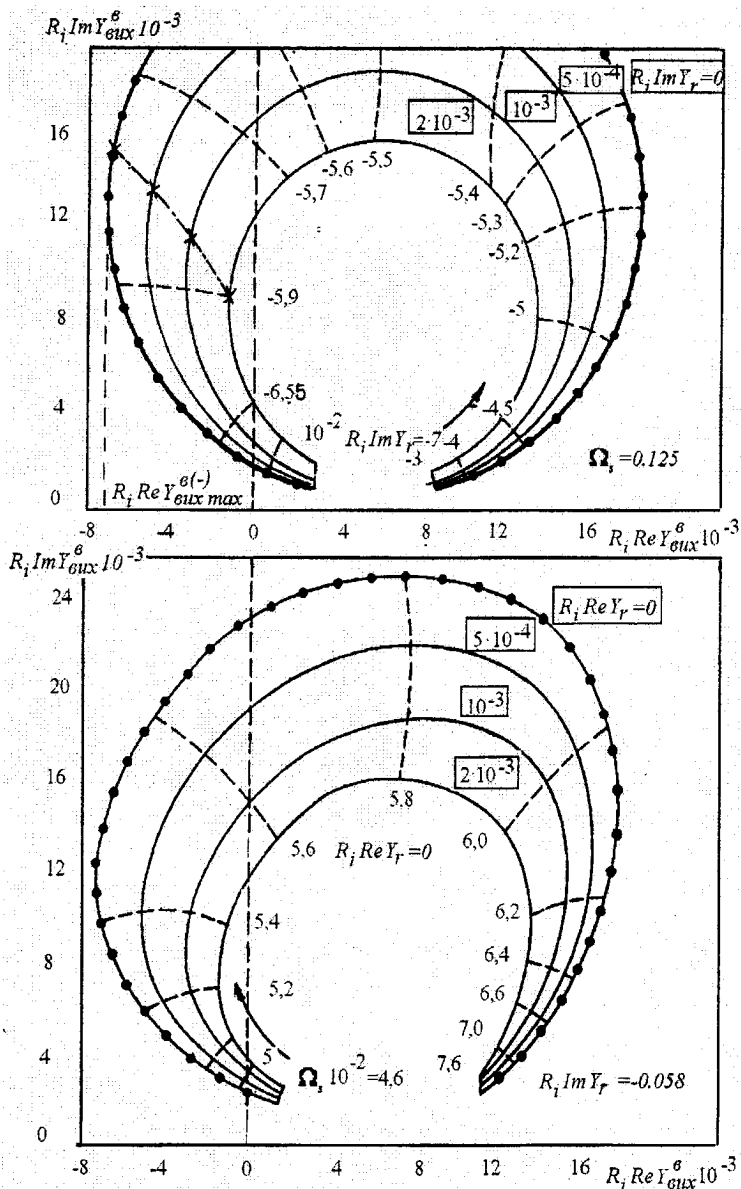


Рис. 8.7. Залежності перетвореної провідності УПП^В в режимі зворотного перетворення в залежності від перетворюваної провідності та частоти

Цей висновок підтверджує результати експериментальних досліджень області потенційної нестійкості УП^В (рис. 8.20). Для сучасних вітчизняних транзисторів ця область зверху обмежена частотами 4–6 ГГц, що значно перевищує f_z^e і дозволяє використати УП^В при реалізації високоефективних ПП. Привертає увагу поява для транзистора ЗП321 на частотах вище 10 ГГц другої області потенційної нестійкості, що пояснюється впливом імітансу джерела.

Взявши відношення (8.23) до (8.40) $K_H^C / K_H^B = S / G$, знаходимо, що коефіцієнт невзаємності УП^С на порядок вище, ніж для УП^В. Для реального транзистора (ЗП321) у діапазоні частот 1 – 4 ГГц ці коефіцієнти відрізняються на 1,5 дБ (рис. 8.6), що пояснюється впливом пасивної області кристала ПТШ.

Порівнюючи максимальнодопустимі значення ДНО (рис. 8.1) бачимо, що й по цьому параметру УП^В поступається УП^С.

Таблиця 8.5

Математична модель УП^В

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим прямого перетворення імітансу		
Коефіцієнт інверсії провідності	$T_{ny}^B = \frac{S_0 \xi_3}{R_i} P_H (1 - P_H)$	(8.26)
Чутливість коефіцієнта інверсії провідності	$S_{\xi_3}^{T^B} = S_{S_0}^{T^B} = -S_{R_i}^{T^B} = 1, S_{\omega_S}^{T^B} = \frac{\omega_S}{\omega_S - P_H}$	(8.27)
Режим прямого перетворення імітансу		
Дійсна складова перетвореної провідності	$R_i \operatorname{Re} Y_{BX}^B = \Omega_S^2 [1 + S_0 \xi_3 R_i \frac{R_i (G + \operatorname{Re} Y_H) + \xi_3 - \Omega_S (\Omega_S \xi_3 + R_i \operatorname{Im} Y_H)}{R_i^2 (G + \operatorname{Re} Y_H)^2 + (\Omega_S \xi_3 + R_i \operatorname{Im} Y_H)^2}]$	(8.28)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим прямого перетворення імітансу		
Уявна складова перетвореної провідності	$R_l \operatorname{Im} Y_{BK}^B = \Omega_S [1 + S_0 \xi_3 R_l \frac{R_l (G + \operatorname{Re} Y_H) -}{R_l^2 (G + \operatorname{Re} Y_H)^2 +} - \frac{\Omega_S (\Omega_S \xi_3 + R_l \operatorname{Im} Y_H)}{(\Omega_S \xi_3 + R_l \operatorname{Im} Y_H)^2}]$	(8.29)
Оптимальна частота прямого перетворення провідності	$\Omega_{y \text{ opt}}^B = \frac{S_0 \xi_3 \operatorname{Im} Y_H}{2[G(G^2 - S_0 \xi_3) + \operatorname{Im}^2 Y_H]}$ <p>для: $\operatorname{Im} Y_H - \text{const}; \xi_3 \Omega_S \ll R_l \operatorname{Im} Y_H; \operatorname{Re} Y_H = 0$</p>	(8.30)
Значення перетвореної реактивності на оптимальній частоті перетворення	$L_H(\Omega_{y \text{ opt}}^B) = \frac{4}{\omega_S [\sqrt{S_0^2 \xi_3^2 - 1} \Omega_S^2 G (G - S_0 \xi_3) + S_0 \xi_3]}$	(8.31)
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$L_{H \text{ opt}}^B = \frac{R_l}{\Omega_S \omega_S [G R_l (1 + \Omega_S) + \Omega_S \xi_3]}$	(8.32)
Максимально-досяжне значення негативної речовинної складової перетвореної провідності	$\operatorname{Re} Y_{\text{ex max}}^{B(-)} = \frac{\Omega_S}{R_l} \left[1 - \frac{\xi_3 S_0}{2G} (1 + \Omega_S) \right]$	(8.33)
Режим зворотного перетворення імітансу		
Дійсна складова перетвореної провідності	$R_l \operatorname{Re} Y_{BK}^B = G R_l + \Omega_S S_0 \xi_3 R_l \frac{\Omega_S (1 + R_l \operatorname{Re} Y_f) +}{(\Omega_S^2 + R_l \operatorname{Re} Y_f)^2 +} \frac{R_l \operatorname{Im} Y_f}{(\Omega_S^2 + R_l \operatorname{Im} Y_f)^2}$	(8.34)


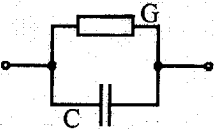

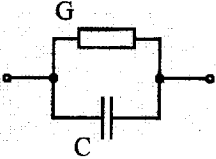
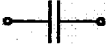
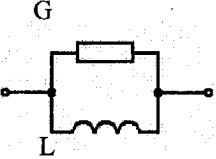
Уявна складова перетвореної провідності	$R_l \operatorname{Im} Y_{ВНХ}^B = \Omega_S \xi_3 [1 + S_0 R_l^2 (\operatorname{Re} Y - \Omega_S \operatorname{Im} Y_r)] + [(\Omega_S^2 + R_l \operatorname{Re} Y)^2 + (\Omega_S + R_l \operatorname{Im} Y_r)^2]$	(8.35)
Оптимальне значення перетворюваної реактивності	$L_{Г\text{opt}}^B = R_l / \Omega_S^2 \omega_S (\Omega_S + 1)$	(8.36)
Максимальнодосяжне значення негативної речовинної складової перетвореної провідності	$R_l \operatorname{Re} Y_{ВНХ\text{max}}^{B(-)} = GR_l - \frac{\xi_3 S_0 R_l (1 + \Omega_S)}{2 \Omega_S}$	(8.37)
Режим прямого і зворотного перетворення		
Інваріантний коефіцієнт стійкості	$K_y^B = \Omega_S (1 + 2G / \xi_3 S_0)$	(8.38)
Гранична частота	$f_z^B = 0,5 \omega_S S_0 \xi_3 / G$	(8.39)
Коефіцієнт невзаємності	$K_H^B = GR_l / \Omega_S^2$	(8.40)
Максимальнодосяжний коефіцієнт стійкої передачі по потужності	$K_{ms}^B = S_0 R_l / \Omega_S \xi_3$	(8.41)

Примітка: $\xi_3 = C_{C3} / C_{ПЗ}$, $P_H = P / \omega_S$.

Поділивши (8.24) на (8.41) знаходимо $K_{ms}^C / K_{ms}^B = \xi_3$. У результаті маємо $K_{ms}^C \ll K_{ms}^B$. Порівнюючи значення цих параметрів для реальних вітчизняних ПТШ (рис. 8.5) бачимо, що в діапазоні частот (1 – 10) ГГц K_{ms}^B перевищує K_{ms}^C на (6 – 10) дБ.

Аналіз імітансних кіл (рис. 8.8, 8.9), отриманих розрахунковим шляхом, з використанням повної фізичної еквівалентної схеми ПТШ (рис. 6.5), і експериментальним шляхом, за методикою, обґрунтованою в [8], підтверджує висновок про те, що польовий транзистор, включений за схемою із загальним витоком, у режимі реалізації ДНО можна розглядати як узагальнений інвертор імітансу.

Таблиця перетворень УП^В

Перетворюваний імітанс $W_H(W_T)$	Перетворений імітанс $W_{BX}^B(W_{ВНХ}^B)$
 $R = R_H(R_T)$	 $G = \operatorname{Re} Y_{BX}^B (\operatorname{Re} Y_{ВНХ}^B) = A \omega^2 R$ $C = C_{BX}^B (C_{ВНХ}^B) = A \omega_S R$
$L = L_H(L_T)$ 	 $G = \operatorname{Re} Y_{BX}^B (\operatorname{Re} Y_{ВНХ}^B) = -A \omega_S L$ $C = C_{BX}^B (C_{ВНХ}^B) = A \omega^2 L$
$C = C_H(C_T)$ 	 $G = \operatorname{Re} Y_{BX}^B (\operatorname{Re} Y_{ВНХ}^B) = A \omega_S C$ $L = L_{BX}^B (L_{ВНХ}^B) = C / A \omega^2$

8.3. Узагальнений перетворювач імітанса на основі польового транзистора зі спільним затвором

Високочастотна частина схеми УПІ³ зображена на рис. 6.4в.

У процесі експериментальних досліджень встановлено, що частотна область потенційної нестійкості УПІ³ значно ширша, ніж для УПІ^B (рис. 8.2в). Причому для реальних ПТШ $K_{y_{\text{вн}}}^3 < 1$ починаючи з частот (0,1 – 0,5) ГГц і зменшується з ростом частоти. Розрахунок цього коефіцієнта, шляхом підстановки елементів матриці (6.3) у формулу (6.14) показав, що в розглянутому діапазоні частот $K_y^3 < 1$. Цей результат не зійшовся з експериментальними результатами і є причиною дослідження впливу елементів R_3 , L_3 , та $C_{\text{вс}}$ фізичної еквівалентної схеми ПТШ (рис. 6.5) на величину $K_{y_{\text{вн}}}^3$.

Аналіз результатів цих досліджень (рис. 8.10 – 8.12) показав, що причиною зменшення $K_{y_{\text{вн}}}^3$ може бути вплив або індуктивності вивода затвора L_3 , або ємність каналу $C_{\text{вс}}=C_0$. Але вплив L_3 проявляється при значеннях більше 0,3 – 0,5 нГн і істотно на частотах вище 3 ГГц (рис.8.11б), що не узгоджується з результатами експериментальних досліджень. Найбільш ефективною дією на зниження робить ємність $C_{\text{вс}}$ (рис. 8.12).

