

# ЕЛЕКТРОННІ ПРИСТРОЇ НВЧ

Навчальний посібник

2010

УДК 389 Д 59  
ББК 32.842  
Е54

Рецензенти: д.т.н., проф. Жердев М.К.  
к фіз.-мат.н., доц. Гайдай Ю.О.

*Рекомендовано до друку Вченою радою Військового інституту  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка  
(протокол № 16 від 24.06.2010 року)*

**Е54 Електронні пристрої НВЧ** Навчальний посібник для ВНЗ  
*к.т.н., доц. Саричев В.О , к.т.н., доц. Пампуха І., Кравченко О.І., Жиров Б.Г.,  
Дмитрієв В.Є., Попов П.П. За ред. к.т.н., доц. Пампухи І.В.*  
К.: ВІКНУ, 2010. – 152 с.

У навчальному посібнику розглянуто електронні прилади з динамічним керуванням електронним потоком, електронні генератори на двополюсних приладах, а також методи і пристрої керування їх параметрами.

Розглянуті методи і пристрої модуляції автогенераторів і підсилювачів НВЧ як імпульсної, так і безупинної дії на основі загальної теорії модуляції високочастотних коливань.

Навчальний посібник призначений для курсантів, студентів які навчаються за програмою підготовки офіцерів запасу ВОС 044000, 444000. Він також може бути корисним для студентів спеціальності „радіофізика і електроніка” (2.070201), аспірантів, радіофізичних і радіотехнічних факультетів вищих навчальних закладів.

© ВІКНУ, 2010

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ .....	6
ПЕРЕДМОВА .....	7
ВСТУП .....	9
1. Електровакуумні прилади НВЧ.....	14
1.1. Прилади з короткочасною взаємодією електронів з полем НВЧ .	14
1.1.1. Активні елементи НВЧ. ....	14
1.1.2. Вплив інерції електронів на енергетичні параметри лампових генераторів НВЧ.....	15
1.1.3. Вплив між електродних ємкостей та індуктивностей вводитів ламп на роботу лампових генераторів НВЧ. Критерії застосування ламп і особливості їхніх конструкцій. ....	18
1.1.4. Особливості роботи транзисторних генераторів у діапазоні НВЧ.....	21
1.1.5. Ламповий автогенератор НВЧ на тріоді.....	23
1.2. Коливальні системи лампових генераторів на НВЧ. ....	29
1.3. Підсилювачі потужності НВЧ і помножувачі частоти.....	32
Контрольні питання.....	38
2. Основи теорії електронних приладів з динамічним керуванням електронним потоком.....	39
2.1. Енергетика взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем НВЧ. Системи, що сповільнюють.....	39
2.1.1. Загальна характеристика приладів НВЧ із динамічним керуванням електронним потоком. ....	39
2.2. Умови ефективної взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем НВЧ .....	42
2.3. Загальні поняття про сповільнюючі системи і їхні основні характеристики.....	45
Контрольні питання.....	50
3. Клістронні генератори .....	51
3.1. Дворезонаторний пролітний клістрон.....	51
3.1.1. Загальні відомості про клістронні генератори.....	51
3.1.2. Будова і принцип роботи дворезонаторного пролітного клістрона.....	52
3.1.3. Взаємодія поля першого резонатора з електронним потоком (модуляція електронів за швидкістю в зазорі угруповувача).....	55
3.1.4. Групування електронів у просторі дрейфу. Конвекційний і наведений струми.....	58
3.1.5. Енергетичні показники пролітного клістрона.....	62
3.2. Відбивний клістрон.....	65
3.2.1. Будова відбивного клістрона.....	65
3.2.2. Взаємодія електронного потоку з полем НВЧ у відбивному клістріні.....	67
3.2.3. Зони генерації й умови самозбудження відбивного клістрона.....	70
3.2.4. Основні характеристики та область застосування	72

відбивних клістронів.....	72
Контрольні питання.....	74
4. Магнетронні генератори.....	74
4.1. Багаторезонансний магнетрон.....	74
4.1.1. Загальні відомості про багаторезонансні магнетрони.....	74
4.1.2. Будова і принцип роботи багаторезонаторного магнетрона.....	74
4.1.3. Рух електронів у стаціонарних схрещених електричному і магнітному полях (статичний режим роботи магнетрона).....	75
4.1.4. Рух електронів у схрещених електричному і магнітному полях при наявності НВЧ поля системи, що сповільнює (динамічний режим роботи магнетрона).....	79
4.1.5. Коливальна система магнетрона. Умови збудження коливань. Умови синхронізму.....	83
4.2. Енергетичні характеристики магнетронних генераторів.....	89
4.2.1. Електронний ККД магнетрона.....	89
4.2.2. Робочі характеристики магнетронів.....	90
4.2.3. Навантажувальні характеристики.....	94
4.3. Перебудова частоти магнетрона.....	97
4.4. Магнетрон, що настроюється напругою (митрон).....	98
4.5. Особливості експлуатації та області застосування багаторезонансних магнетронів.....	101
Контрольні питання.....	102
5. Генератори на приладах бігучої хвилі.....	104
5.1. Лампа бігучої хвилі О-типу, (ЛБХО).....	104
5.1.1. Загальні відомості про ЛБХО.....	104
5.1.2. Будова і принцип роботи ЛБХО.....	104
5.1.3. Групування електронів бігучої хвилі, НВЧ полем системи, що сповільнює.....	105
5.1.4. Взаємодія згрупованого електронного потоку з бігучою хвилею у системі, що сповільнює. НВЧ поля системи, що сповільнює. ....	107
5.1.5. Основні характеристики ЛБХО.....	111
5.2. Лампа зворотної хвилі О-типу (ЛЗХО) . . . . .	114
5.2.1. Призначення, будова і принцип дії ЛЗХО. . . . .	114
5.2.2. Основні характеристики генераторної ЛЗХО.....	117
5.3. Лампи бігучої і зворотної хвилі М-типу (ЛБВМ, ЛЗХМ, АМПЛІТРОН).....	118
5.3.1. Особливості взаємодії НВЧ поля й електронів у приладах ЛБХ і ЛЗХ М-типу . . . . .	118
5.3.2. Лампа бігучої хвилі М-типу, (ЛБХМ). Призначення, будова і принцип дії.....	119
5.3.3. Основні характеристики ЛБХМ.....	122
5.3.4. Лампа зворотної хвилі М-типу (ЛЗХМ). Призначення, будова і принцип дії.....	123
5.3.5. Основні характеристики ЛЗХМ.....	125

5.3.6. Амплітрон. Призначення, будова і принцип дії.....	126
5.3.7. Основні характеристики амплітрона.....	128
5.3.8. Стабілітрон. Принцип дії стабілітрона.....	130
Контрольні питання.....	131
6. Твердотілі прилади НВЧ.....	132
6.1. Діодні твердотілі генератори.....	132
6.1.1. Загальні відомості про діоди твердотілих генераторів НВЧ.....	132
6.1.2. Принцип дії і характеристики діодних генераторів.....	135
6.1.3. НВЧ генератори на лавино-пролітних діодах.....	137
6.1.4. НВЧ генератори на діодах Ганна.....	141
6.1.5. Конструкції діодних генераторів.....	148
Контрольні питання.....	151
ЛІТЕРАТУРА.....	152

## Перелік умовних скорочень

АГ — автогенератори  
ВАХ — вольт-амперна характеристика  
ВК — відбивні клістри  
ВПП — вихідний підсилювач потужності  
ДЕ — джерело енергії  
ДГ — діоди Ганна  
ДКЕП — динамічне керування електронним потоком  
ДХ — дисперсійні характеристики  
ЕП — електронний потік  
ЕМП — електромагнітне поле  
ККД — коефіцієнт корисної дії  
КП — керуючий пристрій  
КС — коливальна система  
ЛБХ — лампа бігучої хвилі  
ЛБХО — лампа бігучої хвилі О-типу  
ЛБХМ — лампа бігучої хвилі М-типу  
ЛЗХМ — лампа зворотної хвилі М-типу  
ЛЗХ — лампа зворотної хвилі  
ЛЗХО — лампа зворотної хвилі О-типу  
ЛПД — лавино-пролітні діоди  
МНН — магнетрон, що настроюється напругою  
НВЧ — надвисока частота  
ОНОЗ — обмежене нагромадження об'ємного заряду  
ПК — пролітний клістрон  
ПП — підсилювачі потужності  
ППП — проміжний підсилювач потужності  
РПрП — радіоприймальні пристрої  
РПП — радіопередаючі пристрої  
СС — сповільнююча система  
СКЕП — статичне керування електронного потоку  
ТД — тунельні діоди

Неможливо уявити сьогоднішній світ інформаційних технологій без надвисокочастотних електронних приладів. Ці прилади є одними з основних, ключових елементів сучасних мереж зв'язку (супутникових, стільникових, радіорелейних, телевізійних), радіолокаційних та радіонавігаційних комплексів. В цих системах електронні надвисокочастотні прилади застосовуються для підсилення, генерації та помноження частоти електромагнітних коливань НВЧ діапазону. До діапазону НВЧ відносять область частот від 100 МГц до 300 ГГц., тобто метровий, дециметровий, сантиметровий та міліметровий діапазони. Інтенсивні дослідження НВЧ діапазону в значній мірі стимулювались створенням і впровадженням радіолокаційних станцій під час другої світової війни. На сьогоднішній день розроблена велика кількість приладів НВЧ, що відрізняються як принципом дії, так і галуззю застосування.

Спочатку розробка приладів НВЧ йшла по шляху удосконалення звичайних електронних ламп – тріодів і тетродів. Але їх можливості були обмежені специфічними труднощами, а саме, зростанням кута прольоту і суттєвим погіршенням роботи коливальних контурів з зосередженими параметрами при зростанні частоти.

На початку другої світової війни вітчизняними вченими в якості коливальних систем електронних приладів були використані об'ємні резонатори, що послужило підґрунтям для початку розробки маякових та металокерамічних тріодів. Такі НВЧ електронні прилади та вище наведені електронні лампи відносяться до пристроїв з електростатичним керуванням електронним потоком і використовуються, як правило, в довгохвильовій частині НВЧ діапазону.

Пошуки більш ефективних методів генерації та підсилення коливань НВЧ привели до створення принципово нових електровакуумних приладів з динамічним керуванням електронним потоком. Такі прилади в свою чергу розділяють на дві групи, які відрізняються напрямком і призначенням постійного магнітного поля. До першої групи, так звані прилади типу "О", відносяться прилади, в яких зовнішнє статичне, повздовжнє магнітне поле використовується виключно для фокусування прямолінійного електронного пучка. До цієї групи відносяться всі типи клістронів, лампи бігучої хвилі та лампи зворотної хвилі. Друга група отримала назву приладів типу "М". Це прилади зі схрещеними статичними електричним та магнітним полями, і характеризуються тим, що в них магнітне поле ортогональне електричному полю, що прискорює електронний потік. До НВЧ приладів типу "М" відносять багаторезонаторні магнетрони, платіотрони, мітрони, лампи бігучої та зворотної хвилі типу "М".