Отримані результати вказують на необхідність врахування ємності $C_{\text{вс}}$ при розробці математичної моделі УПІ³. У результаті, матриця провідності УПІ³ має вигляд

$$\|Y^3\| = \left\| \begin{array}{c|c} S_0 + j \frac{\Omega_S}{R_I} (1 - S_0 R_I) & -C + j\Omega_S \xi_H / R_I \\ \hline -S_0 + j\Omega_S S_0 & G + j\Omega_S (\xi_H + \xi_3) / R_I \end{array} \right\| \quad (8.42)$$

На рис. 8.13 представлені розрахункові й експериментальні залежності перетвореної провідності УПІ³ від перетворюваної провідності. Із графіків видно, що в режимі прямого й зворотного перетворення провідності, обираємо з умови одержання максимально досяжного значення негативної речовинної перетвореної провідності для розглянутого транзистора типу ЗПЗ21, при прямому перетворенні: $\text{Re } \bar{Y}_H = 0$, $\text{Im } \bar{Y}_H = 0,4$; при зворотному перетворенні: $\text{Re } \bar{Y}_r = 0$, $\text{Im } \bar{Y}_r = 0,4$; польовий транзистор, включений за схемою із загальним затвором, можна розглядати як узагальнений конвертор імітансу [169].

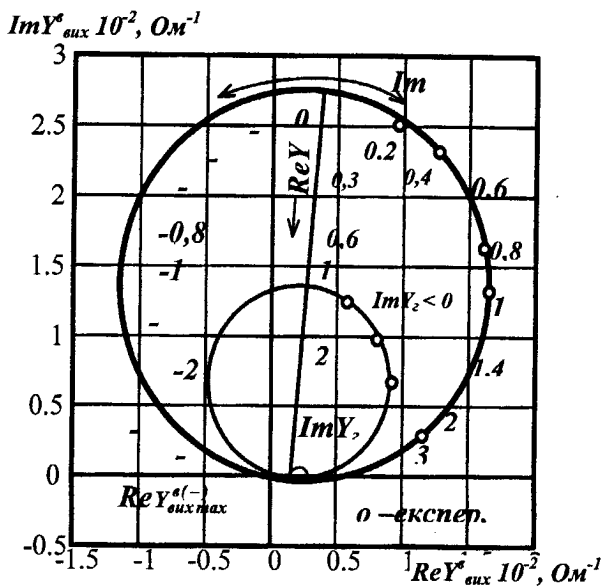
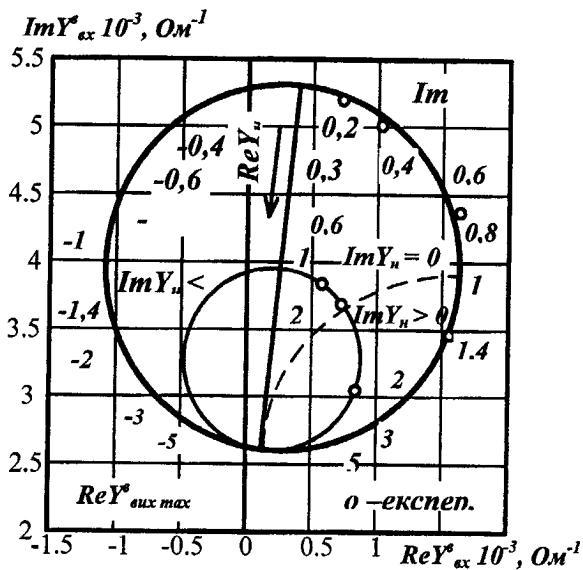


Рис. 8.8. Залежності перетвореної провідності УП^В на основі польового транзистора від перетворюваної провідності (3ПЗ21, I_с=5мА, U_з=-1.7В, f=1ГГц)

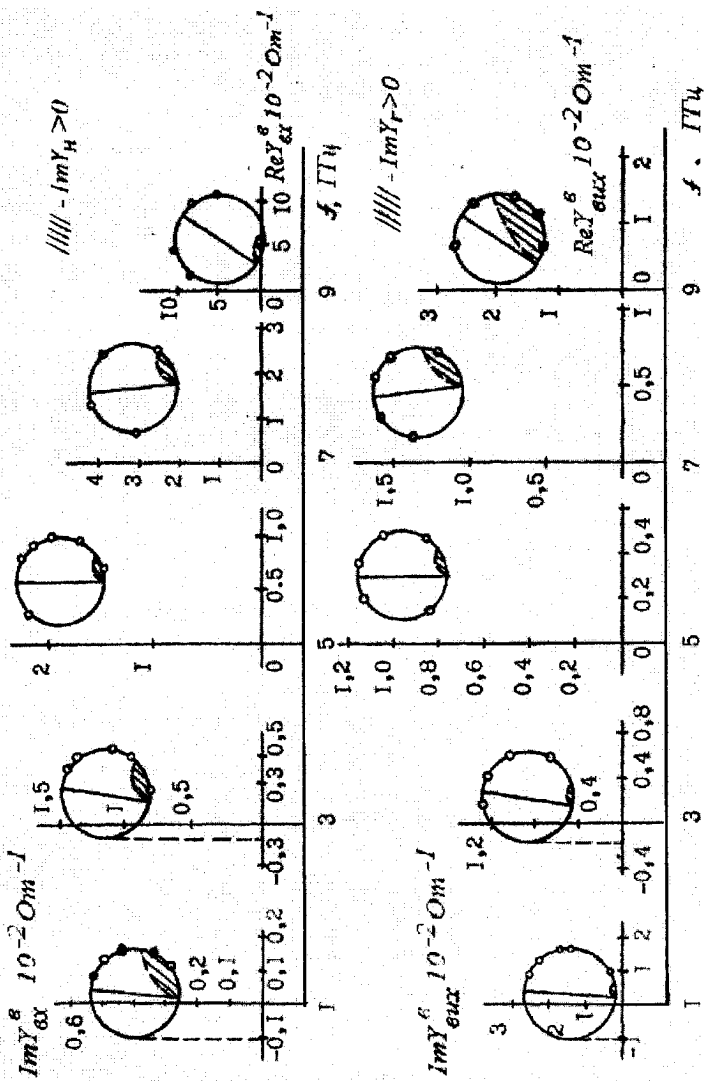


Рис.8.9. Частотні залежності імітансних кіл УПВ на основі транзистора типу 3П321
($I_c=5\text{mA}$, $U_3=-1,7\text{В}$)

Підставляючи елементи матриці (8.42) у систему рівнянь (6.9), (6.11), (6.14) – (6.22) таблиці 6.2, знаходимо систему рівнянь (8.43) – (8.58) табл. 8.7, що утворять математичну модель УПШ³.

Використовуючи (8.43) і (8.49), розроблені таблиці перетворення імітансів УПШ³ (табл. 8.8, 8.9) з яких видно, що по характері перетворення імітансу УПШ³ аналогічний УПШ⁶. Режим ДНО реалізується при прямому перетворенні смісного імітансу й при зворотному перетворенні індуктивного імітансу.

На відмінність від розглянутих видів УПШ, коефіцієнт невзаємності УПШ³ не залежить від частоти. Порівнюючи (8.23), (8.40) і (8.57) знаходимо аналітичну залежність $K_H^C K_H^3 / K_H^B = I$, відповідно до якої на частотах $\Omega_s < 0,1$, де справедливі нерівності $R_1 S_0 > \Omega_s^2$, $R_1 S_0 > \xi_H$ маємо $K_H^C > K_H^B > K_H^3$. Знайдену нерівність підтверджують результати експериментальних досліджень.

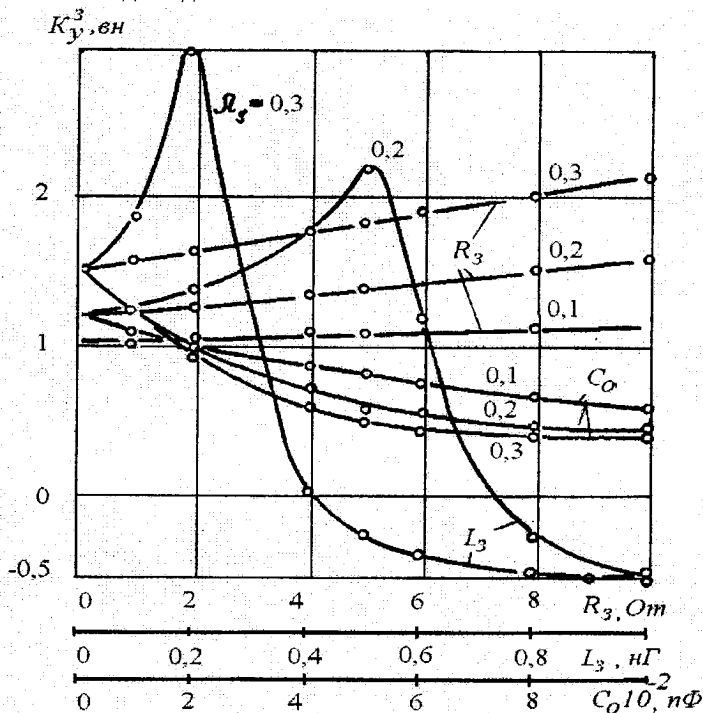


Рис. 8.10. Вплив елементів кристала та виводів ПТШ на запас стійкості УПШ³

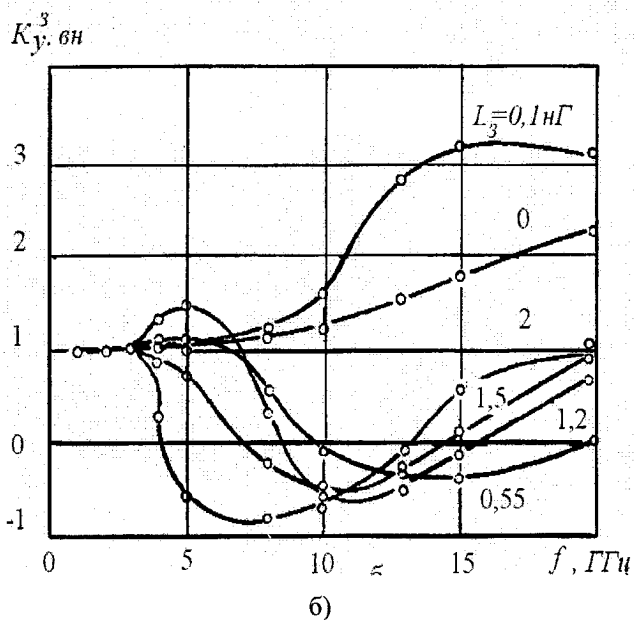
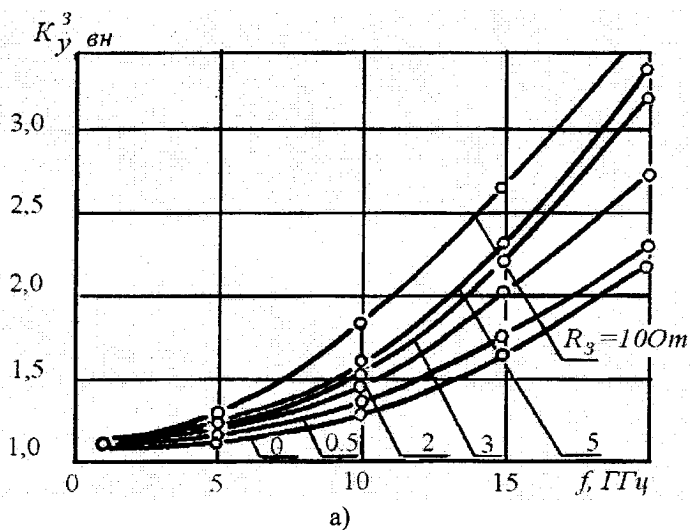


Рис. 8.11. Частотна залежність запасу стійкості УПІ³ залежно від індуктивності (б) та активного опору в загальному виводі ПТШ (а)

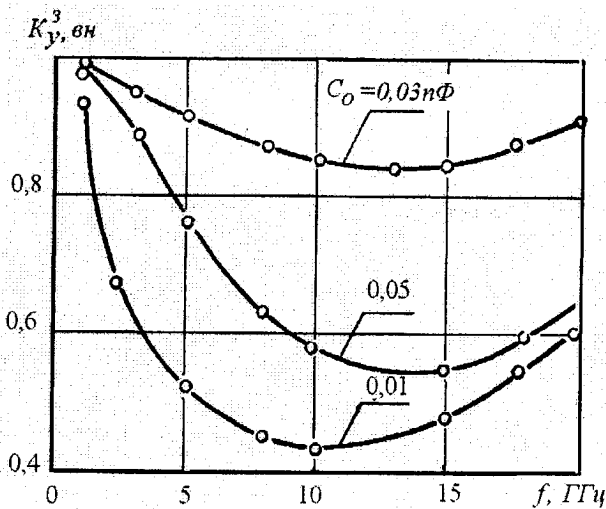


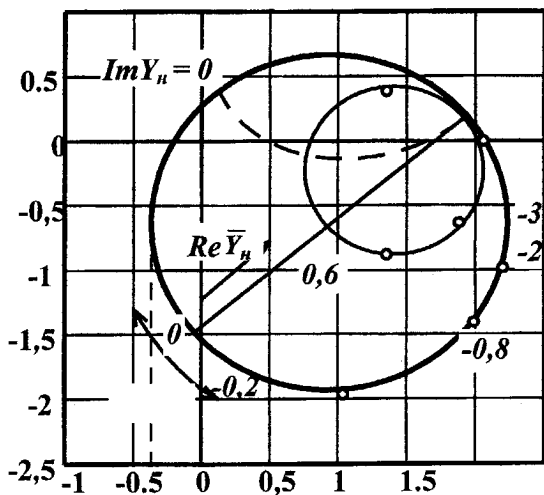
Рис. 8.12. Частотна залежність запасу стійкості УПШ³ при різних значеннях прохідної ємності C_0

Порівнюючи (8.39) з (8.56) (табл. 8.7), знаходимо залежність між граничними частотами УПШ^B й УПШ³ $f_r^B / f_r^3 = \xi_3 \sqrt{S_0 / R_i} / 2G$.