Чинне місце в НВЧ приладобудуванні займають наразі напівпровідникові прилади. Довгий час вважалось, що транзистори здатні ефективно працювати лише в області низьких частот та при малих потужностях. Але вже наприкінці 60-их років минулого сторіччя вихідні потужності транзисторів значно зросли і паралельно почалось засвоєння НВЧ діапазону.

Наряду з покращенням параметрів транзисторів та діодів були розроблені принципово нові типи напівпровідникових приладів: тунельний діод, лавинно-

прольотний діод, діод Гана та деякі інші. Лавинно-прольотний діод був вперше створений в Радянському Союзі на основі нового ефекту, зареєстрованому як відкриття, ефекту генерації когерентних коливань НВЧ при лавинному пробіі напівпровідникових діодів.

В навчальному посібнику викладаються основні фізичні принципи електровакуумних НВЧ приладів як з статичним так і динамічним керуванням електронним потоком.

Навчальний посібник складається із 6 розділів. Навчальний матеріал підготовлений колективом авторів: к.т.н., доц. Саричев В.О., к.т.н., доц. Пампуха І.В., Кравченко О.І., Жиров Б.Г., Дмитрієв В.Є., Попов П.П. Загальне редагування проведене к.т.н., доц. Пампухою І.В.



## ВСТУП

Діапазон НВЧ охоплює область, починаючи від частот метрових хвиль до субміліметрових, а в деяких випадках і хвилі оптичного діапазону. Якщо розглянути частотний діапазон підсилення і генерування сигналів, то можна виділити наступні основні інтервали: низькочастотний діапазон (підсилювачі й автогенератори НЧ); високочастотний діапазон (підсилювачі й автогенератори ВЧ вивчаються в курсі “Пристрої генерування і формування сигналів”); діапазон НВЧ (метровий, дециметровий, сантиметровий, міліметровий і субміліметровий – підсилювачі й автогенератори з ДКЕП); оптичний (квантові підсилювачі й автогенератори НВЧ і оптичного діапазону). Відповідно до цього підсилювачі й автогенератори радіотехнічних систем класифікуються за схемою, приведеною на рис. В1.1.

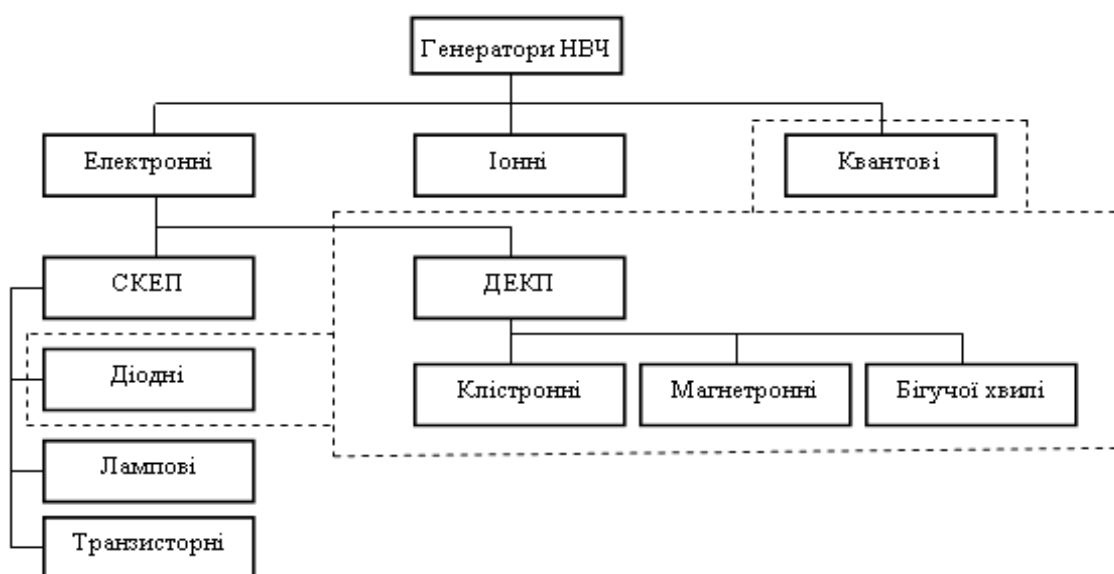


Рис. В1.1

В навчальному посібнику будуть розглядатися:

- електронні прилади з динамічним керуванням електронним потоком;
- електронні генератори на двополюсних приладах;
- методи і пристрої керування їх параметрами.

Генеруванням електромагнітних коливань називають процес перетворення енергії джерела живлення в енергію коливань електромагнітного поля з заданими енергетичними і частотними параметрами.

Коливальне електромагнітне поле може існувати (не загасаючи) у коливальній системі (коливальному LC-контурі чи резонаторі), якщо поповнювати запас енергії від джерела живлення. А енергія від джерела живлення в коливальну систему передається електричними зарядами, що рухаються, зокрема, електронами. Ця задача вирішується двома методами.

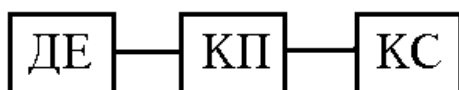


Рис. В1.2

Перший метод (рис В1.2). Між джерелом енергії (ДЕ) і коливальною системою (КС) міститься керуючий пристрій (КП), що періодично перериває потік електричних зарядів у такт зі зміною частоти електромагнітного поля. КП – лампа, транзистор, діод запирається (розмикається) чи відпирається (замикається) змінною електричною напругою, що знімається або з коливальної системи (в автогенераторах), або поданою від зовнішнього генератора (підсилювачі потужності). У результаті змінюється щільність електронного потоку, що живить електромагнітне поле. Такий спосіб одержав назву “статичне керування електронним потоком” і застосовується в частотному діапазоні до 300 МГц. Однак з ростом частоти ( $f > 300$  МГц) КП втрачають свої частотні й енергетичні характеристики.

Другий метод. Коливальну систему і пристрій керування поєднують як єдине ціле, через яке пропускають електронний потік. В результаті взаємодії електронів з полем НВЧ змінюється їхня швидкість руху, що надалі приводить до зміни щільності потоку електронів (утворюються згустки і розрідження), що призводить до передачі своєї енергії полю, підтримуючи незатухаючі електромагнітні коливання НВЧ. Такий метод одержав назву “динамічне керування електронним потоком” (ДКЕП).

Цей метод застосовується в приладах НВЧ і буде розглядатися досить докладно у всіх типах підсилювачів і автогенераторах НВЧ. Квантові генератори відрізняються від електронних тим, що в них електрони знаходяться не у вільному стані, а зв'язані в атомах, іонах чи молекулах. І генерування енергії засноване на здатності часток речовини (електронів, іонів, атомів і молекул) виділяти порції електромагнітної енергії (кванти енергії) при переході цих часток зі збудженого (верхнього) у незбуджений (нижній) енергетичний стан.

Генератори на твердотільних приладах, діодні генератори, – виділені в окремий клас генераторів НВЧ на діодах з негативним опором, використовують статичне керування електронним потоком і мають свої особливості в залежності від типу генераторного приладу.

## Загальна характеристика підсилювачів потужності й автогенераторів НВЧ із динамічним керуванням електронним потоком (ДКЕП).

### Коротка характеристика ДКЕП

При вивченні пристроїв генерування та формування сигналів (ПГФС) ми класифікували підсилювачі потужності (ПП) і автогенератори (АГ) по декількох ознаках, одним із яких є спосіб керування електронним потоком. В дисципліні ПГФС були вивчені ПП і АГ зі статичним керуванням. Його сутність зводилася до наступного:

Енергія джерела живлення за допомогою електронного пристрою ( $V_L, V_T$ ) перетворилася у ВЧ енергію і виділялася в навантаженні (коливальному контурі). При цьому забезпечувалися задані енергетичні і частотні параметри (рис. В1.3).

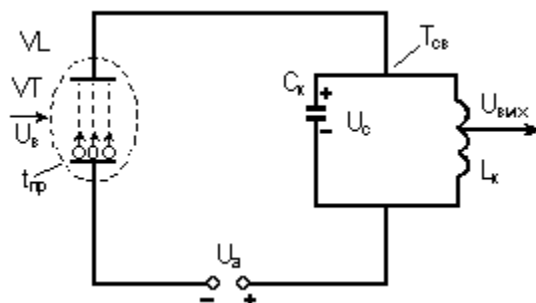


Рис. В1.3

Тобто у приладах із статичним керуванням електронного потоку (СКЕП) він [потік] змінює свою щільність під дією керуючого (вхідного) сигналу.

Механічний аналог: гойдалки, що розгойдуються з власною частотою, а від джерела в такт додається енергія. Коливання зростають. Що ж буде з цими гойдалки, якщо власна частота буде значно відрізняться від додаткової енергії? Збій, тобто частота, буде мінятися й амплітуда зменшиться.

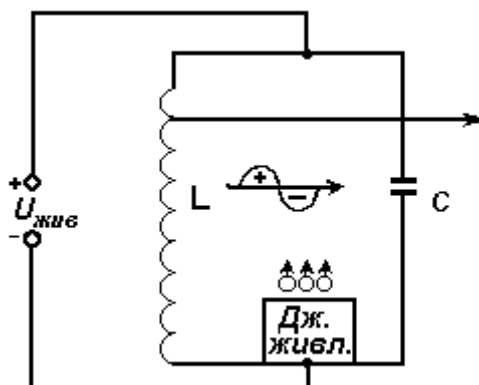


Рис. В1.4

Аналогічна ситуація виникла при освоєнні НВЧ діапазону. Коли частота вхідних чи генеруючих сигналів була відносно малою (до 300...500 МГц) пристрої СКЕП були цілком ефективні. При частоті сигналів  $f \geq 500$  МГц період коливань НВЧ ( $T_{нвч}$ ) стає порівняний з часом прольоту електронів  $t_{пр}$  або менше

( $T_{\text{НВЧ}} < t_{\text{пр}}$ ) ПМ і АГ НВЧ втратили енергетичні та частотні характеристики. Виникла ідея об'єднати коливальну систему, джерело електронного потоку і пристрої подачі живлення в одне ціле. У цьому випадку електронний потік взаємодіє безпосередньо з НВЧ полем і повинний віддавати йому свою енергію. Тобто джерело електронів за рахунок енергії джерела живлення формує електронний потік, який має  $W_{\text{кін}}$  чи  $W_{\text{пот}}$ , і який рухається в поле НВЧ в якій запас енергії  $W_{\text{поля}}$ .

Задача: перетворити енергію ЕП в енергію поля, тим самим, підсиливши його. Згадаємо фізику. Для того щоб ЕП взаємодіяв з полем НВЧ необхідно:

Наявність електричної складової поля  $E_{\sim}$  ( $E_{\sim} \perp B$  завжди!)

Електронний потік повинен мати неоднорідну структуру (згустки і розрідження)

Згустки (концентрація  $W$ ) повинні віддати енергію полю НВЧ  $W_{\text{еп}} \Rightarrow W_{\text{поля}}$ , тобто потрапити в її гальмуючу фазу.

Що ж, в принципі, повинно відбуватися (рис. 1.4)? Електронний потік рухається в поле НВЧ, потрапляючи туди, прискорює (+) або гальмує (-) фазу поля і змінює свою швидкість (змінюється динаміка), звідси ДКЕП! Потім у процесі руху з різними швидкостями формуються згустки і розрідження електронів, і конструкція приладу повинна бути такою, щоб надалі згустки потрапили в гальмуючу фазу електричної складової поля і віддали їй свою енергію.

Тобто в усіх приладах з ДКЕП повинні мати місце 3 необхідних і достатніх фізичних процеси:

1. Модуляція електронів по швидкості.
2. Групування ЕП по щільності.
3. Синхронізація угрупованого по щільності ЕП з полем НВЧ так, щоб згустки електронів попадали в гальмуючу фазу поля.

### Класифікація приладів з ДКЕП

1. По способу передачі  $W_{\text{еп}} \Rightarrow W_{\text{полю}}$ :

- $O$ -типу;
- $M$ -типу.

2. По характеру взаємодії ЕП і поля НВЧ:

- безупинно;
- дискретної взаємодії;

Крім того, якщо поле НВЧ переміщається разом з ЕП, прилади називають приладами з бігучою хвилею (прямою чи зворотною).

3. Основні ознаки приладів з ДКЕП:

<p><b>O-типу</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>V_{ел} \gg 0</math> (гармата)</li> <li>- <math>W_{кін} \Rightarrow W_{поля}</math></li> <li>- <math>\bar{\epsilon}_{про} = 0</math></li> <li>- <math>\bar{B}_0 \uparrow \uparrow V_e</math></li> <li>- пролітні та відбивні клістроны, ЛБХ-О, ЛЗХ-О</li> </ul>	<p><b>M-типу</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>V_{ел} \sim 0</math> (катод)</li> <li>- <math>W_{пот} \Rightarrow W_{поля}</math></li> <li>- <math>\bar{\epsilon}_{про} \neq 0</math></li> <li>- <math>\bar{B}_0 \perp \bar{\epsilon}_{про}</math></li> <li>- магнітроны, мітроны амплітроны, ЛБХ-М, ЛЗХ-М</li> </ul>
--	---

Застосування:

1. Підсилювачі потужності (проміжні і вихідні)
2. Автогенератори як у радіо передаючих пристроях (РПрП) так і в радіоприймальних приладах (РПП) різного призначення

**Основні технічні характеристики:**

1. Енергетичні:  $P_{вих} \sim$  одиниці Вт – десятки МВт;  $\eta =$  від одиниць % до 70...80 %;  $K_p$  – до 50дБ;
2. Режими:
  - імпульсний режим  $P_0$ ;
  - безупинний режим
3. Частотні: робоча частота –  $F$  (300 МГц...300 ГГц);
  - діапазон пересування від 1 % – до 100 %;
  - нестабільність  $10^{-3} - 10^{-5}$ ;
  - смуга  $P_{0,7}$  – від 1 % до 10...15 %;
4. Шумові:  $K_{ш} = 3$  і більше;

Приклад Радіопередаючого пристрою на приладах з ДКЕП (рис. В1.5, 1.6):

1. Багатокаскадні (чи «ЗГ-ПМ»):

2. Однокаскадні:

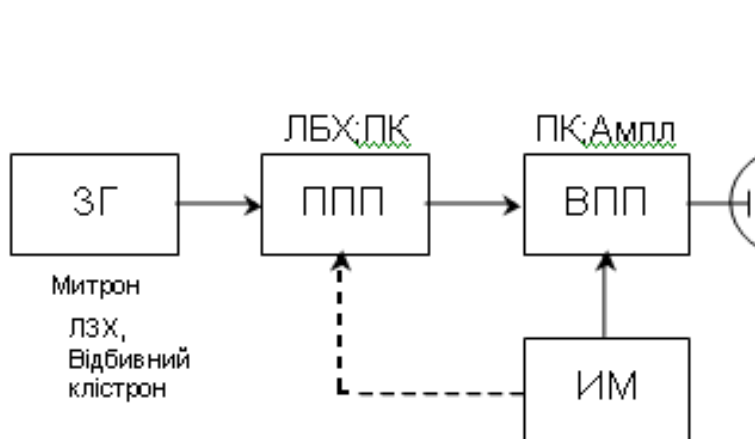


Рис. В1.5

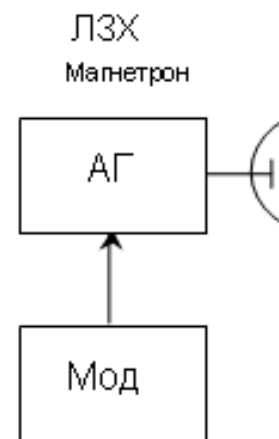


Рис. В1.6

## 1. ЕЛЕКТРОВАКУМНІ ПРИЛАДИ НВЧ

### 1.1. ПРИЛАДИ З КОРОТКОЧАСНОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ ЕЛЕКТРОНІВ З ПОЛЕМ НВЧ

#### 1.1.1. Активні елементи НВЧ

До надвисоких частот (НВЧ) відносять електромагнітні коливання від 0,3 до 300 ГГц, що відповідають довжинам хвиль від 1 м до 1 мм. У середині цього інтервалу розрізняють діапазони дециметрових, сантиметрових та міліметрових хвиль. На НВЧ використовуються коливальні системи з розподіленими параметрами у вигляді відрізків довгих ліній або об'ємних резонаторів. Каскади радіопередаючих пристроїв, що працюють на НВЧ, відрізняються більшим різновидом активних елементів. На дециметрових та сантиметрових хвилях застосовують металокерамічні лампи, транзистори, варактори, на сантиметрових і частково міліметрових – клістрони та магнетронні генератори, а також лампи бігучої хвилі (ЛБХ). У цих діапазонах вдало працюють генератори на твердотілих активних двополюсниках: діодах Ганна, лавинно-пролітних та тунельних діодах та ін. Коливання в діапазоні НВЧ створюють деякі квантові генератори – на молекулярних пучках, цезієвий та рубідієвий стандарти частоти. Такі генератори використовуються у складі складних збуджувачів джерела коливань із прецизійною стабілізацією частоти.

Лампові підсилювачі потужності, помножувачі частоти й автогенератори знаходять широке застосування в діапазоні НВЧ. У порівнянні із транзисторними та діодними генераторами НВЧ сьогодні вони розвивають більші потужності, особливо в імпульсному режимі, від спеціальних електронних пристроїв (клістронів, магнетронів, ЛБХ та ін.) їх відрізняють простота конструкції, невеликі розміри, маса, менша собівартість і т. п.

Із ростом частоти на роботу підсилювачів потужності, перемножувачів частоти та автогенераторів усе сильніше впливають реактивності лампи (індуктивності виводів та міжелектронні ємкості), а також інерція електронів. На НВЧ використовують лампи спеціальної конструкції, частіше за все металокерамічні тріоди та тетроди, що працюють приблизно до 10 ГГц. Розроблені та випускаються промисловістю ” модульні конструкції ”, де лампи та коливальна система виготовлені як єдине ціле, що збільшує міцність та надійність усього пристрою.

Металокерамічні лампи мають плоскі електроди з циліндричними виводами, що розділені кільцями з кераміки з незначними втратами на НВЧ. Індуктивності виводів малі. Для зменшення міжелектродних ємкостей площі електродів зроблені невеликими, а для збільшення потужності розсіювання, а значить і корисної, використовується повітряне охолодження. Час руху електронів між електродами лампи зменшено розумним вибором відстаней сітка-катод  $d_{ск}$  і сітка-анод  $d_{ас}$ . Значення  $d_{ск}$  знижено до частин міліметра.

### 1.1.2. Вплив інерції електронів на енергетичні параметри лампових генераторів НВЧ

На роботу генераторних ламп у НВЧ діапазоні впливають інерційні властивості електронів, що характеризуються часом прольоту електронів між електродами:

$$t_{\text{пр}} = 0,5 \cdot 10^{-7} \frac{\ell}{\sqrt{U}}, \quad (1.1)$$

де:  $\ell$  – відстань між електродами, см;  $U$  – напруга між електродами, В.

При співвимірності періоду коливач НВЧ із часом прольоту електронами міжелектродних проміжків вхідний опір лампи різко падає, зростає потужність збудження, а корисна потужність і електронний ККД зменшуються.

Для з'ясування цього явища розглянемо процес проходження електронів у трюді.

Електрони, що вилітають із просторового заряду біля катода, утворюють у лампі конвекційний струм, щільність якого в кожний момент часу залежить від миттєвого значення напруги на керуючій сітці. Електрони, що підлітають до керуючої сітки, індують у ній змінюваний за величиною наведений струм визначеного напрямку, що протікає в сітковому колі лампи. Миттєве значення цього струму прямо пропорційне щільності конвекційного струму в проміжку катод-сітка.

Електрони, що пролетіли площину сітки, індують у ній змінюваний за величиною наведений струм протилежного напрямку, миттєве значення якого пропорційне щільності конвекційного струму, але вже в проміжку сітка-анод.

Якщо щільності конвекційного струму в проміжках катод-сітка і сітка-катод однакові, то результуючий наведений струм у ланцюзі сітки виявиться скомпенсованим, тобто рівним нулю. Це має місце в тому випадку, коли час  $T$  прольоту електронів у проміжку катод-сітка настільки малий, що високочастотна напруга на сітці за час прольоту електронів не встигає істотно змінитися і його можна вважати постійним і рівним миттєвому значенню в початковий момент часу прольоту.

Розглянутий випадок відповідає нерівності  $t_{\text{пр}} \ll T$  і має місце при роботі лампи в діапазоні низьких частот.