Звідки $f_e^B < f_e^3$. Наприклад, для ПТШ типу ЗПЗ21 знаходимо теоретичне значення $(f_e^B / f_e^3)_{роз} = 0,3$. Використовуючи експериментальні результати випробувань цього транзистора одержано $(f_e^B / f_e^3)_{експ} = 0,317$.

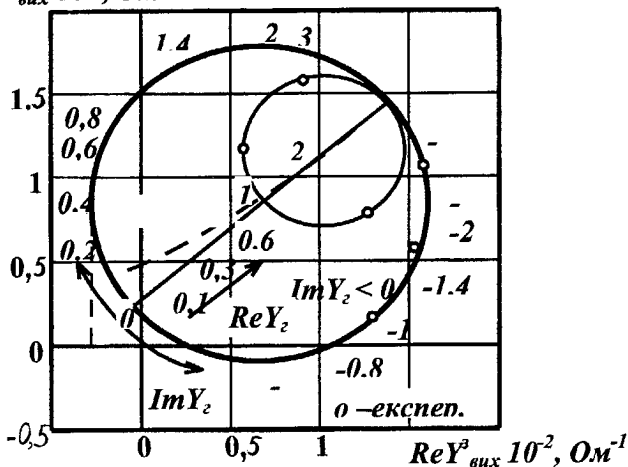
Використовуючи (8.24), (8.41) і (8.58) знаходимо $K_{ms}^B > K_{ms}^3 > K_{ms}^C$, що також підтверджується результатами експериментальних досліджень (див. рис. 8.5).

Представлені на рис. 8.14, частотні залежності імітансних кіл показують, що незважаючи на переміщення імітансних кіл і положення медіан, що розділяють перетворювані імітанси, в області реалізації максимальнодосяжних значень ДНО, польовий транзистор, включений за схемою із загальним затвором можна розглядати, як узагальнений конвектор імітансу.



a)

$Im Y_{вух}^3 10^{-2}, Ом^{-1}$



б)

Рис. 8.13. Залежності перетвореної провідності УПІ³ на основі польового транзистора від перетворюваної провідності (3ПЗ21, $I_c = 1\text{ мА}$, $U_3 = 1,7\text{ В}$, $f = 1\text{ ГГц}$)

Математична модель УПІ³

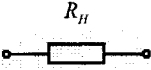
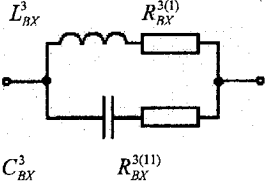
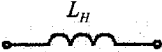
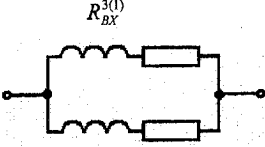
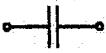
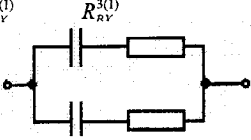
Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим прямого перетворення імітансу		
Коефіцієнт прямої конверсії провідності	$T_{KY}^3 = \frac{R_i S_0 + P_H (1 - S_0 R_i)}{R_i G + P_H (\xi_3 + \xi_H)}$	(8.43)
Чутливість коефіцієнта прямої конверсії провідності	$S_{R_i}^{T^3} = \frac{R_i P_H [S_0 (\xi_3 + \xi_H) (1 - P_H) - G]}{[R_i G + P_H (\xi_3 + \xi_H)] [P_H + R_i S_0 (1 - P_H)]}$	(8.44)
Дійсна складова перетвореної провідності	$\begin{aligned} \operatorname{Re} Y_{BX}^3 = & S_0 - \{R_i^2 S_0 G (G + \operatorname{Re} Y_H) - \Omega_s S_0 (GR_i + \xi_H) \times \\ & \times [\Omega_s (\xi_3 + \xi_H) + R_i \operatorname{Im} Y_H]\} / \{R_i^2 (G + \operatorname{Re} Y_H)^2 + \\ & + [\Omega_s (\xi_3 + \xi_H) + R_i \operatorname{Im} Y_H]^2\} \end{aligned}$	(8.45)
Уявна складова перетвореної провідності	$\begin{aligned} \operatorname{Im} Y_{BX}^3 = & \Omega_s (1 - R_i S_0) / R_i + R_i S_0 \{ \Omega_s (GR_i + \xi_H) \times \\ & (G + \operatorname{Re} Y_H) + G [\Omega_s (\xi_3 + \xi_H) + R_i \operatorname{Im} Y_H] \} / \\ & / \{ R_i^2 (G + \operatorname{Re} Y_H)^2 + [\Omega_s (\xi_3 + \xi_H) + R_i \operatorname{Im} Y_H]^2 \} \end{aligned}$	(8.46)
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$\begin{aligned} L_{Hopt}^3 = & R_i (GR_i + \xi_H) / [S_0 \xi_H R_i + \\ & + \Omega_T (GR_i + \xi_H) (\xi_3 + \xi_H)] \omega_T \Omega_T \end{aligned}$	(8.47)
Максимально-досяжне значення негативної речовинної складової перетвореної провідності	$\operatorname{Re} Y_{BXmax}^{3(-)} = \frac{S_0 \Omega_s \xi_H}{2GR_i}$	(8.48)

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Режим зворотного перетворення імітансу		
Чутливість коефіцієнта зворотної конверсії провідності	$S_{R_i}^{T^{3(1)}} = \frac{R_i P_H [S_0 (\xi_3 + \xi_H) (1 - P_H) - G]}{[R_i G + P_H (\xi_3 + \xi_H)] [P_H + R_i S_0 (1 - P_H)]}$	(8.50)
Речовинна складова перетвореної провідності	$R_i \operatorname{Re} Y_{ВНХ}^3 = GR_i - \{R_i^2 S_0 G (S_0 + \operatorname{Re} Y_r) - \Omega_S S_0 (GR_i + \xi_H)\} \times \\ \times [\Omega_S (1 - S_0 R_i) + R_i \operatorname{Im} Y_r] / \{R_i^2 (S_0 + \operatorname{Re} Y_r)^2 + \\ + [\Omega_S (1 - S_0 R_i) + R_i \operatorname{Im} Y_r]\}$	(8.51)
Уявна складова перетвореної провідності	$R_i \operatorname{Re} Y_{ВНХ}^3 = \Omega (\xi_3 + \xi_H) - R_i^2 S_0 \\ \{ \Omega_S (GR_i + \xi_H) (S_0 + \operatorname{Re} Y_r) - G [\Omega_S (1 - S_0 R_i) + R_i \operatorname{Im} Y_r] \} + \\ + \{ R_i^2 (S_0 + \operatorname{Re} Y_r)^2 + [\Omega_S (1 - S_0 R_i) + R_i \operatorname{Im} Y_r]^2 \}$	(8.52)
Оптимальне значення перетвореної реактивності	$C_{r\text{opt}}^3 = \frac{SR_i - 1}{\omega_S R_i} - \frac{G \xi_H}{\omega_T \Omega_S (GR_i + \xi_H)}$	(8.53)
Максимально-досяжне значення негативної речової складової провідності	$\operatorname{Re} Y_{ВНХ\text{max}}^{3(-)} = \frac{\Omega_S \xi_H}{2R_i}$	(8.54)
Режим прямого і зворотного перетворення		
Інваріантний коефіцієнт стійкості	$K_{увн}^B = GR_i / (GR_i + \xi_H \Omega_S)$	(8.55)


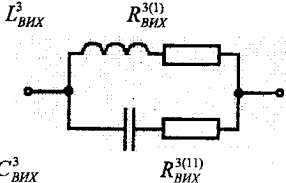
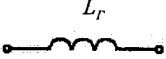
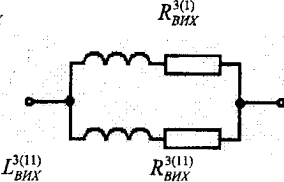

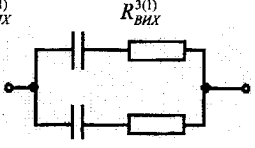
Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Гранична частота	$f_2^3 = f_S \sqrt{S_0 R_i}$	(8.56)
Коефіцієнт невзаємності	$K_H^3 = G / S_0$	(8.57)
Максимально-досяжний коефіцієнт стійкої передачі по потужності	$K_{ms}^3 = S_0 / G$	(8.58)

У процесі аналізу різних видів УПІ на основі реальних багатоелектродних напівпровідникових структур не розглядалися їх шумові властивості. Дослідження шумових властивостей біполярних напівпровідникових структур, проведені в [7] показали, що $F_{Ш_{\min}}^K < F_{Ш_{\min}}^E < F_{Ш_{\min}}^B$.

Таблиця прямого перетворення УПІ³

Перетворюваний імітанс	Перетворений імітанс
 <p style="text-align: center;">R_H</p>	 <p style="text-align: center;">$R_BX^{3(1)}$ C_BX^3 $R_BX^{3(11)}$</p> $R_{BX}^{3(1)} = GSR_H$ $R_{BX}^{3(11)} = \frac{R_H(\xi_H + \xi_3)}{1 - S_0 R_i}$ $L_{BX}^3 = \frac{\xi_3 + \xi_H}{\omega_s R_i S_0}$ $C_{BX}^3 = \frac{1 - S_0 R_i}{R_H R_i G \omega_s}$
 <p style="text-align: center;">L_H</p>	 <p style="text-align: center;">$L_{BX}^{3(1)}$ $R_{BX}^{3(1)}$ $L_{BX}^{3(11)}$ $R_{BX}^{3(11)}$</p> $L_{BX}^{3(1)} = GL_H / S_0,$ $L_{BX}^{3(11)} = L_H(\xi_3 + \xi_H) / (1 - S_0 R_i),$ $R_{BX}^{3(1)} = -\omega^2(\xi_3 + \xi_H)L_H / S_0 R_i \omega_s,$ $R_{BX}^{3(11)} = R_i GL_H \omega_s / (1 - S_0 R_i).$
 <p style="text-align: center;">C_H</p>	 <p style="text-align: center;">$C_{BV}^{3(1)}$ $R_{BV}^{3(1)}$ $C_{BX}^{3(11)}$ $R_{BX}^{3(11)}$</p> $C_{BX}^{3(1)} = S_0 C_H / G, \quad R_{BX}^{3(1)} = \frac{\xi_3 + \xi_H}{R_i S_0 C_H \omega_s},$ $C_{BX}^{3(11)} = \frac{C_H(1 - S_0 R_i)}{\xi_3 + \xi_H},$ $R_{BX}^{3(11)} = \frac{R_i G \omega_s}{\omega^2 C_H (1 - S_0 R_i)}.$

Таблиця зворотного перетворення УПІ³

Перетворюваний імітанс	Перетворений імітанс
	 $L^3_{вих} = R_r / (1 - S_0 R_i) / R_i G \omega_s,$ $C^3_{вих} = (\xi_3 + \xi_H) / \omega_s R_r R_i S_0,$ $R^{3(1)}_{вих} = R_r S_0 / G,$ $R^{3(11)}_{вих} = R_r (1 - S_0 R_i) / (\xi_H + \xi_3).$
	 $L^{3(1)}_{вих} = L_H S_0 / G,$ $R^{3(1)}_{вих} = -\omega^2 L_H (1 - S_0 R_i) / R_i G,$ $R^{3(11)}_{вих} = R_i S_0 \omega_s L_H / (\xi_3 + \xi_H),$ $L^{3(11)}_{вих} = L_H (1 - S_0 R_i) / (\xi_3 + \xi_H).$
	 $C^{3(1)}_{вих} = (1 - S_0 R_i) / R_i G \omega_s C_H,$ $R^{3(11)}_{вих} = -R_i S_0 \omega_s / \omega^2 (\xi_3 + \xi_H) C_H,$ $C^{3(1)}_{вих} = C_H G / S_0,$ $C^{3(11)}_{вих} = C_H (\xi_3 + \xi_H) / (1 - S_0 R_i).$

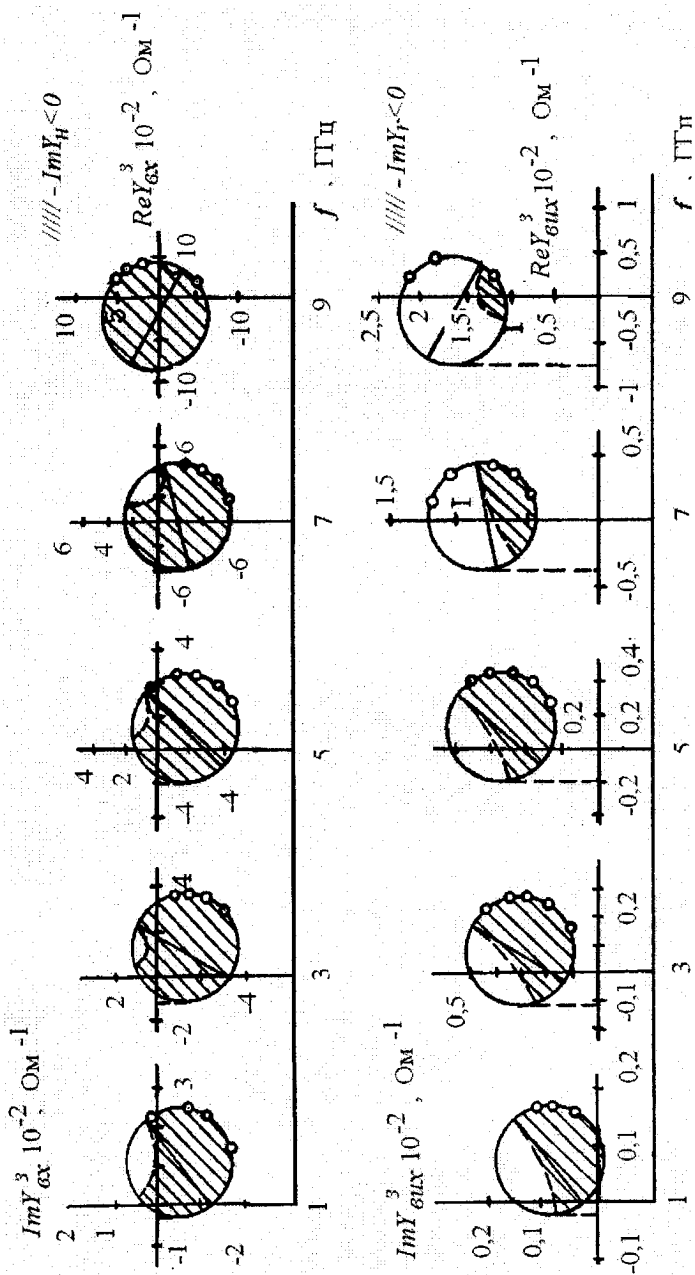


Рис.8.14. Частотні залежності імітансних кіл УПЗ на основі транзистора типу 3П32Т ($I_c=5\text{mA}$, $U_3=1,7\text{B}$), о – експериментальні точки

Перелік літератури до розділу 8

1. Гусева Л. Монолитные арсенидгалиевые ИС. // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 2002. – №5. – С. 30-36.
2. Филинюк Н.А., Семеренко М.М. Иммитационная модель обобщенных преобразователей иммитанса на основе многоэлектродных полупроводниковых структур / Программное средство (с реализованным алгоритмом). Инв. №П6260 №ГР П 00 7988 от 15.10.84 ГФАП. – С. 144.
3. Філінюк М.А., Лазарев О.О. Аналіз впливу зворотнього зв'язку на параметри динамічного негатрона на польовому транзисторі // Вісник ВПШ, 2000. – №6. – С. 94-97.
4. Филинюк Н.А. Активные СВЧ фильтры на транзисторах. – М.: Радио и связь, 1984. – 112 с.
5. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / Под ред. В.С. Эткина. – М.: Сов. радио, 1975. – 344 с.
6. Филинюк Н.А., Семеренко М.М. Анализ ОПИ на основе полевых транзисторов // Полупроводниковая электроника в технике электросвязи. / Под ред. И.Ф. Николаевского. М.: Радио и связь, 1984. – Вып. 24. – с. 51–57.
7. Анализ и расчет интегральных схем. / Под ред. Д. Лина. Пер. с англ. – М.: Мир, 1969. – 370 с.
8. Філінюк М.А., Гаврілов Д.В. Метрологічні основи негатроніки. УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2006. – 188 с.

РОЗДІЛ 9 БАГАТОКАСКАДНІ УЗАГАЛЬНЕНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ІМІТАНСУ

9.1. Коефіцієнт перетворення імітансу

При побудові ІП знаходить застосування каскадне з'єднання УІП (рис. 9.1а), який утворюється або самою багатоелектродною напівпровідниковою структурою (рис. 9.1б–ж) або каскадним включенням ряду триелектродних напівпровідникових структур (рис. 9.2а) [1].

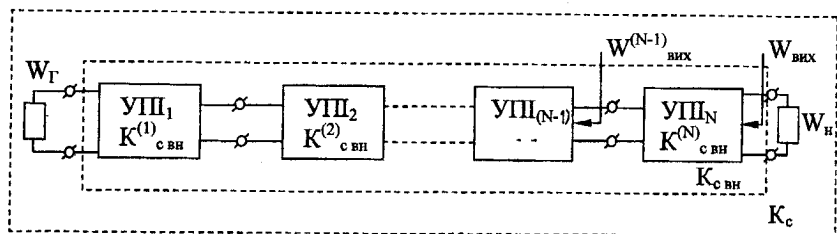
Для знаходження коефіцієнта перетворення імітансу багатокаскадним УІП, скористаємося результуючою ланцюговою $\|ABCD\|$ матрицею, рівною при каскадному з'єднанні N чотириполосників $\|ABCD\|_i$ матриць, складових чотириполосників [2]

$$\|ABCD\|_N = \prod_{i=1}^N \|ABCD\|_i, \quad i = 1, 2, 3 \dots N. \quad (9.1)$$

Підставляючи в (9.1) $\|ABCD\|$ матрицю узагальненого конвертора імітансу (6.2), знаходимо результуючу матрицю (9.2) в таблиці 9.1, з якої випливає, що знову утворений чотириполосник має властивості узагальненого конвертора імітансу з коефіцієнтом конверсії, рівним утворенню коефіцієнтів конверсії (9.3), утворюючих його узагальнених конверторів імітансу.

При каскадному включенні узагальнених інверторів імітансу, результуюча $\|ABCD\|$ матриця знову утвореного чотириполосника залежить від парності числа УІП. У випадку парного числа N_e утворюючих узагальнених інверторів імітанса, вона рівна (9.4) і відповідає узагальненому конвертору імітанса з коефіцієнтом конверсії (9.5).

У разі непарного числа N_x узагальнених інверторів імітансу, матриця (9.1) приймає вигляд (9.6) і відповідає узагальненому інвертору імітансу з коефіцієнтом інверсії рівним (9.7).



а)

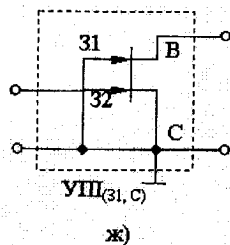
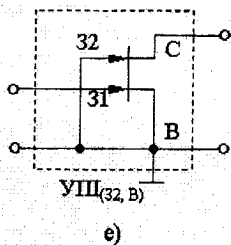
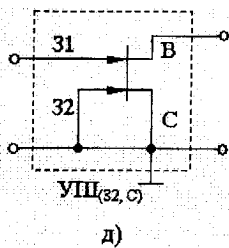
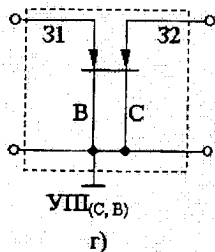
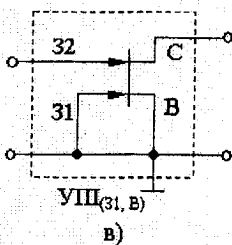
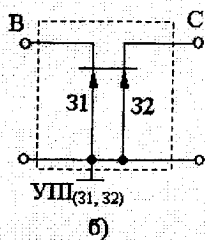


Рис. 9.1. Структурна схема багатокаскадного УП (а) та високочастотні схеми двокаскадних УП, на базі двохзатворного транзистора Шоттки (б – ж).

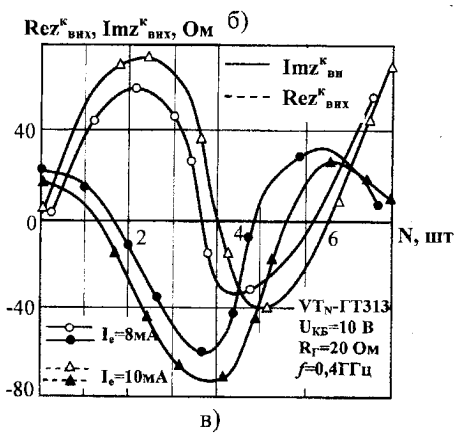
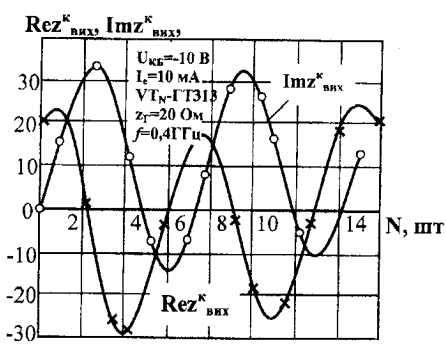
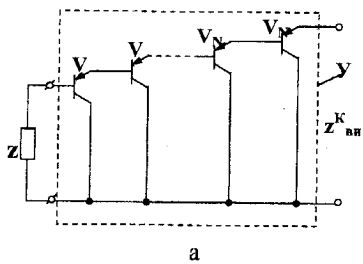


Рис. 9.2. Приклад багатокаскадного УПІ на основі УПІ^К (а), розрахункові (б) та експериментальні (в) залежності його вихідного опору від числа каскадів

Співвідношення між параметрами багатокаскадних УПІ та утворюючих однокаскадних УПІ

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Ланцюгова $\ ABCD\ $ – матриця N- каскадного УПІ, утвореного узагальненими конверторами імітансу	$\ ABCD\ _N = \left\ \begin{array}{cc} \prod_{i=1}^N A_i; & 0; \\ 0; & \prod_{i=1}^N D_i. \end{array} \right\ $	9.2
Коефіцієнт конверсії N- каскадного УПІ, утвореного узагальненими конверторами імітансу	$T_{KN} = \prod_{i=1}^N A_i / \prod_{i=1}^N D_i = \prod_{i=1}^N K_{di}$	9.3
Ланцюгова $\ ABCD\ $ – матриця N- каскадного УПІ, утвореного парним числом узагальнених інверторів імітансу	$\ ABCD\ = \left\ \begin{array}{cc} \prod_{\epsilon=1}^{N_\epsilon-1} B_\chi \prod_{\epsilon=2}^{N_\epsilon} C_\epsilon; & 0; \\ 0; & \prod_{\epsilon=2}^{N_\epsilon} B_\epsilon \prod_{\epsilon=1}^{N_\epsilon-1} C_\chi. \end{array} \right\ ,$ <p>де $\chi = 1, 3, 5$. $(N_\epsilon - 1), \epsilon = 2, 4, 6 \dots N_\epsilon$.</p>	9.4
Коефіцієнт конверсії N- каскадного УПІ, утвореного парним числом узагальнених інверторів імітансу	$T_{K\epsilon} = \prod_{\epsilon=1}^{N_\epsilon-1} T_{n\chi} / \prod_{\epsilon=2}^{N_\epsilon} T_{n\epsilon}$	9.5