У діапазоні НВЧ час прольоту електронів  $t_{\text{пр}}$  у проміжку катод-сітка порівняний із періодом коливач  $T$ . Тому, поки електрони, що вилітають з катода, досягнуть сітки, миттєве значення напруги на ній встигне змінитися. Отже, щільність конвекційного струму в проміжку катод-сітка за час  $t_{\text{пр}}$  перетерпить зміну в порівнянні зі щільністю конвекційного струму, утвореного електронами, що вже пройшли площину сітки і що рухаються в проміжку сітка-анод. Це призведе до того, що наведений у ланцюзі сітки струм не буде скомпенсованим. Таким чином, у діапазоні НВЧ у сітковому ланцюзі лампи має

місце струм, не зв'язаний із захопленням сіткою електронів з протікаючого через її витки електронного потоку, а індукований електронами, що рухаються.

Наявність некомпенсованого наведеного струму в сітковому ланцюзі еквівалентна шунтуванню проміжку катод-сітка деяким опором, величину якого можна визначити за формулою:

$$R_{\text{вх}} = \frac{1}{kSf^2t_{\text{пр}}^2}, \quad (1.2)$$

- де  $k$  – постійний коефіцієнт;  
 $S$  – крутизна характеристики;  
 $f$  – частота напруги, прикладеної до сітки;  
 $t_{\text{пр}}$  – час прольоту електронів у проміжку катод-сітка.

Час прольоту електронами міжелектродних відстаней наочніше характеризувати кутом прольоту електронів від катода до сітки  $\varphi_S = \omega t_{\text{пр}}$ , що показує на скільки зміниться фаза змінної напруги за час прольоту на даній частоті.

Явища в ламповому тріоді ілюструють графіки, приведені на рис. 1.1:

- а) просторово-тимчасова діаграма руху електронів;
- б) тимчасова залежність миттєвої напруги на сітці;
- в і г) тимчасові залежності імпульсів анодного струму і його першої гармоніки.

Аналіз залежностей (рис. 1.1) показує, що якщо час прольоту порівняний з періодом коливань, то частина електронів повертається на катод, не досягнувши сітки й анода. Це веде до зменшення амплітуд як імпульсу анодного струму, так і його першої гармоніки, що відображається еквівалентним зниженням крутизни анодно-сіткової характеристики лампи. Імпульс анодного струму розтягується, кут відсічення анодного струму в порівнянні з його низькочастотним значенням збільшується. Це також зменшує амплітуду першої гармоніки анодного струму. Початок імпульсу анодного струму запізнюється за часом, з'являється зсув фази між керуючою напругою і першою гармонікою

анодного струму. Крутизна анодно-сіткової характеристики  $\tilde{S}_{\text{ср}} = \frac{I_{a1}}{U_c}$  не тільки зменшується, але і набуває комплексного характеру.



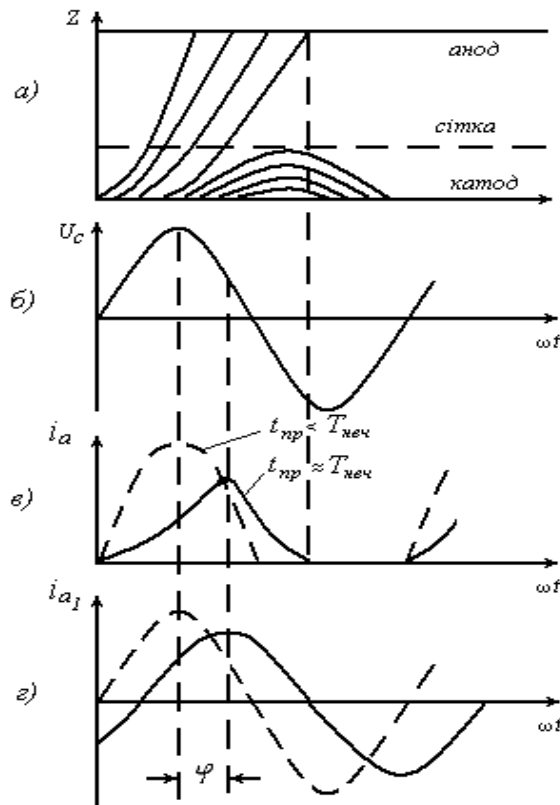


Рис. 1.1

У лампових генераторах НВЧ поява кута  $\varphi_s \neq 0$  відповідно до умови балансу фаз  $\varphi_z + \varphi_s + \varphi_{k'} = 0$  (при  $\varphi_{k'} = 0$ , що виконується на практиці) викликає розбалансування навантаження:  $\varphi_z \neq 0$ . У цьому випадку генеруюча потужність визначається за формулою:

$$P_{\omega} = 0,5 I_{a1} U_a \cos \varphi_z$$

з якої випливає, що потужність і ККД зменшуються не тільки за рахунок зменшення амплітуди першої гармоніки анодного струму, але і за рахунок розбалансування навантаження.

При роботі генератора на розбалансування навантаження ( $\varphi_z \neq 0$ ) погіршується також стабільність частоти автогенератора.

Для забезпечення гарних енергетичних співвідношень у ламповому генераторі НВЧ необхідно зменшувати час прольоту електронів. Цього можна досягти зменшуючи міжелектродні відстані і збільшуючи діючі напруги, що прискорюють. Однак зменшення міжелектродних відстаней призводить до зниження потужності генераторних ламп і збільшенню міжелектродних ємкостей. Збільшення анодної напруги знижує навантажувальну здатність генератора.

Облік впливу інерції електронів призводить до ускладнення розрахунку генераторів НВЧ.

Вважають, що якщо довжина хвилі  $\lambda \gg 3\lambda_{кр}$ , де  $\lambda_{кр} = 3 \cdot 10^3 \frac{l_{ск}}{\sqrt{U_c}}$ ,  $l_{ск}$  –

відстань сітка-катод;  $U_c$  – амплітуда напруги між сіткою і катодом; то інерцією електронів можна знехтувати і вести розрахунок використовуючи метод Берга. Значення  $\lambda \approx \lambda_{кр}$  можна вважати межею застосовності лампи.

На практиці використовують й інший, наближений, але даючий задовільні результати, критерій: якщо  $t_{пр} \geq 0.1T_{НВЧ}$  чи  $\varphi_s \leq 36^\circ$ , то вплив інерції електронів при розрахунку не враховують.

### 1.1.3. Вплив міжелектродних ємкостей та індуктивностей введів ламп на роботу лампових генераторів НВЧ. Критерії застосування ламп і особливості їхніх конструкцій

Зі збільшенням робочої частоти міжелектродні ємкості й індуктивності введів лампи стають порівняними з ємкостями й індуктивностями коливальної системи.

Вплив міжелектродних ємкостей та індуктивностей введів виявляється, насамперед у тому, що вони обмежують найвищу частоту генераторної лампи. З урахуванням цих параметрів еквівалентна схема генераторного триода має вид, представлений на рис. 1.2 а. Гранична частота генерації, мабуть, не може бути вища за власну частоту еквівалентної резонансної системи (рис. 1.2 б), що отримується при з'єднанні виводів електродів.

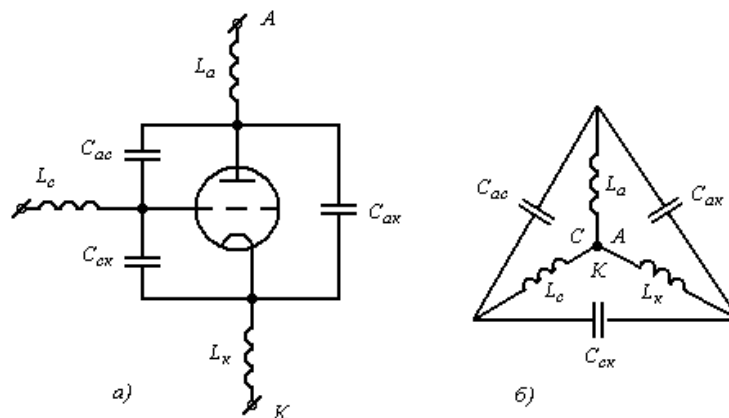


Рис. 1.2

Індуктивності введів, як і міжелектродні ємкості, призводять до додаткових втрат потужності. Найбільший вплив при цьому робить індуктивність катодного вводу, що навіть у вдаливих конструкціях генераторних ламп не може бути малою. На рис. 1.3 а приведена еквівалентна схема вхідного ланцюга генераторної лампи з урахуванням міжелектродної ємкості  $C_{ск}$  і катодної індуктивності  $L_k$ . Протікаючий по цій індуктивності сумарний катодний струм першої гармоніки  $\dot{I}_k$  повинен знаходитись у фазі зі змінною напругою  $\dot{U}_{ск}$ , що діє між сіткою і катодом (рис. 1.3 б). Напряга  $\dot{U}_k = j\omega L_k \dot{I}_k$  випереджає цей струм і напругу  $\dot{U}_{ск}$

по фазі на  $\frac{\pi}{2}$ . Вхідний струм  $\dot{I}_{\text{ВХ}}$  через ємкість  $C_{\text{СК}}$  зсунутий по фазі щодо напруги  $\dot{U}_{\text{СК}}$  також на  $\frac{\pi}{2}$ . Щодо напруги збудження  $\dot{U}_{\text{ВХ}} = \dot{U}_{\text{К}} + \dot{U}_{\text{СК}}$  цей струм має менший фазовий зсув. Активна складова струму  $\dot{I}_{\text{ВХ}}$  обумовлює появу активної провідності вхідного ланцюга  $g_{\text{ВХ}} = \omega^2 L_{\text{К}} S C_{\text{СК}}$  яка зростає зі збільшенням частоти і залежить як від індуктивності катодного виводу, так і від міжелектродної ємкості сітки-катода.