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Ланцюгова $\ ABCD\ $ – матриця N - каскадного УПІ, утвореного непарним числом узагальнених ін- верторів імітансу	$\ ABCD\ = \begin{vmatrix} 0; & \prod_{\chi=1}^{N_{\chi}} B_{\chi} \prod_{\epsilon=2}^{N_{\chi}-1} C_{\epsilon}; \\ \prod_{\epsilon=2}^{N_{\chi}-1} B_{\epsilon} \prod_{\chi=1}^{N_{\chi}} C_{\chi}; & 0. \end{vmatrix}$	9.6
Коефіцієнт інвер- сій N - каскадного УПІ, утвореного непарним числом узагальнених ін- верторів імітансу	$T_{n\chi} = \prod_{\chi=1}^{N_{\chi}} T_{n\chi} / \prod_{\epsilon=2}^{N_{\chi}-1} T_{n\chi}$	9.7
"Якість" N - кас- кадного УПІ	$S_{\alpha_i}^{T_{k\epsilon}} = \sum_{\chi=1}^{N_{\epsilon}-1} S_{\alpha_i}^{T_{n\chi}} - \sum_{\epsilon=2}^{N_{\epsilon}} S_{\alpha_i}^{T_{n\epsilon}}$	9.8
"Якість" N_{ϵ} - кас- кадного УПІ	$S_{\alpha_i}^{T_{n\chi}} = \sum_{\chi=1}^{N_{\chi}} S_{\alpha_i}^{T_{n\chi}} - \sum_{\epsilon=2}^{N_{\chi}-1} S_{\alpha_i}^{T_{n\epsilon}}$	9.9
"Якість" N_{χ} -каскадного УПІ	$S_{\alpha_i}^{T_{KN}} = \sum_{i=1}^N S_{\alpha_i}^{T_{K_i}}$	9.10

Найменування параметра	Розрахункова формула	Номер формули
Внутрішній інваріантний коефіцієнт стійкості N-каскадного УПІ	$K_{c.вн.N} = K_{c.вн}^{(N)} + \frac{2\operatorname{Re}W_{\text{вих}}^{(N-1)} \operatorname{Re}W_{22}^{(N)}}{ W_{12}^{(N)}W_{21}^{(N)} }$	9.11
Інваріантний коефіцієнт стійкості навантаженого N-каскадного УПІ	$K_{c.N} = K_{c.вн.N} + \frac{2\operatorname{Re}(W_{\text{вих}}^{(N-1)} + W_{11}^{(N)})\operatorname{Re}W_n}{ W_{12}^{(N)}W_{21}^{(N)} }$	9.12
Максимально-допустимий коефіцієнт передачі потужності N-каскадного УПІ	$K_{mS.N} = \prod_{i=1}^N K_{mSi}$	9.13

Таким чином, каскадне з'єднання УПІ дозволяє здійснювати операції множення (9.3) і ділення (9.7) узагальнених коефіцієнтів перетворення, а також синтезувати з допомогою узагальнених інверторів імітансу нові узагальнені конвертори імітансу (9.5).

9.2. Якість

У разі каскадного з'єднання N узагальнених конверторів імітансу, чутливість коефіцієнта конверсії T_{KN} знову утвореного чотириполосника, характеризується його якість, до зміни параметру α_i , визначається за формулою (9.16). Підставляючи в неї (9.2), після перетворення

отримуємо (9.8). При використанні ідентичних узагальнених конверторів імітансу знаходимо вираз $S_{\alpha_i}^{T_{KN}} = NS_{\alpha_i}^{T_{Kj}}$, з якого виходить, що при каскадному з'єднанні узагальнених конверторів імітансу, чутливість результуючого коефіцієнта конверсії T_{KN} рівна сумарній чутливості коефіцієнтів конверсії узагальнених конверторів імітансу $S_{\alpha_i}^{T_{Kj}}$ до зміни параметра α_i . Тому при створенні ПП слід віддавати перевагу однокаскадним узагальненим конверторам імітансу. Зроблений висновок підтверджують і експериментальні дослідження залежності перетвореного імітансу однокаскадного і двокаскадного УПП^К від температури [3, 4]. Це основна причина обмеженого застосування складених транзисторів при реалізації напівпровідникових індуктивностей [5].

У випадку каскадного з'єднання парного числа N_e узагальнених інверторів імітансу, чутливість коефіцієнта конверсії $T_{K\epsilon}$ результуючого чотириполосника після підстановки (9.5) в (6.16) і перетворення, визначатиметься виразом (9.9), з якого виходить, що при використанні ідентичних узагальнених інверторів імітансу ($S_{\alpha_i}^{T_{Nz}} = S_{\alpha_i}^{T_{N\epsilon}}$) можлива реалізація узагальненого конвертора імітансу з нульовою чутливістю $S_{\alpha_i}^{T_{K\epsilon}} = 0$ коефіцієнта конверсії $T_{K\epsilon}$ до зміни параметра α_i , але $T_{K\epsilon}$ – коефіцієнт конверсії в цьому випадку рівний одиниці, що обмежує можливості застосування такого каскаду в ПП.

При каскадному з'єднанні непарного числа N_x узагальнених інверторів імітансу чутливість коефіцієнта інверсії $T_{K\epsilon}$ результуючого узагальненого інвертора імітансу після підстановки (9.7) в (6.16) і перетворення, визначається виразом (9.10), з якого видно, що у разі використання ідентичних узагальнених інверторів імітансу, чутливість коефіцієнта інверсії результуючого інвертора рівна чутливості одиночного узагальненого інвертора імітансу, тобто $S_{\alpha_i}^{T_{Kx}} = T_{\alpha_i}^{T_m}$.

9.3. Стійкість

Для оцінки стійкості каскадного з'єднання декількох УПП скористаємось інваріантним коефіцієнтом стійкості навантаженого чотириполос-

ника у вигляді $K_c = \frac{\operatorname{Re}(W_{11} + W_A) \operatorname{Re}(W_{22} + W_I) - \operatorname{Re}(W_{12} + W_{21})}{|W_{12} W_{21}|}$, який засто-

совний у разі виконання обмежень, розглянутих при введенні $K_{c, \text{вн}}$ [6], а також при виконанні умови, що дійсна складова сумарного імітансу двох сусідніх УПІ, є позитивною $\operatorname{Re}[W_{11}^{(i)} + W_{22}^{(i+1)}] > 0$ [101]. В цьому випадку достатню умову стійкості утвореного чотириполосника можна записати у вигляді $\operatorname{Re}(W_{\text{вих}} + W_n) > 0$.

Вихідний імітанс цього чотириполосника рівний вихідному імітансу N -го УПІ, вхід якого навантажений вихідним імітансом $W_{\text{вих}}^{(N-1)}$ попереднього $(N - 1)$ -го УПІ. Мінімальнодопустиме значення речовинної складової цього імітансу, у відповідності з (6.21) рівне

$$\operatorname{Re} W_{\text{вих}, \min} = \operatorname{Re} W_{22} - [|W_{12} W_{21}| - \operatorname{Re}(W_{12} W_{21})] / 2 \operatorname{Re}(W_{11} + W_{\text{вих}}^{(N-1)}). \quad (9.14)$$

У відповідності з імітансним критерієм стійкості [101] на межі стійкості виконується умова $\operatorname{Re}(W_{\text{вих}} + W_n) = 0$, з якої, з урахуванням (9.14) після перетворення знаходимо інваріантний коефіцієнт утвореного багатокаскадного УПІ у вигляді

$$K_{c, N} = [2 \operatorname{Re}(W^{(N)} + W_{\text{вих}}^{(N-1)}) \operatorname{Re}(W_{22}^{(N)} + W_n) - \operatorname{Re}(W_{12}^{(N)} W_{21}^{(N)})] / |W_{12}^{(N)} W_{21}^{(N)}|. \quad (9.15)$$

Враховуючи, що $K_{c, \text{вн}} i$ -го УПІ визначається виразом (6.14), запишемо (9.15) у вигляді

$$K_{c, N} = K_{c, \text{вн}, N} + 2[\operatorname{Re} W_{\text{вих}}^{(N-1)} \operatorname{Re}(W_{22}^{(N)} + W_n) + \operatorname{Re} W_{11}^{(N)} \operatorname{Re} W_n] / |W_{12}^{(N)} W_{21}^{(N)}|. \quad (9.16)$$

У отриманій формулі $\operatorname{Re} W_{\text{вих}}^{(N-1)}$ є дійсною складовою вихідного імітансу $(N-1)$ -го УПІ і може бути представлена у вигляді

$$\operatorname{Re} W_{\text{вих}}^{(N-1)} = \frac{(K_{c, \text{вн}}^{(N-1)} - 1) |W_{12}^{(N-1)} W_{21}^{(N-1)}| + 2 \operatorname{Re} W_{22}^{(N-1)} \operatorname{Re} W_{\text{вих}}^{(N-2)}}{2 \operatorname{Re}(W_{11}^{(N-1)} + W_{\text{вих}}^{(N-2)})}. \quad (9.17)$$

Відзначимо, що вхідна в (9.17) величина $\operatorname{Re}W_{\text{вих}}^{(N-1)}$, також залежить від внутрішнього інваріантного коефіцієнта стійкості ($N-2$)-го УПІ і визначається виразом, аналогічним (9.17). Розкриваючи його, з урахуванням $\operatorname{Re}W_{\text{вих}}^{(0)} = W_{\Gamma}$, можна отримати формулу для $K_{c,N}$ навантаженого N каскадного УПІ в залежності від внутрішніх інваріантних коефіцієнтів стійкості, які утворюють УПІ.

При $\operatorname{Re}W_i = 0$ і $\operatorname{Re}W_{i+1} = 0$ формула (9.16) отримує вигляд (9.11), і визначає внутрішній інваріантний коефіцієнт стійкості N -каскадного УПІ. Використовуючи (5.16) і (9.11) встановлюємо зв'язок (5.12) між коефіцієнтом стійкості $K_{c,N}$ N -каскадного УПІ і його внутрішнім інваріантним коефіцієнтом стійкості.

З отриманого виразу випливає, що інваріантний коефіцієнт стійкості $K_{c,N}$ N -каскадного УПІ, при $\operatorname{Re}(W_{11}^i + W_{22}^{(i+1)}) > 0$ не може бути менше його внутрішнього інваріантного коефіцієнта стійкості ($K_{c,N} \geq K_{c,\text{вн},N}$).

Становить інтерес вплив внутрішніх інваріантних коефіцієнтів стійкості, які складають УПІ на $K_{c,\text{д},N}$ результуючого УПІ.

З метою більшої наочності, аналіз проведемо для двох каскадно-з'єднаних УПІ ($N=2$). З (9.12) з урахуванням (9.17) отримаємо

$$K_{c,\text{вн}}^{N=2} = K_{c,\text{вн}}^{(2)} + (K_{c,\text{вн}}^{(1)} - 1) \frac{|W_{12}^{(1)}W_{21}^{(1)}|}{|W_{12}^{(2)}W_{21}^{(2)}|} \frac{\operatorname{Re}W_{22}^{(2)}}{\operatorname{Re}W_{11}^{(1)}}. \quad (9.18)$$

У випадку використання двох однакових УПІ, (9.18) приймає вигляд

$$K_{c,\text{вн}}^{N=2} = K_{c,\text{вн}}^{(2)} + (K_{c,\text{вн}}^{(1)} - 1)K_{\text{н}}, \quad (9.19)$$

а якщо використовуються взаємні УПІ ($K_i = 1$), наприклад УПІ^К, отримуємо

$$K_{c,\text{вн}}^{N=2} = 2K_{c,\text{вн}}^{(1)} - 1. \quad (9.20)$$

З аналізу (9.18) – (9.20) формулюємо: якщо обидва УПІ знаходяться на межі стійкості ($K_{c.вн}^i = 1$), внутрішній інваріантний коефіцієнт стійкості двокаскадного УПІ також відповідає межі стійкості ($K_{c.вн}^{N-2} = 1$); якщо складові УПІ потенційно стійкі ($K_{c.вн}^i > 1$), утворений багатокаскадний УПІ також потенційно стійкий.

При потенційній нестійкості одного УПІ (наприклад $K_{c.вн}^{(2)} < 1$), для забезпечення ($K_{c.вн}^{N-2} > 1$), необхідний внутрішній інваріантний коефіцієнт стійкості першого УПІ визначається виразом

$$K_{c.вн}^{(1)} > 1 + (1 - K_{c.вн}^{(2)}) \left| \frac{W_{12}^{(2)} W_{21}^{(2)}}{W_{12}^{(1)} W_{21}^{(1)}} \right| \frac{\operatorname{Re} W_{11}^{(1)}}{\operatorname{Re} W_{22}^{(2)}}.$$

Визначимо максимальнодосяжний коефіцієнт $K_{mS.N}$ стійкої передачі потужності N - каскадного УПІ. Перетворивши матрицю (6.1) у матрицю передачі, знаходимо $\|T\|_N = \prod_{i=1}^N \|T\|_i$, де $\|T\|_i$ – матриця передачі i -го однокаскадного УПІ. Враховуючи, що $K_{mS,i} = 1/\Delta T_i$, де ΔT_i – визначник матриці $\|T\|_i$ отримуємо шуканий вираз [9,13].