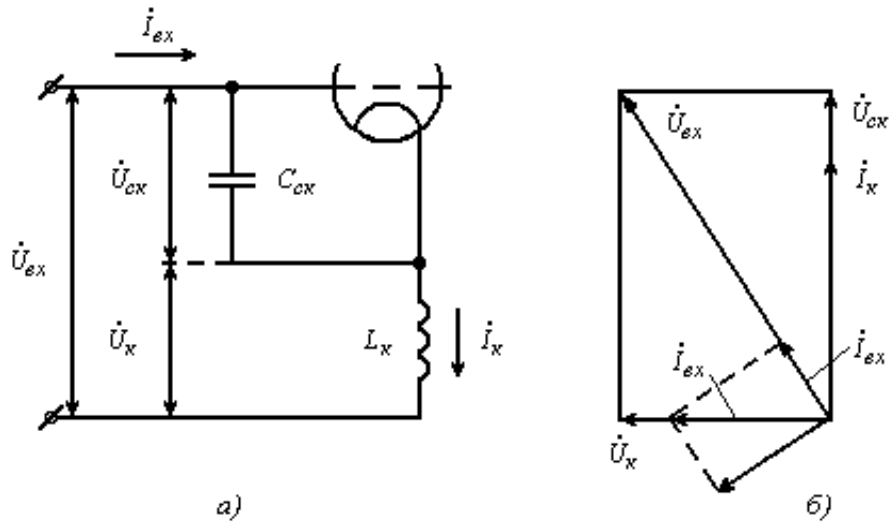


Рис. 1.3

У деяких випадках при малих довжинах хвиль виявляється неможливим одержати досить високий еквівалентний опір коливальної системи, тому доводиться зменшувати зв'язок із навантаженням. Це пояснюється тим, що:

1) із збільшенням частоти еквівалентний опір ненавантаженого контуру  $R_e$  зменшується внаслідок збільшення втрат за рахунок поверхневого ефекту і втрат у діелектрику;

2) з ростом частоти необхідно зменшити добуток  $L_{\text{К}} C_{\text{К}}$ , а завдяки тому що ємкість катода  $C_{\text{К}}$  не може бути менше міжелектродної ємкості, то доводиться зменшувати індуктивність контура, унаслідок чого еквівалентний опір  $R_e = \frac{L_{\text{К}}}{C_{\text{К}} r}$

також зменшується.

У зв'язку з цим при підвищенні частоти порушується умова  $R_e \geq 5R_{\text{ОПТ}}$ , де  $R_{\text{ОПТ}}$ , – оптимальний опір анодного навантаження, необхідний для одержання високого ККД контуру, і генератор у ряді випадків переходить у недонапружений режим. Збільшуються втрати на аноді, знижуються генеруюча потужність і передана потужність, а також ККД генератора.

Оскільки одержання високого еквівалентного опору  $R_{e \text{ ХХ}}$  в діапазоні НВЧ зв'язано з великими труднощами, режим роботи лампи вибирають так, щоб оптимальний опір анодного навантаження був по можливості малим. Це

призводить до необхідності зниження анодної напруги в лампах (опір навантаження, якого вимагає лампа  $R_{\text{опт}} = \frac{U_k}{I_{a1}} = \xi \frac{E_a}{I_{a1}}$ , і для його зниження потрібно зменшити напругу  $E_a$ , коефіцієнт  $\xi$  і підвищити струм  $I_{a1}$  велике зниження коефіцієнта  $\xi$  небажане, тому що при цьому зменшується електронний ККД генератора).

Для зменшення впливу міжелектродних емкостей й індуктивностей введів поверхню електродів вибирають мінімальною, а вводи виконують у вигляді дисків або циліндрів. Така конструкція лампи дозволяє зручно сполучити лампу з коливальною системою у вигляді відрізка коаксимальної лінії. Для зменшення втрат у діелектрику і підвищення механічної твердості балона скло замінюють спеціальними сортами кераміки. Це дозволяє зменшити відстань між електродами в лампах малої і середньої потужності до десятих частин міліметра, що в значній мірі знижує вплив інерційних явищ у лампі.

Зменшення активних втрат у стінках резонаторів і металевих введів лампи досягається за рахунок покриття цих елементів тонким пластом срібла, золота.

На рис. 1.4 показана типова конструкція генераторного металокерамічного тріода.

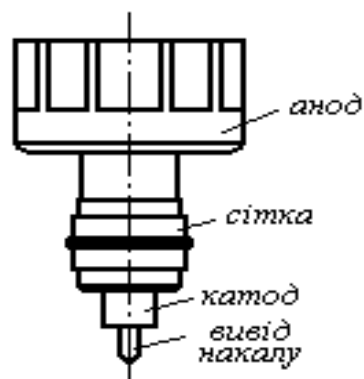


Рис. 1.4

При підвищенні робочої частоти збільшується роздільна здатність радіолокаційних станцій і завадостійкість, щільність переданої інформації в зв'язній апаратурі і т.д. Тому основні напрямки в розвитку тріодів і тетродів НВЧ – це підвищення потужності, що віддається, ККД і частотної межі.

У даний час промисловість випускає генераторні лампи НВЧ, що дозволяють одержати при безупинному генеруванні в дециметровому діапазоні хвиль рівні потужності в кілька сотень кіловатт із ККД 60...70 %. В імпульсному режимі вони дозволяють отримати потужності до одиниць мегават.

Металокерамічні лампи мають широкий діапазон перебудови робочої частоти, добру лінійність характеристик. Малопотужні металокерамічні тріоди працюють на частотах до 10 ГГц.

#### 1.1.4. Особливості роботи транзисторних генераторів у діапазоні НВЧ

Напівпровідникові прилади мають ряд особливостей генерування НВЧ потужності. На надвисокій частоті виявляється залежність величини струму колектора і бази від частоти вхідної напруги, що обумовлена впливом інерції носіїв зарядів напівпровідникового приладу. При збільшенні частоти зменшується амплітуда першої гармоніки колекторного струму, збільшуються втрати в колі бази, з'являються зсуви фаз між струмом колектора і напругою бази-емітера. Це призводить до зниження потужності і ККД генератора.

Зменшення першої гармоніки колекторного струму і потужності відбувається через наступні причини.

1. Збільшення частоти викликає збільшення струму через ємність емітерного переходу. При цьому збільшується спадання напруги на базовому опорі, напруга на переході внаслідок цього зменшується. У результаті зменшується надходження носіїв зарядів струму з емітера в базу, зменшується струм емітера, а отже струм колектора і його перша гармоніка.

2. При великих кутах прольоту частина носіїв зарядів після зміни полярності напруги на базі повертається назад в емітер, що також призводить до зменшення величини струму колектора.

3. На надвисокій частоті з'являється зсув фази між струмом колектора і напругою збудження. Внаслідок впливу інерції носіїв зарядів струм колектора відстає від напруги на базі на кут  $\varphi_s$ . Зміна кута  $\varphi_s$  призводить до зміни частоти генеруючих коливань, генератор працює на балансване навантаження і його потужність  $P = 0,5 I_{1K} U_K \cos \varphi_z$  зменшується.

4. На надвисокій частоті виявляється ефект витискування, пов'язаний з витісненням носіїв заряду до країв емітера. Суть ефекту витискування полягає в тому, що зі збільшенням частоти сигналу збільшується струм зсуву через емітерний перехід і щільність струму визначається не площею емітера, а його периметром.

Для збільшення робочої частоти відстань між емітером і базою, а також їхня товщина повинні бути зменшені. Однак, щоб збільшити робочу потужність, необхідно створити велику поверхню емітера, бази і колектора. Тому структура НВЧ транзистора завжди є періодичною.

Збільшення периметра досягається шляхом виготовлення багатоемітерних структур у вигляді гребінки із зубцями, розташованими по одну чи з обох сторін від загальної струмоведучої доріжки решітки (рис. 1.5).

Вихідна потужність НВЧ транзистора може бути збільшена шляхом збільшення його розмірів. Гранично можливий розмір визначається вхідним опором. Найбільш істотним фактором, що обмежує вихідну потужність, є нагрівання приладу.

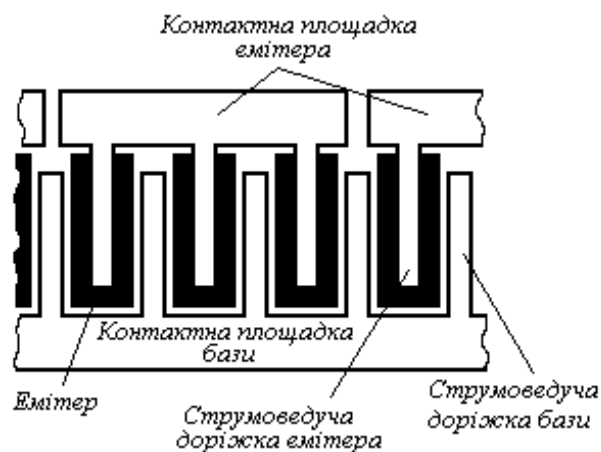


Рис. 1.5

Щільність теплової енергії кремнієвих НВЧ приладів складає  $25...50 \text{ кВт/см}^2$ . Германієві прилади витримують потужність у 4-5 разів меншу через більш низьку теплопровідність. Характер обмежень, пов'язаних з генеруванням НВЧ твердотілими приладами, обумовлює неможливість одержання від одного приладу в діапазоні НВЧ середньої потужності в один кіловат чи вище. У транзисторах з великою площею структури, що працюють при великих потужностях, розподіл щільності струму по площі структури може стати нерівномірним, а отже і нестабільним. Ця нестабільність призводить до стягування струму у вузький "шнур" і зрештою – до вторинного пробоя колекторного переходу.

Ефективним засобом запобігання "шнурування" струму служить дроблення транзисторної структури на безліч елементарних транзисторів, об'єднаних загальним тепловідводом (колектором), що включаються в загальне коло через струмостабілізуючі резистори  $R$  (рис. 1.6). Для цієї ж мети призначені більш складні багатоеміторні структури транзисторів.

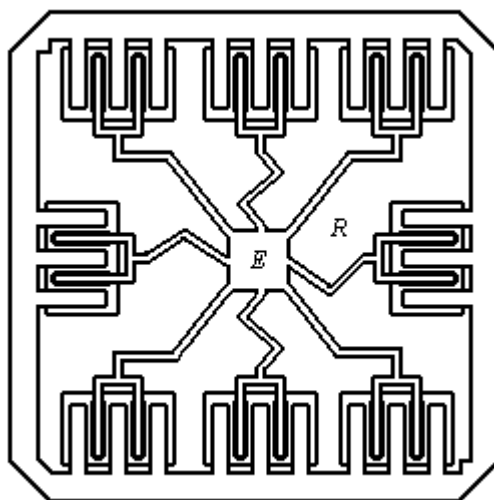


Рис. 1.6

Існуючі НВЧ транзистори дозволяють конструювати автогенератори і підсилювачі потужності, що ефективно працюють на частоті порядку одиниць гігагерц. На частотах приблизно до 1 ГГц звичайно використовують зосереджені ємкості й індуктивності, на більш високих частотах коливальна система реалізується на полоскових лініях.

### 1.1.5. Ламповий автогенератор НВЧ на тріоді

Найбільш розповсюдженими схемами генераторів на НВЧ є схеми із загальною сіткою. Це обумовлено конструктивними особливостями ламп, мінімальними паразитними зв'язками, зручністю настроювання і подачею живлячих напруг. У лампах НВЧ індуктивності вводів малі і зв'язок визначається, в основному, ємкостями. Ємкість анод-катод  $C_{ак}$  у 50...100 разів менша ємкостей  $C_{ас}$  і  $C_{ск}$ , тому використання схеми із загальною сіткою в підсилювачах потужності збільшує стійкість і надійність роботи передавача.