Отримані в цьому параграфі результати застосовані також для випадку каскадного включення УПІ з пасивними чотириполюсниками, що дозволяє використовувати їх при аналізі ПІ, утворених каскадним з'єднанням УПІ і пасивними RLC ланцюгами.

Приведений аналіз узагальненого коефіцієнта перетворення багатокаскадного УПІ отриманий для випадку реалізації ідеальних УПІ, тобто таких, УПІ, коефіцієнт перетворення яких не залежить від перетворюваного імітансу. При реалізації одиночних УПІ це досягається відповідним вибором перетворюваного імітансу. При реалізації багатокаскадних УПІ, перетворюваний імітанс N -го каскаду відповідає перетворюваному імітансу $(N - i - 1)$ -го каскаду і може мати величину, яка не забезпечує ідеальне перетворення імітансу наступним каскадом. Покажемо це на прикладі багатокаскадного УПІ, реалізованого на основі УПІ^K при зворотному перетворенні дійсного імітансу $W_r = \operatorname{Re} W_r$ (рис. 9.2а).

На рис. 9.2б подані розрахункові залежності $\operatorname{Re} z_{вих}^x$ і $\operatorname{Im} z_{вих}^x$ від числа транзисторів на частотах, де α є комплексною величиною. З

графіків видно, що до $N=4$ коло, яке ми розглядаємо має властивості конвертора імпедансу. При числі транзисторів = 5, 6, 12, 13, вона втрачає властивості конвертора і здійснює інверсію імпедансу. Отримані результати підтверджуються і експериментальними дослідженнями, проведеними на УП^к, що використовує біполярні транзистори типа ГТ313 (рис. 9.2в). У експерименті вказане коло втрачає властивості конвертора при $N=3$, що пояснюється впливом паразитних реактивностей корпусу і виводів.

9.4. Узагальнені перетворювачі імпедансу на основі двоштовтного транзистора Шоттки

Двоштовтна польова структура Шоттки є чотириелектродною однокристальною структурою, на основі якої, в залежності від комбінації електродів можуть бути реалізовані шість видів двокаскадних УПІ (рис. 9.1б–ж). Для аналізу їх робочих параметрів необхідно визначити імпедансні параметри таких чотириполосників, підстановка яких в рівняння (6.9 – 6.22) дозволяє проводити частотні і параметричні дослідження таких УПІ.

9.4.1. Узагальнена математична модель двоштовтного польового транзистора Шоттки

Двоштовтний польовий транзистор Шоттки ПТШ2 є чотириелектродним пристроєм (рис. 9.3а) узагальнену схему, якого можна представити у вигляді рис. 9.3б.

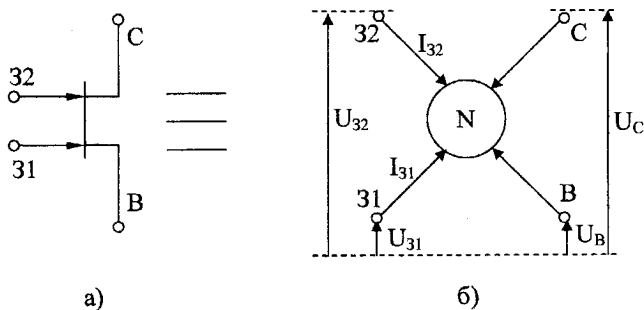


Рис. 9.3. Позначення (а) і узагальнена схема ПТШ2. На схемі: I_{31} , I_{32} , I_C , I_B , – струми затворів, стоку і витоку; U_{31} , U_{32} , U_C , U_B – вузлова напруга затворів, стоку і витоку

При включенні ПТШ2, як чотириполосника здійснюється об'єднання його двох (m) електродів. При цьому число можливих поєднань при $n=4$ і $m=2$, рівно [9]:

$$C_n^m = \frac{n!}{m!(n-m)!} = \frac{4!}{2!(4-2)!} = 6.$$

Враховуючи, що кожний з утворених трьохполосників може мати три різних підключення у вигляді чотириполосника, отримуємо 18 видів чотириполосників на базі ПТШ2, з яких шість видів (рис.9.1б-ж) можна розглядати як двокаскадні УП.

Для розрахунку потрібно визначити параметри імітансних W - матриць таких чотириполосників, що можливо зробити, використовуючи фізичну еквівалентну схему ПТШ2 і закони Кірхгофа [10].

Використовуючи узагальнений метод вузлової напруги і контурних струмів щодо загальної шини (рис. 9.3б) можна записати систему рівнянь, що зв'язує струми і напругу у вигляді

$$\begin{cases} I_{C1} = Y_{11}U_{31} + Y_{12}U_{32} + Y_{13}U_C + Y_{14}U_B \\ I_{C2} = Y_{21}U_{31} + Y_{22}U_{32} + Y_{23}U_C + Y_{24}U_B \\ I_B = Y_{31}U_{31} + Y_{32}U_{32} + Y_{33}U_C + Y_{34}U_B \\ I_n = Y_{41}U_{31} + Y_{42}U_{32} + Y_{43}U_C + Y_{44}U_B \end{cases} \quad (9.21)$$

При цьому зовнішні струми I_{31} , I_{32} , I_C , I_B є задаючими і вважаються направленими всередину багатополосника, а вузлова напруга U_{31} , U_{32} , U_C , U_B обчислюється від загальної шини. В цьому випадку всі електроди ПТШ2 ставляться в рівноцінне положення і система (9.21) виходить симетричною щодо всіх електродів ПТШ2 і може бути представлена в матричному вигляді:

$$\begin{bmatrix} I_{C1} \\ I_{C2} \\ I_C \\ I_B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} & Y_{14} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} & Y_{24} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} & Y_{34} \\ Y_{41} & Y_{42} & Y_{43} & Y_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_{C1} \\ U_{C2} \\ U_C \\ U_B \end{bmatrix} \quad (9.22)$$

Квадратична матриця, що стоїть в правій частині рівняння (9.22) є узагальненим параметром ПТШ2. Всі її елементи мають розмірність провідності і її слід розглядати як узагальнену матрицю провідності ПТШ2. Не всі елементи цієї матриці є незалежними.

Склавши рівняння (9.21) і прийнявши до уваги, що відповідно до першого закону Кірхгофа сума зовнішніх струмів ПТШ2 рівна нулю, отримаємо

$$0 = \sum_{i=1}^4 Y_{i1} U_{C1} + \sum_{i=1}^4 Y_{i2} U_{C2} + \sum_{i=1}^4 Y_{i3} U_C + \sum_{i=1}^4 Y_{i4} U_B .$$

Це рівняння повинно бути справедливим для будь-яких значень напруги U_{31} , U_{32} , U_C , U_B , що можливо тільки за умови

$$\sum_{i=1}^4 Y_{iK} = 0, (K = 1, 2, 3...4) .$$

Тобто, сума елементів в кожному стовпці матриці $[Y]^{(1)}$ тотожно рівна нулю [11].

Оскільки коефіцієнти в рівнянні (9.21) не залежать від вузлової напруги, ці рівняння зберігають сенс і у разі, коли вся напруга електродів однакова, тобто, $U_{31}=U_{32}=U_C=U_B$. При цьому всі електроди виявляються еквіпотенціальними і розподіл струмів та напруги всередині ПТШ2 не повинен змінюватися, якщо всі або частину електродів об'єднати, наприклад, з електродом першого затвора. Тоді всі струми виявляються прикладеними до першого затвора, і відповідно до першого закону Кірхгофа їх сума рівна нулю. Тому перше рівняння в системі (9.21) прийме вигляд

$$Y_{11} U_{C1} + Y_{12} U_{C2} + Y_{13} U_C + Y_{14} U_B = 0 .$$

Розглядаючи аналогічним чином по черзі всі електроди і відповідні їм рівняння, зходимо, що сума елементів кожного рядка матриці $[Y]$ рівна нулю.

При підключенні будь-якого з електродів до загальної шини в матриці провідності викреслюється відповідний цьому електроду рядок і стовпець. У разі, коли будь-яких два електроди R і S підключаються до загальної шини, що відповідає розв'язуваній задачі, тоді вузлову

ва напруга об'єднаних електродів співпадає ($U_K=U_S$), а задаючий струм К-го електроду стає рівним сумі (I_K+I_S). У правій частині рівнянь (9.21) коефіцієнти при U_K і U_S також підсумовуються і стають коефіцієнтами при U_K . Наприклад, при об'єднанні першого і другого затворів маємо

$$\begin{bmatrix} 2 \\ Q,2 \\ 2 \\ N \\ 2 \\ A \end{bmatrix} = \left[\begin{array}{c|c|c} (Y_{11}+Y_{21}+Y_{12}+Y_{22}) & (Y_{13}+Y_{23}) & (Y_{13}+Y_{23}) \\ \hline (Y_{31}+Y_{22}) & Y_{33} & Y_{34} \\ \hline (Y_{41}+Y_{42}) & Y_{43} & Y_{44} \end{array} \right] \begin{bmatrix} U_{Q,2} \\ U_N \\ U_A \end{bmatrix}$$

Отримана система рівнянь описує трьохелектродну структуру (рис. 9.16), матриця провідності якої, рівна

$$\left[\begin{array}{c|c|c} Y_{11(\alpha,2)} & Y_{12(\alpha,2)} & Y_{13(\alpha,2)} \\ \hline Y_{21(\alpha,2)} & Y_{22(\alpha,2)} & Y_{23(\alpha,2)} \\ \hline Y_{31(\alpha,2)} & Y_{32(\alpha,2)} & Y_{33(\alpha,2)} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c|c|c} (Y_{11}+Y_{21}+Y_{12}+Y_{22}) & (Y_{13}+Y_{23}) & (Y_{13}+Y_{23}) \\ \hline (Y_{31}+Y_{22}) & Y_{33} & Y_{34} \\ \hline (Y_{41}+Y_{42}) & Y_{43} & Y_{44} \end{array} \right]$$

Матриця (9.23) є невизначеною матрицею і, як показано в [10], змірявши Y - параметри в будь-якій схемі включення транзистора, як чотириполосника, можна визначити Y - параметри для інших схем включення. Таким чином, змірявши Y - параметри ПТШ2, коли його два електроди з'єднано з загальною шиною, ми можемо визначити його $[Y]$ параметри для двох інших схем включення.

Аналіз рівняння (9.22) показує, що для знаходження елементів його квадратичної матриці, досить визначити Y - параметри ПТШ2 тільки для трьох схем включення. При цьому, критерієм вибору схеми включення є умова, при якій в шукану матрицю повинні входити діагональні елементи (Y_{11} , Y_{22} , Y_{33} , Y_{44}), що забезпечують схеми включення із спільними (31,32), (31, 3С), (С, В). В цьому випадку, елементи матриці (9.22), яких бракує, знаходяться з рівнянь:

$$Y_{24} = Y_{21} + Y_{22} + Y_{22}; \quad Y_{13} = Y_{11} + Y_{12} + Y_{14};$$

$$Y_{42} = Y_{12} + Y_{22} + Y_{32}; \quad Y_{41} = Y_{42} + Y_{43} + Y_{44};$$

$$Y_{14} = Y_{24} + Y_{34} + Y_{44}; \quad Y_{31} = Y_{41} + Y_{11} + Y_{21}.$$

Таким чином, визначивши шляхом розрахунку або вимірюванням десять Y - параметрів трьох чотириполосників на базі ПТШ2, можна розрахувати Y - параметри всіх 18-ти чотириполосників, які створюють їх узагальнену математичну модель, достатню для розрахунку на їх основі різних видів інформаційних пристроїв в режимі малого сигналу.

9.4.2. Узагальнена математична модель УПІ на основі ПТШ2 при включенні його по схемі (31, 32)

У загальному випадку двохзатворний польовий транзистор Шоттки може бути представлений у вигляді двох однозатворних транзисторів VT1 і VT2, коли стік C1 першого транзистора, через опір z з'єднаний з витоком B2 другого транзистора [12] (рис. 9.4).