В автогенераторах використання схеми із загальною сіткою дозволяє шляхом введення додаткового зворотного зв'язку здійснити регулювання режиму.

Наявність двох контурів в автогенераторах забезпечує можливість роздільного регулювання частоти генерації, зв'язки з навантаженням і величини коефіцієнта зворотного зв'язку.

Схема автогенератора із загальною сіткою на тріоді приведена на рис. 1.7. Так як зв'язок через ємкість  $C_{ак}$  звичайно недостатній для самозбудження, то для поліпшення збудження включений додатковий зворотний зв'язок між контурами.

Колівальну систему лампового автогенератора із загальною сіткою утворюють два контури, зв'язаних через міжелектродну ємкість  $C_{ак}$ . Як індуктивності анодно-сіткового і катодно-сіткового контурів використовуються короткозамкнуті відрізки двопровідних чи коаксіальних ліній.

Як конденсатори в схемі застосовують міжелектродні ємкості лампи  $C_{ак}$ ,  $C_{ск}$ ,  $C_{ас}$ . Таким чином, схему автогенератора на НВЧ можна замінити еквівалентною (рис. 1.8).

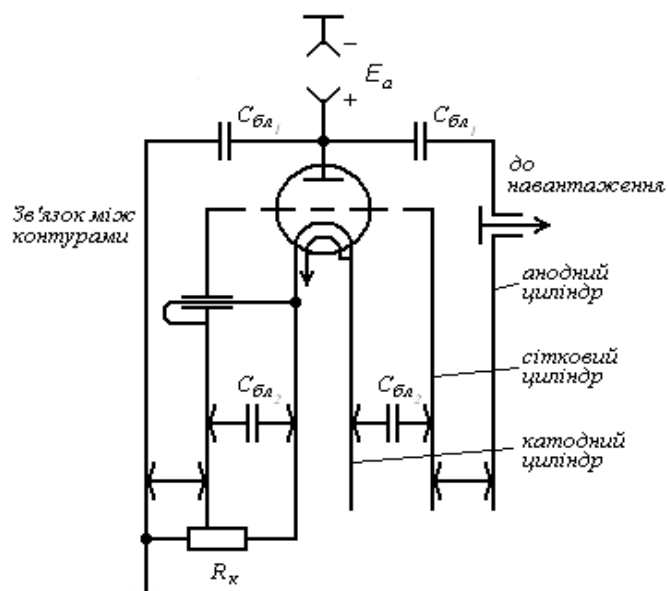


Рис. 1.7

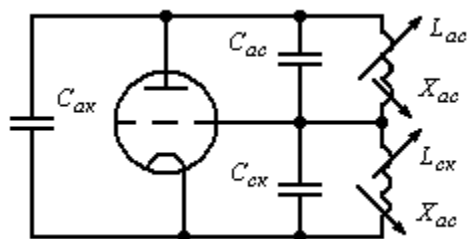


Рис. 1.8

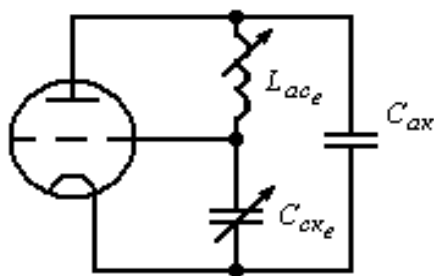


Рис. 1.9

Опір  $x_{ак}$  має ємкісний характер:

$$x_{ак} = -j \frac{1}{\omega C_{ак}} < 0. \quad (1.3)$$

Для виконання умов самозбудження автогенератора:



$$\begin{cases} x_{ак} + x_{ск} + x_{ас} = 0 \\ K_{33} = \frac{x_{ск}}{x_{ак}} > 0; K_{33} > K_{33\min} = \frac{1}{SR_e} + D; \end{cases} \quad (1.4)$$

Опори  $x_{ск}$  і  $x_{ак}$  повинні мати однаковий знак, тобто  $x_{ск} < 0$ . Отже, автогенератор із загальною сіткою повинен бути ємкісною триточкою.

Наявність в автогенераторі ємкісного зв'язку  $x_{ак}$  визначає те, що на власній частоті коливальної системи, що практично збігається з частотою генеруючих коливань,  $x_{ас} > 0$ ,  $x_{ск} < 0$ ,  $x_{ак} < 0$ . Еквівалентна схема автогенератора на робочій частоті приведена на рис. 1.9.

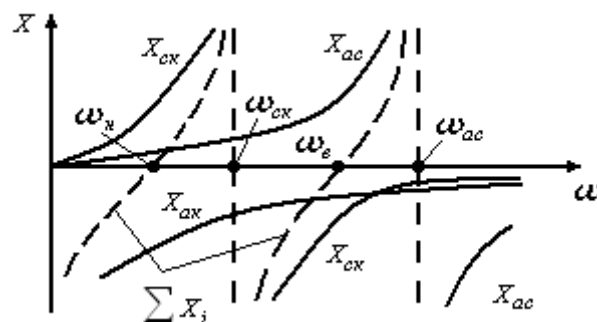


Рис. 1.10

Визначимо власні частоти коливальної системи автогенератора. Для цього скористаємося рис. 1.10, на якому зображені реактивні опори обох контурів автогенератора і міжелектродної ємності  $C_{ак}$ . Складаючи всі ці опори, одержуємо повний реактивний опір усієї коливальної системи  $\sum x_i$ . Криві графіків показують, що коливальна система має дві власні частоти (частоти зв'язку): нижню  $\omega_н$ , що розташовується нижче власних частот контурів, і верхню  $\omega_в$ , що розташовується між власними частотами контурів. Однак тільки для верхньої власної частоти коливальної системи можуть виконуватися зазначені вище умови самозбудження, оскільки на верхній частоті знак опору  $x_{ас}$  протилежний знакам опорів  $x_{ак}$  і  $x_{ск}$ .

Важливою обставиною є те, що добротність анодно-сіткового контуру вища, ніж катодно-сіткового, який шунтується малим вхідним опором каскаду. Його верхня частина близька до власної частоти анодно-сіткового контуру.

Розглянемо основні співвідношення в автогенераторі із загальною сіткою, що дозволяють забезпечити задану частоту генерації й оптимальний режим роботи генераторної лампи, що, як відомо, забезпечується при визначеному значенні коефіцієнта зворотного зв'язку.

Виходячи з еквівалентної схеми, резонансну частоту коливальної системи автогенератора (рис. 1.9) знаходимо за формулою:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{C_{ак} + C_{ск_е}}{L_{ас_е} C_{ак} C_{ск_е}}}, \quad (1.5)$$

де  $C_{ск_е}$  – еквівалентна ємкість сітково-катодного контуру;

$L_{ас_е}$  – еквівалентна індуктивність анодно-сіткового контуру.

З огляду на те, що:

$$K_{33} = \frac{x_{ск}}{x_{ак}} = \frac{C_{ак}}{C_{ск_е}}, \quad (1.6)$$

формулу (1.5) запишемо у вигляді

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1 + K_{33}}{L_{ас_е} C_{ак}}}. \quad (1.7)$$

З виразів (1.6) і (1.7) знаходимо:

$$C_{ск_е} = \frac{C_{ак}}{K_{33}}; \quad L_{ас_е} = \frac{1 + K_{33}}{\omega_0^2 C_{ак}}. \quad (1.8)$$

Співвідношення (1.8) дозволяють визначити ємкість  $C_{ск_е}$  й індуктивність  $L_{ас_е}$ , якщо задана генеруюча частота  $\omega_0$ , необхідний коефіцієнт зворотного зв'язку  $K_{33}$ , ємкість зв'язку  $C_{ак}$ . Визначимо індуктивності анодно-сіткового  $L_{ас}$  і катодно-сіткового  $L_{ск}$  контурів за величинами  $L_{ас_е}$  і  $C_{ск_е}$  й оцінимо їхній вплив на частоту генеруючих коливань  $\omega_0$  і коефіцієнт зворотного зв'язку  $K_{33}$ . Для цього спочатку прирівняємо опори анодно-сіткових кіл, зображених на рис. 1.8 і 1.9:

$$\frac{1}{j\omega_0 C_{ас} + \frac{1}{j\omega_0 L_{ас}}} = j\omega_0 L_{ас_е}.$$

$$\frac{j\omega_0 L_{ас}}{1 + \omega_0^2 C_{ас} L_{ас}} = j\omega_0 L_{ас_е}; \quad L_{ас} = L_{ас_е} - \omega_0^2 C_{ас} L_{ас} L_{ас_е}; \quad (1.9)$$

$$L_{ас} \left( + \omega_0^2 C_{ас} L_{ас_е} \right) = L_{ас_е};$$

$$L_{ас} = \frac{L_{ас_е}}{1 + \omega_0^2 C_{ас} L_{ас_е}}.$$

Підставляючи в рівність (1.9) вираз (1.8), при  $K_{33} \ll 1$ , що виконується на практиці знаходимо:

$$L_{ас} = \frac{1 + K_{33}}{\omega_0^2 \left[ C_{ак} + C_{ас} \left( + K_{33} \right) \right]} \approx \frac{1}{\omega_0^2 \left( C_{ак} + C_{ас} \right)}. \quad (1.10)$$

З формули (1.10) видно, що

$$\omega_0 \approx \frac{1}{\sqrt{L_{ac} C_{ак} + C_{ac}}} \quad (1.11)$$

Залежність частоти генератора  $\omega_0$  від індуктивності  $L_{ac}$  показана на рис. 1.11. Для спрощення побудови передбачається, що індуктивність сітково-катодного резонатора не залежить від зміни частоти генеруючих коливань  $\omega_{ск} = \text{const}$ .

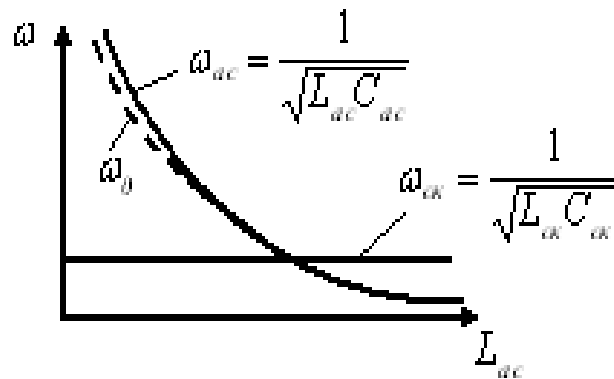


Рис. 1.11

З виразу (1.11) і графіка (рис. 1.11) випливає, що генеруюча частота залежить, в основному, від індуктивності анодно-сіткового контуру. Настроювання катодно-сіткового контуру на генеруючу частоту майже не впливають.

Аналогічно визначимо індуктивність катодно-сіткового контуру:

$$j\omega_0 C_{ск} + \frac{1}{j\omega_0 L_{ск}} = j\omega_0 C_{ске};$$

$$C_{ск} - \frac{1}{\omega_0^2 L_{ск}} = C_{ске}; \quad (1.12)$$

$$L_{ск} = \frac{1}{\omega_0^2 (C_{ск} - C_{ске})}$$

Підставляючи в останню формулу вираз (1.6), знаходимо:

$$L_{ск} = \frac{K_{33}}{\omega_0^2 (K_{33} C_{ск} - C_{ске})} \quad (1.13)$$

З виразу (1.13) виходить:

$$K_{33} = L_{ск} \omega_0^2 K_{33} C_{ск} - L_{ск} \omega_0^2 C_{ак};$$

$$K_{33} (K_{33} \omega_0^2 C_{ск} - 1) = L_{ск} \omega_0^2 C_{ак};$$

$$K_{33} = \frac{C_{ак}}{C_{ск}} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \frac{1}{L_{ск}C_{ск}}}; \quad (1.14)$$

$$K_{33} = \frac{C_{ак}}{C_{ск}} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_{ск}^2};$$

де  $\omega_{ск} = \frac{1}{\sqrt{L_{ск}C_{ск}}}$ .

Таким чином, перебудова катодно-сіткового контуру дуже впливає на коефіцієнт зворотного зв'язку, що також залежить від генеруючої частоти, а, отже, і від перебудови анодно-сіткового контуру. Тому при перебудові генеруючої частоти шляхом зміни індуктивності  $L_{ac}$  для збереження необхідного коефіцієнта необхідно перебудовувати також індуктивність  $L_{ск}$ .

Залежність частот  $\omega_0$ ,  $\omega_{ac}$ ,  $\omega_{ск}$  і коефіцієнта зворотного зв'язку від індуктивності  $L_{ск}$  приведена на рис. 1.12. Із графіка  $\omega = f(L_{ск})$  випливає, що фазові умови самозбудження виконуються при  $L_{ск} \geq L_{min}$ , а частота генерації  $\omega_0$  практично не залежить від індуктивності  $L_{ск}$ .

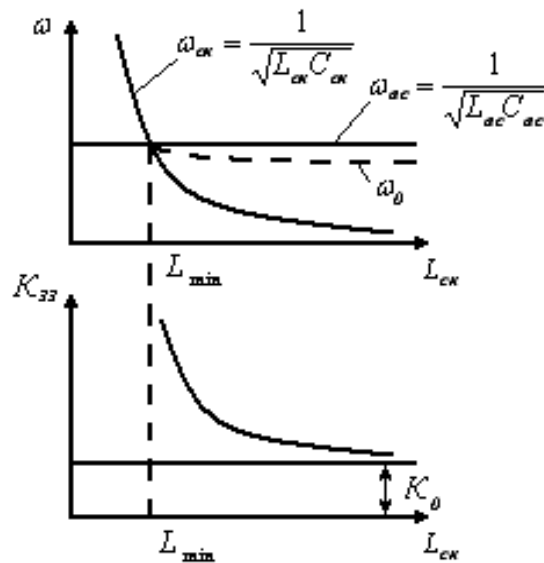


Рис. 1.12

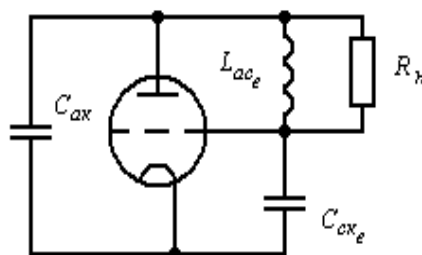


Рис. 1.13

Підключення навантаження впливає на параметри контурів і, отже, на характеристики автогенератора. Зокрема, вплив активних опорів на коефіцієнт зворотного зв'язку в деяких випадках може стати значним, приводячи до зміни фази зворотного зв'язку і внаслідок цього до погіршення умов роботи автогенератора.

У практичних схемах з навантаженням, як правило, зв'язаний анодно-сітковий контур. Позначивши через  $G_H$  активну провідність, еквівалентну потужність  $P_\omega$ , що віддається в навантаження і віднесеної до напруги на анодному контурі, схему (рис. 1.9) перетворимо до виду, зображеному на рис. 1.13.

Тоді:

$$P_\omega = \frac{1}{2} U_a^2 G_H;$$

$$G_H = \frac{2P_\omega}{U_a^2} \cong \frac{2P_\omega}{\xi^2 E_a^2}.$$

Для виконання фазової умови самозбудження і забезпечення  $\varphi_k \approx 0$  потрібно, щоб активна провідність була:

$$G_H \ll \frac{1}{\omega_0 L_{ac_e}}; G_H = g_H + jb_H \quad (1.15)$$

З огляду на те, що при  $K_{33} \ll 1$ ;  $L_{ac_e} \cong \frac{1}{\omega_0^2 C_{ак}}$  умову (1.15) запишемо у

вигляді:

$$\omega_0 C_{ак} \gg \frac{2P_\omega}{\xi^2 E_a^2}.$$

При

$$\xi^2 = \frac{2}{3}; \omega_0 C_{ак} \gg \frac{3P_\omega}{E_a^2}.$$

Невиконання цієї умови призведе до того, що фазовий кут не буде близьким до нуля і лампа буде працювати на незбалансоване коло, що знизить її ККД.

## 1.2. Коливальні системи лампових генераторів на НВЧ

Коливальні системи генераторів НВЧ діапазону мають складну структуру і складаються із зовнішніх реактивностей, міжелектродних ємкостей і індуктивностей введів генераторних ламп.

Коливальні системи генераторів НВЧ діапазону повинні відповідати наступним вимогам:

- 1) настроюватися в резонанс на задану хвилю чи діапазон хвиль;

- 2) мати необхідну величину резонансного опору;
- 3) мати високу добротність;
- 4) мати високу еталонність (тобто здатність зберігати свої параметри при зміні зовнішніх умов).

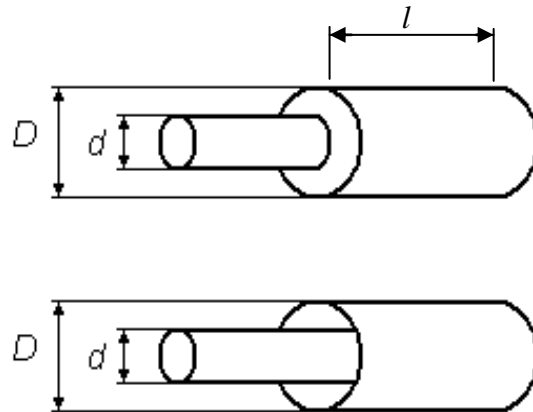


Рис. 1.14.

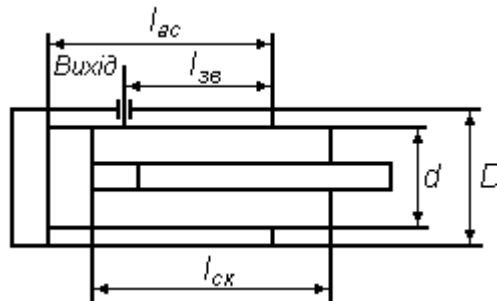


Рис. 1.15.

Цим вимогам найкраще задовольняють коливальні системи із розподіленими параметрами, до яких відносяться відкриті двопровідні лінії, коаксіальні відрізки ліній. Коливальні системи з короткозамкнених коаксіальних ліній (рис. 1.14) у порівнянні з коливальними системами інших типів мають ряд переваг:

- малі високочастотні втрати за рахунок великих провідних поверхонь і відсутності випромінювання в простір (велика добротність  $Q$ );
- простота сполучення з лампою (єдність конструкції генератора).

При розрахунку визначають діаметри циліндрів ( $D$  і  $d$ ) і довжину резонаторів  $\ell$  (рис. 1.14).

Вхідний опір короткозамкненого відрізка довгої лінії (рис. 1.15)

$$x_p = Z_B \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_B} \ell, \quad (1.16)$$

де:  $\ell$  – довжина коаксіальної лінії;

$Z_B = 138 \lg \frac{D}{d}$  – характеристичний опір резонатора;

$D$  і  $d$  – діаметри відповідно зовнішнього та внутрішнього циліндрів резонатора;

$\lambda_B = \frac{C}{f_0 \sqrt{\epsilon \mu}}$  – довжина хвилі генератора в лінії;

$f_0$  – частота генератора;

$$C = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}};$$

$\epsilon, \mu$  – відповідно діелектрична і магнітна проникності середовища.

Залежність вхідного опору короткозамкненої довгої лінії від довжини лінії показана на рис. 1.16. Довжину анодно-сіткового і катодно-сіткового резонаторів визначають з виразу (1.16):

$$\ell = \frac{\lambda_B}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{x_p}{Z_B}. \quad (1.17)$$

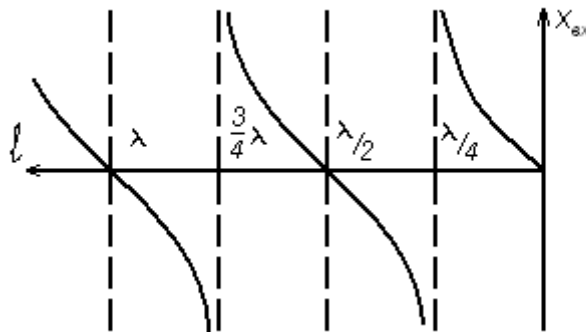


Рис. 1.16

Еквівалентні індуктивності контурів (резонаторів) знаходять з умови рівності їхніх реактивних опорів вхідним опорам короткозамкнених відрізків довгих ліній. Для анодно-сіткового контуру:

$$x_{p_{ac}} = \omega_0 L_{ac} = \frac{1}{\omega_0 \left[ \Gamma_{ак} + \left( + K_{33} \overline{C}_{ac} \right) \right]}; \quad (1.18)$$

тоді:

$$\ell_{p_{ac}} = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{1 + K_{33}}{Z_{B_{ac}} \omega_0 \left[ \Gamma_{ак} + \left( + K_{33} \overline{C}_{ac} \right) \right]} + \frac{n\lambda}{2} \quad (1.19)$$

Для катодно-сіткового контуру:

$$x_{p_{ck}} = \omega_0 L_{ck} = \frac{K_{33}}{\omega_0 \left[ K_{33} C_{ck} - C_{ак} \right]}; \quad (1.20)$$

тоді:

$$\ell_{p_{ck}} = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{K_{33}}{Z_{B_{ck}} \omega_0 \left[ K_{33} C_{ck} - C_{ак} \right]} + \frac{n\lambda}{2}. \quad (1.21)$$

Відзначимо, що в деяких випадках може виявитися  $C_{ак} > K_{33} C_{ck}$ . Це відповідно до формули (1.20) означає, що для одержання правильного режиму автогенератора необхідно, щоб вхідний опір катодно-сіткового резонатора був

не індуктивним, а ємкісним. Тому довжина лінії  $l_{\text{ск}}$  (при  $n=0$ ) повинна бути більшою, ніж  $\lambda/4$  (рис. 1.16).