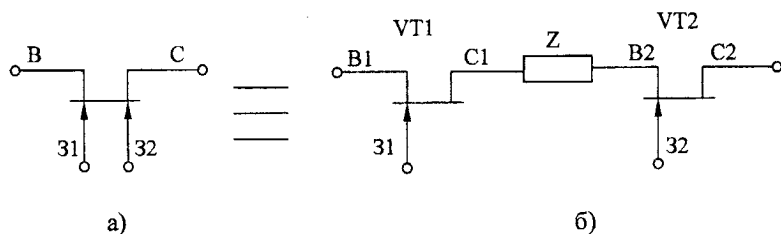


Рис. 9.4. Тотожне представлення ПТШ2 (а) у вигляді двох однозатворних ПТШ

З урахуванням цього, УПІ на базі ПТШ2 при включенні його по схемі (31, 32) може бути представлений у вигляді рис. 9.5

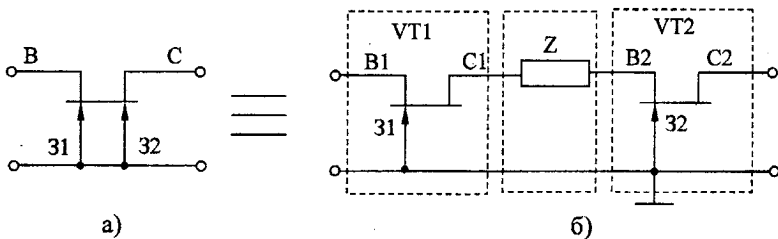


Рис. 9.5. Тотожне представлення УПІ на базі ПТШІ2 при включенні його по схемі (31, 32)

Узагальненою математичною моделлю такого чотириполюсника є його матриця провідності

$$[y_{(\alpha, \zeta)}] = \begin{bmatrix} y_{11}^{(\alpha, \zeta)} & | & y_{12}^{(\alpha, \zeta)} \\ \hline y_{21}^{(\alpha, \zeta)} & | & y_{22}^{(\alpha, \zeta)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{33} & | & y_{34} \\ \hline y_{43} & | & y_{44} \end{bmatrix}. \quad (9.24)$$

Для її знаходження розглянемо схему рис. 9.5б як касадне включення трьох чотириполюсників, що характеризуються матрицями передачі:

першого каскаду –

$$[a_1] = \begin{bmatrix} a_{11}^{(1)} & | & a_{12}^{(1)} \\ \hline a_{21}^{(1)} & | & a_{22}^{(1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{y_{22}^{(\Omega)}}{y_{21}^{(\Omega)}} & | & \frac{1}{y_{21}^{(\Omega)}} \\ \hline \frac{\Delta y_{22}^{(\Omega)}}{y_{21}^{(\Omega)}} & | & \frac{y_{11}^{(\Omega)}}{y_{21}^{(\Omega)}} \end{bmatrix}; \quad (9.25)$$

другого каскаду –

$$[a_2] = \begin{bmatrix} a_{11}^{(2)} & | & a_{12}^{(2)} \\ \hline a_{21}^{(2)} & | & a_{22}^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & | & Z \\ \hline 0 & | & 1 \end{bmatrix}; \quad (9.26)$$

третього каскаду –

$$[a_3] = \left[\begin{array}{c|c} a_{11}^{(3)} & a_{12}^{(3)} \\ \hline a_{21}^{(3)} & a_{22}^{(3)} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c|c} -\frac{y_{22}^{(32)}}{y_{21}^{(32)}} & -\frac{1}{y_{21}^{(32)}} \\ \hline -\frac{\Delta y_{22}^{(32)}}{y_{21}^{(32)}} & -\frac{y_{11}^{(32)}}{y_{21}^{(32)}} \end{array} \right], \quad (9.27)$$

де $y_{11}^{(31)}$, $y_{12}^{(31)}$, $y_{21}^{(31)}$, $y_{22}^{(31)}$, $y_{11}^{(32)}$, $y_{12}^{(32)}$, $y_{21}^{(32)}$, $y_{22}^{(32)}$ – елементи матриць провідності першого і третього каскадів; $\Delta y^{(31)}$ та $\Delta y^{(32)}$ – визначники матриць першого і другого каскадів.

Результуюча $[a]$ - матриця чотириполосника (рис. 9.5а) буде рівна

$$[a]_{(31, 32)} = [a_1] \times [a_2] \times [a_3] = \left[\begin{array}{c|c} a_{11}^{(31)} a_{11}^{(32)} + a_{21}^{(32)} (z a_{11}^{(31)} + z a_{12}^{(31)}) & a_{11}^{(31)} a_{11}^{(32)} + a_{22}^{(32)} (z a_{11}^{(31)} + a_{12}^{(31)}) \\ \hline a_{21}^{(31)} a_{11}^{(32)} + a_{21}^{(32)} (z a_{21}^{(31)} + z a_{22}^{(31)}) & a_{21}^{(31)} a_{12}^{(32)} + a_{22}^{(32)} (z a_{21}^{(31)} + a_{22}^{(31)}) \end{array} \right]. \quad (9.28)$$

Здійснивши перехід від $[a]$ до $[y]$ матриці [6], отримаємо

$$[y]_{(1, 2)} = \left[\begin{array}{c|c} y_{33} & y_{34} \\ \hline y_{43} & y_{44} \end{array} \right] = \frac{1}{a_{11}^{(1)} a_{11}^{(2)} + a_{21}^{(2)} (z a_{11}^{(1)} + a_{12}^{(1)})} \times \left[\begin{array}{c|c} a_{11}^{(1)} a_{11}^{(2)} + a_{21}^{(2)} (z a_{11}^{(1)} + a_{12}^{(1)}) & -\Delta a^{(1, 2)} \\ \hline 1 & -a_{11}^{(1)} a_{11}^{(2)} + a_{21}^{(2)} (z a_{11}^{(1)} + a_{12}^{(1)}) \end{array} \right], \quad (9.29)$$

де Δa – визначник матриці (9.28).

Таким чином матрицю (9.29) можна розглядати, як узагальнену математичну модель УП на базі ПТШ2 при включенні його по схемі (31, 32). Для її використання необхідно визначити матриці провідності $[y]_{(31)}$ і $[y]_{(32)}$ першого і третього каскадів.

9.4.3. Узагальнена математична модель УПШ на базі ПТШ при включенні його по схемі (31, В).

Використовуючи тотожне перетворення ПТШ2 (рис. 9.4) представимо чотириполосник (31, В) (рис. 9.6а) у вигляді схеми рис. 9.6б.

Розглядаючи транзистори VT1 і VT2 як включені із спільним витоком, їх матриці опорів будуть відповідно рівні:

$$[z_1] = \begin{bmatrix} z_{11}^{B1} & | & z_{12}^{B1} \\ \text{---} & | & \text{---} \\ z_{21}^{B1} & | & z_{22}^{B1} \end{bmatrix}; \quad (9.30)$$

$$[z_2] = \begin{bmatrix} z_{11}^{B2} & | & z_{12}^{B2} \\ \text{---} & | & \text{---} \\ z_{21}^{B2} & | & z_{22}^{B2} \end{bmatrix}. \quad (9.31)$$

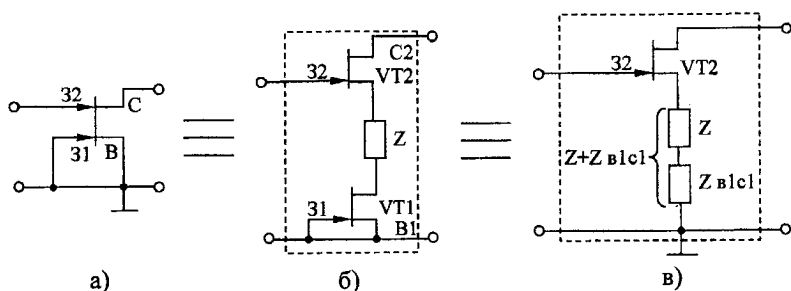


Рис. 9.6. Тотожне представлення УПШ на базі ПТШ2 при включенні його по схемі (31, В)

Вихідний опір Z_{BC} першого транзистора VT1 з урахуванням заморочення по змінному струму вхідного кола ($Z_I=0$), буде рівне [14]

$$z_{BC} = z_{\text{вих}}^{(B1C1)} = z_{22}^{(B1)} \frac{z_{12}^{(B1)} z_{21}^{(B1)}}{z_{11}^{(B1)} + z_I^{(B1)}} = \frac{z_{11}^{(B1)} z_{22}^{(B1)} - z_{12}^{(B1)} z_{21}^{(B1)}}{z_{11}^{(B1)}} = \frac{1}{y_{22}^{(B1)}}. \quad (9.32)$$

Враховуючи, що опір Z і Z_{BC} включений послідовно, знаходимо

$$Z_{\Sigma} = Z + Z_{BC} = Z + 1/y_{22}^{(B1)}.$$

Аналізуючи схему рис. 9.6б, в, бачимо, що вона являє собою послідовне включення чотириполюсників, утворених транзистором VT2, і чотириполюсника, утвореного паралельним включенням опору Z_{Σ} . Тому результуюча матриця опорів схеми рис. 9.6б в буде рівна

$$[z]_{(A, B1)} = \sum_{i=1}^k [z] = \left[\begin{array}{c|c} z_{11}^{(C1, B1)} & z_{12}^{(C1, B1)} \\ \hline z_{21}^{(C1, B1)} & z_{22}^{(C1, B1)} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c|c} z_{11}^{(B2)} + Z_{\Sigma} & z_{12}^{(B2)} - Z_{\Sigma} \\ \hline z_{21}^{(B2)} + Z_{\Sigma} & z_{22}^{(B2)} - Z_{\Sigma} \end{array} \right], \quad (9.33)$$

де $k=2$.

Використовуючи відомі співвідношення між параметрами $[z]$ і $[y]$ матриць [13], знаходимо матрицю провідності на базі ПТШ2 при включенні його по схемі (31, В)

$$[z]_{(31, B)} = \left[\begin{array}{c|c} -y_{22} & y_{23} \\ \hline y_{32} & y_{33} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c|c} \frac{z_{22}^{(B2)} - Z_{\Sigma}}{\Delta z^{(31, B1)}} & \frac{z_{12}^{(B2)} - Z_{\Sigma}}{\Delta z^{(31, B1)}} \\ \hline \frac{z_{22}^{(B2)} + Z_{\Sigma}}{\Delta z^{(31, B1)}} & \frac{z_{22}^{(B2)} + Z_{\Sigma}}{\Delta z^{(31, B1)}} \end{array} \right], \quad (9.34)$$

де $\Delta z^{(31, B)}$ – визначник матриці (9.33).

Перетворивши матриці опорів транзисторів VT1 (9.30) і VT2 (9.31) в матриці провідності підставимо їх в (9.33), отримаємо:

$$y_{11}^{(31, B)} = \frac{y_{11}^{(B2)} y_{22}^{(B2)} - \Delta y^{(B2)} (z y_{22}^{(B1)} + 1)}{y_{22}^{(B1)} + (y_{11}^{(B2)} - y_{22}^{(B2)}) (z y_{22}^{(B1)} + 1)} = y_{22}; \quad (9.35)$$

$$y_{12}^{(31, B)} = \frac{y_{12}^{(B2)} y_{22}^{(B2)} - \Delta y^{(B2)} (z y_{22}^{(B1)} + 1)}{y_{22}^{(B1)} + (y_{11}^{(B2)} - y_{22}^{(B2)}) (z y_{22}^{(B1)} + 1)} = y_{23}; \quad (9.36)$$

$$y_{21}^{(31, \theta)} = \frac{y_{21}^{(B2)} y_{22}^{(B2)} - \Delta y^{(B2)} (z y_{22}^{(B1)} + 1)}{y_{22}^{(B1)} + (y_{11}^{(B2)} - y_{22}^{(B2)}) (z y_{22}^{(B1)} + 1)} = y_{32}. \quad (9.37)$$

9.4.4. Узагальнена математична модель УПІ на базі ПТШ2 при підключенні його по схемі (BC)

З урахуванням тотожного перетворення (рис. 9.4), УПІ на базі ПТШ2 при включенні його по схемі (BC) може бути представлений у вигляді рис. 9.7.

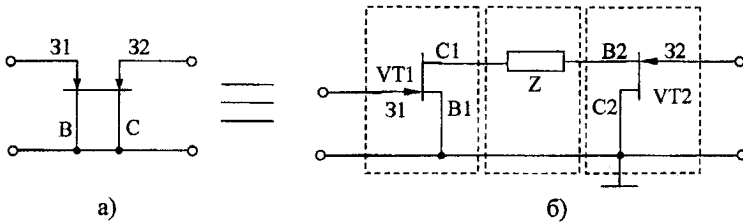


Рис. 9.7. Тотожне представлення чотириполосника на базі ПТШ2 при включенні його по схемі (BC)

Узагальненою математичною моделлю такого УПІ є його матриця провідності

$$[y]_{(BC)} = \begin{bmatrix} y_{11}^{(ac)} & y_{12}^{(ac)} \\ y_{21}^{(ac)} & y_{22}^{(ac)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix}. \quad (9.38)$$

Аналіз схеми (рис. 9.7б) показує, що вона являє собою каскадне включення трьох чотириполосників. Перший каскад утворений однозатворним транзистором VT1, включеним по схемі із загальним витоком. Матриця передачі такого чотириполосника, виражена через його y_{n1} параметрів, рівна

$$[a_1^{(\sigma 1)}] = \left[\begin{array}{c|c} a_{11}^{(\sigma 1)} & a_{12}^{(\sigma 1)} \\ \hline a_{21}^{(\sigma 1)} & a_{22}^{(\sigma 1)} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c|c} -\frac{y_{22}^{(\sigma 1)}}{y_{21}^{(\sigma 1)}} & -\frac{1}{y_{21}^{(\sigma 1)}} \\ \hline -\frac{\Delta y_{22}^{(\sigma 1)}}{y_{21}^{(\sigma 1)}} & -\frac{y_{11}^{(\sigma 1)}}{y_{21}^{(\sigma 1)}} \end{array} \right], \quad (9.39)$$

де $\Delta y^{(\sigma 1)}$ – визначник матриці $[y^{(\sigma 1)}]$.

Другий каскад утворений послідовним включенням опору Z , і описується матрицею передачі $[a_2]$ (9.26).

$$y_{22}^{(C1, A)} = \frac{y_{11}^{(B2)} y_{22}^{(B2)} - \Delta y^{(B2)} (z y_{22}^{(B1)} + 1)}{y_{22}^{(B1)} + (y_{11}^{(B2)} - y_{22}^{(B2)}) (z y_{22}^{(B1)} + 1)} = y_{33}, \quad (9.37)$$

де $\Delta y^{(B2)}$ – визначник матриці провідності VT2.

Таким чином, систему рівнянь (9.35 – 9.38) можна розглядати, як узагальнену математичну модель УПІ на базі ППШ2 при включенні його по схемі (31, В). Для її використання необхідно визначити матриці провідності транзисторів VT1 і VT2, при включенні їх із загальним витоком.

Третій каскад представляє зворотнє включення чотириполосника на базі польового транзистора VT2 із загальним стоком. Матриця передачі такого чотириполосника, виражена через його $y^{(C2)}$ параметри рівна

$$[a_2^{(c1)}] = \left[\begin{array}{c|c} a_{11}^{(c2)} & a_{12}^{(c2)} \\ \hline a_{21}^{(c2)} & a_{22}^{(c2)} \end{array} \right] = -\frac{1}{a_2^{(c2)}} \left[\begin{array}{c|c} a_{11}^{(c2)} & \Delta a_{12}^{(c2)} \\ \hline 1 & -a_{22}^{(c2)} \end{array} \right], \quad (9.40)$$

де: $\Delta y^{(C1)}$ – визначник матриці $[y]_C$; $y_{11}^{(B1)}$, $y_{12}^{(B1)}$, $y_{21}^{(B1)}$, $y_{22}^{(B1)}$, $y_{11}^{(C2)}$, $y_{12}^{(C2)}$, $y_{21}^{(C2)}$, $y_{22}^{(C2)}$ – елементи матриці провідності транзистора VT1, включеного по схемі із загальним витоком, і транзистором VT2, включеного по схемі із загальним стоком.

Результуюча $[a]$ - матриця УПІ (рис.9.7а) буде рівна

$$\begin{aligned}
 [a]_{(BC)} &= [a_1^{(B1)}] \times [a_2] \times [a_2^{(C2)}] = \\
 &= \left[\begin{array}{c|c} a_{21}^{(e1)} a_{11}^{(e2)} + a_{21}^{(c2)} (za_{11}^{(e1)} + za_{12}^{(e1)}) & a_{11}^{(e1)} a_{12}^{(c2)} + a_{22}^{(c2)} (za_{11}^{(e1)} + a_{12}^{(e1)}) \\ \hline a_{21}^{(e1)} a_{11}^{(c2)} + a_{21}^{(c2)} (za_{21}^{(e1)} + za_{22}^{(e1)}) & a_{21}^{(e1)} a_{12}^{(c2)} + a_{22}^{(c2)} (za_{21}^{(e1)} + a_{22}^{(e1)}) \end{array} \right]. \quad (9.41)
 \end{aligned}$$

Здійснивши перехід від $[a]$ до $[y]$ матриці $[6]$, знаходимо

$$\begin{aligned}
 [y]_{sc} &= \frac{1}{a_{11}^{(e1)} a_{13}^{(c2)} + a_{22}^{(c2)} (za_{11}^{(e1)} + a_{12}^{(e1)})} \times \\
 &\times \left[\begin{array}{c|c} a_{21}^{(e1)} a_{11}^{(c2)} + a_{22}^{(c2)} (za_{11}^{(e1)} + a_{12}^{(e1)}) & -\Delta a^{(sc)} \\ \hline 1 & -a_{21}^{(e1)} a_{11}^{(c2)} + a_{21}^{(c2)} (za_{11}^{(e1)} + a_{12}^{(e1)}) \end{array} \right], \quad (9.42)
 \end{aligned}$$

де $\Delta a^{(BC)}$ – визначник матриці (9.41).

Отримана матриця є узагальненою математичною моделлю УПІ на базі ПТШЗ при включенні його по схемі (BC) [15]. Для її використання необхідно визначити матриці провідності $[y]_{(B1)}$ і $[y]_{(C2)}$ першого і третього каскадів.

Перелік літератури до розділу 9

1. Осадчук В.С., Филинюк Н.А. Некоторые вопросы построения СВЧ устройств на индуктивном эффекте составного транзистора // Радиотехника и электроника. – М.: Наука, АН СССР, 1973. – Т. 18, Вып. 9. – С. 1983-1985.

2. Маттей Д.Л., Янг Л., Джонс Е.М. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Пер. с англ. / Под ред. Л.В. Алексеева и Ф.В. Кушнира. – М.: Связь, 1971. – 240 с.

3. Осадчук В.С., Филинюк Н.А. Влияние температуры на параметры индуктивного СВЧ транзистора. // Всесоюзная межвузовская конф. по прогнозированию надежности электронной техники. – Киев: 1971. – С. 29-31.

4. Saito T., Miyakowa I., Ikeda T., Tahira K., Ando I. A high Q temperature insensitive inductive transistor circuit. // Solid State Electronics, 1969. –Vol.11. – P. 553.

5. Осадчук В.С. Индуктивные свойства составных транзисторов. В кн. Вопросы микроэлектроники. – К.: Наукова думка, 1971. – С. 146-150.

6. Rollet J.M. Stability and power gain invariant of linear for ports. – IRE Trans., 1962. – Vol CT-9, №1. – P. 29-32.

7. Куликовский А.А. Устойчивость активных линейризованных цепей с усилительными приборами новых типов. – М.: Госэнергоиздат, 1962. – 192 с.

8. Филинюк Н.А., Песков С.Н., Павлов С.Н. Определение параметров физической эквивалентной схемы ВЧ транзисторов. // Изв. вузов СССР, Сер. Радиоэлектроника. – Киев: 1982. – Т. 25, № 12. – С. 38-43.

9. Филинюк Н.А., Гаврилов Д.В., Темченко А.В., Куземко А.М. Исследование максимально-достижимого коэффициента усиления двухзатворного полевого транзистора Шоттки. // Вісник Технологічного університету Поділля. – Хмельницький, 2004. – С. 103-107.

10. Бронштейн И.Н., Семендяев К.Л. Справочник по математике. – Москва, 1957. – 608 с.

11. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. – М.: Высш. школа, 1978. – 528 с.

12. Сигорский В.П., Петренко А.И. Основы теории электронных схем. – К.: Техніка, 1967. – 609 с.

13. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р. Синтез четырехполосников и восьмиполосников на СВЧ. – М.: Связь, 1971. – 388 с.

14. Schoon M. A novel, bias-dependent, small-signal model of the dual-gate MESFET. // IEEE Trans. Microwave Teoty Tech., 1994. – Vol. 42. – P. 212-216.

15. Богачев В.М., Никифоров В.В. Транзисторные усилители мощности. – М.: Энергия, 1978. – 344 с.

Відомості про автора

Філінюк Микола Антонович, доктор технічних наук, професор, академік Академії інженерних наук України, завідувач кафедри проектування комп'ютерної та телекомунікаційної апаратури Вінницького національного технічного університету. Народився 19 лютого 1945 року в м.Магадан в родині льотчика військово-морської авіації. З 1963 по 1968 рік навчався в Саратовському вищому командно-інженерному ракетному училищі, де розпочав займатися науковими дослідженнями в галузі голографії і лазерної техніки. Після закінчення училища, працюючи асистентом кафедри електронних приладів Вінницької філії Київського політехнічного інституту, продовжував займатися науковими дослідженнями в галузі техніки НВЧ і мікроелектроніки. У 1974 р. захистив кандидатську, а в 1984 р. докторську дисертацію.

Професор М. А. Філінюк у 1985 році сформував новий науковий напрямок в галузі електроніки – "Негатроніка". Згодом при Вінницькому політехнічному інституті він організував міжнародний координаційний центр за напрямком "Негатроніка", до складу якого увійшли відомі вчені: професори В. С. Андрєєв, Л. Н. Біberman, С. А. Гаряїнов, В. П. Д'яконов, Ф. Д. Касимов, О. Н. Негоденко, Л. Н. Степанова, А. С. Тарер.

Результатом наукової і педагогічної діяльності М. А. Філінюка є 450 публікацій. Серед них 20 монографій, підручників і навчальних посібників, 70 авторських свідоцтв і патентів. Особливе місце серед цих робіт займає монографія "Активные СВЧ фильтры" (Москва, "Радио и связь", 1987), що є першою у світі книгою в галузі, а також підготовлена колективом авторів монографія "Негатроника", (Новосибірськ, "РАН", 1995), опублікована Російською академією наук. Широке застосування в навчальних закладах СРСР і за кордоном одержали його підручники "Microelectronic Devices and Fundamentals of Their Design" (Mir, Moscow, 1989) й "Інтегральні мікросхеми і основи їх проектування" (Москва, "Радио и связь", 1999).

Успішно працює створена професором Філінюком наукова школа з напрямку "Негатроніка". Він був консультантом з підготовки двох докторських дисертацій, виростив 10 кандидатів технічних наук і 11 магістрів. Впродовж 10 років був членом спеціалізованої ради із захисту докторських дисертацій при Інституті кібернетики ім. В.М.Глушкова НАН України. Нині є членом двох спецрад із захисту докторських дисертацій при ВНТУ.

Під керівництвом професора М. А. Філінюка у 1991 році в м.Баку відбулася перша Всесоюзна науково-технічна конференція з негатроніки. Впродовж 10 років Микола Антонович організатор щорічної міжнародної науково-технічної конференції "Приладобудування", котра проводиться в різних регіонах України.

Нині Микола Філінюк є членом редколегії науково-технічних журналів: "Вісник ВПІ" (м.Вінниця), "Вимірювальна і обчислювальна техніка в технологічних процесах" (м.Хмельницький), "Вісник Житомирського інженерно-технологічного інституту" (м.Житомир).



Філінюк Микола Антонович (нар. в 1945 р.), доктор технічних наук, професор, академік Академії інженерних наук України, завідувач кафедри проектування комп'ютерної та телекомунікаційної апаратури Вінницького національного технічного університету.

Автор понад 450 наукових робіт. Серед них 20 монографій, підручників і навчальних посібників, 70 авторських свідоцтв і патентів.

Наукове видання

Микола Антонович Філінюк

ОСНОВИ НЕГАТРОНІКИ

Том I

Теоретичні і фізичні основи негatronіки

Монографія

Редактор Т. Ягельська

Оригінал-макет підготовлено С. Швейкіною

Видавництво ВНТУ «УНІВЕРСУМ-Вінниця»
Свідоцтво Держкомінформу України
Серія ДК № 746 від 25.12.2001 р.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114
Тел. (0432) 59-58-32

Підписано до друку 14.11.2006 р.
Формат 29,7x42 $\frac{1}{4}$ Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman.
Друк різнографічний. Ум. друк. арк. 26,33
Наклад 100 прим. Зам. № 2006-187

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі
Вінницького національного технічного університету
Свідоцтво Держкомінформу України
Серія ДК № 746 від 25.12.2001 р.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95
ВНТУ, ГНК, к. 114
Тел. (0432) 59-81-59



Філінюк Микола Антонович (нар. в 1945 р.), доктор технічних наук, професор, академік Академії інженерних наук України, завідувач кафедри проектування комп'ютерної та телекомунікаційної апаратури Вінницького національного технічного університету. Автор понад 450 наукових робіт. Серед них 20 монографій, підручників і навчальних посібників, 70 авторських свідоцтв і патентів.