Щоб уникнути негативного значення арктангенса у виразі (1.21), скористаємося тим, що:

$$x_{\text{рск}} = Z_{B_{\text{ск}}} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l = -Z_{B_{\text{ск}}} \operatorname{tg} \left( \pi - \frac{2\pi}{\lambda} l \right),$$

звідки:

$$l_{\text{ск}} = \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arctg} \left( -\frac{x_{\text{рск}}}{Z_{B_{\text{ск}}}} \right) + n \frac{\lambda}{2},$$

і остаточно:

$$l_{\text{ск}} = \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arctg} \left( \frac{K_{33}}{Z_{B_{\text{ск}}} \omega_0 (C_{\text{ак}} - K_{33} C_{\text{ск}})} \right) + \frac{n\lambda}{2}. \quad (1.22)$$

Змінюючи довжину резонаторів, здійснюють настроювання автогенератора. Метою настроювання є одержання максимальної потужності при заданій частоті коливань.

Частота регулюється пересуванням поршня анодно-сіткової лінії. Для настроювання на максимальну потужність використовується регулювання зв'язку з навантаженням і регулювання положення поршня катодно-сіткової лінії. Регулювання зв'язку з навантаженням необхідне для одержання оптимальної величини опору коливальної системи  $R_e$  для першої гармоніки анодного струму.

Для тріодних генераторів НВЧ характерним є взаємний вплив регулювань. Тому при настроюванні застосовують метод послідовних наближень.

Доцільно прийняти наступний порядок настроювання:

1) анодно-сітковим плунжером настроюють генератор на необхідну частоту (з використанням частотоміра);

2) регулюючи зв'язок з навантаженням, зміною опору  $R_e$  досягають максимуму потужності в навантаженні;

3) повторюючи регулювання зв'язку з навантаженням при різних значеннях коефіцієнта зворотного зв'язку (різні положення катодно-сіткового плунжера), досягають найбільшого значення потужності в навантаженні;

4) регулюванням анодно-сіткового плунжера підстроюють генератор на потрібну частоту.

### 1.3. Підсилювачі потужності НВЧ і помножувачі частоти

Лампові підсилювачі потужності і помножувачі частоти знаходять широке застосування в діапазоні НВЧ. У порівнянні з транзисторними і діодними генераторами НВЧ вони в даний час розвивають великі потужності, особливо в імпульсному режимі. Від спеціальних електронних приладів НВЧ (клістронів,



ЛЗХ і т.п.) їх відрізняють простота конструкції, малі габаритні розміри, маса, менша вартість.

У роботі підсилювачів потужності НВЧ є ряд особливостей.

Провідність вхідного кола генераторної лампи в діапазоні НВЧ набуває комплексного характеру і може бути значною. Це ускладнює завдання узгодження вхідного кола генератора з джерелом збудження. Найбільш просто завдання узгодження у вхідного кола вирішується шляхом застосуванням настроюваних резонансних кіл, що включають у себе індуктивності відповідних виводів і вхідну міжелектродну ємність. Цим пояснюється широке застосування у НВЧ діапазоні двоконтурних схем генераторів.

Реактивності лампи створюють паразитні зв'язки між входом і виходом підсилювача потужності. З ростом частоти ступінь зв'язку збільшується, що може призвести до втрати стійкості і самозбудження підсилювача. Паразитні зв'язки мінімальні в схемі із загальною сіткою, тому що прохідна ємність  $C_{ак}$  у 50...100 разів менша емкостей  $C_{ас}$  і  $C_{ск}$  тому підсилювачі потужності будуються, в основному, за цією схемою.

При розрахунку підсилювача із загальною сіткою використовують наступні співвідношення.

Потужність, затрачена на збудження каскаду:

$$P_{вх} = \frac{1}{2} I_{к1} U_c = \frac{1}{2} I_{c1} U_c + \frac{1}{2} I_{a1} U_c,$$

де:  $U_c$  – амплітуда напруги на сітці;

$I_{к1}$ ,  $I_{a1}$  – амплітуди відповідно першої гармоніки катодного й анодного

струмів. Потужність, що розвивається у вихідному контурі:

$$P_{вих} = \frac{1}{2} U_{ас} I_{a1} = \frac{1}{2} U_a I_{a1} + \frac{1}{2} U_c I_{a1},$$

де:  $U_{ас}$  – амплітуда змінної напруги між анодом і сіткою.

Коефіцієнт підсилення потужності, без врахування втрат у контурах обчислюють за формулою:

$$K_p = \frac{0,5U_a I_{a1} + 0,5U_c I_{a1}}{0,5U_c I_{c1} + 0,5U_c I_{a1}}.$$

На практиці коефіцієнт підсилення потужності підсилювачів із загальною сіткою має величину порядку 5...8 дБ.

Порівняно малий коефіцієнт підсилення потужності є недоліком тріодних підсилювачів із загальною сіткою.

Принципові електричні і конструктивні схеми двоконтурних автогенераторів і підсилювачів потужності майже не відрізняються. Розходження полягає в тому, що, замість елемента, що забезпечує додатковий зворотний зв'язок між контурами, включається елемент зв'язку зі збуджувачем (рис. 1.17).

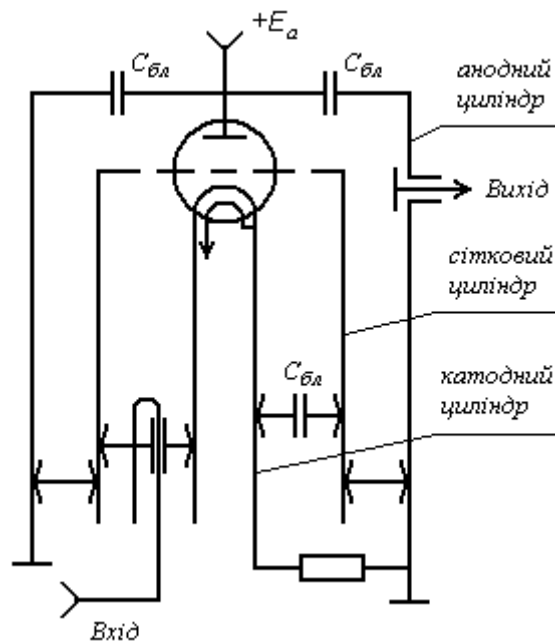


Рис. 1.17

Застосовують два види компоновання підсилювачів потужності: однобічне і двобічне.

Варіант однобічної конструкції підсилювача потужності зручний для ламп із повітряним охолодженням, у яких радіатор повітряного охолодження (анод) має діаметр більший, ніж в інших електродах. Зовнішній циліндр з'єднаний з анодом лампи. Внутрішні циліндри підключені до виводів сітки і катода й утворюють відповідно анодно-сітковий і сітково-катодні контури. Коаксіальні лінії закорочені поршнями. Контури настроюються зміною довжин ліній шляхом зміщення поршнів. Зв'язок із збудником – трансформаторний, з навантаженням – ємкісний.

Двосторонню конструкцію реалізують на лампах, у яких найбільша має висота сітки. В одному з варіантів такого підсилювача (рис. 3.18) зовнішній циліндр з'єднаний із виводами сітки і є загальним для вхідного і вихідного контурів. Внутрішній циліндр вихідного контуру служить продовженням анода лампи, а у вхідному – катода. Зв'язок з навантаженням – трансформаторний, зі збудником – ємкісний.

Трансформаторний зв'язок здійснюється за допомогою петлі, включеної між зовнішнім пластом і внутрішнім проводом фідера. Змінювати зв'язок можна повертаючи площину петлі чи переміщаючи її вздовж лінії. Для зменшення розмірів петлю розташовують у пучностях струму.

Елемент ємкісного зв'язку виконується у вигляді пластини на кінці штиря, яким закінчується внутрішній провід фідера. Регулюють зв'язок зміною глибини занурення пластини в резонатор чи переміщенням уздовж нього. Для зменшення поверхні пластину розташовують на перетині лінії з невеликою напругою.

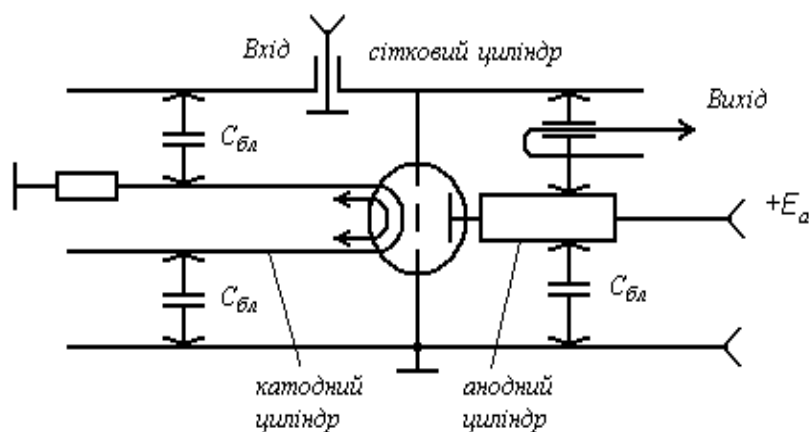


Рис. 1.18

Сітка і зовнішній циліндр заземлені по постійному струму, що зручно при експлуатації. Блокувальні конденсатори  $C_{бл1}$  і  $C_{бл2}$  вбудовані в поршні і відокремлюють відповідно анод і катод від сітки за постійною напругою. У коло катода включений резистор, що забезпечує автозміщення за рахунок проходження постійної складової катодного струму.

Застосування коаксіальних ліній полегшує побудову кіл живлення, оскільки труби використовують для подачі постійної напруги і заземлення корпуса підсилювача. Стінки труб ліній виконують функції блокувальних дроселів.

Поряд із тріодами в діапазоні НВЧ розроблені й застосовуються металокерамічні променеві тетроди. Підсилювачі на променевих тетродах також будують за схемою із загальною сіткою (рис. 1.19). Вхідний контур підключений між катодом і керуючою сіткою. Навантаження підключається до вихідного контуру, що зв'язані з анодом і екранною сіткою. Екранна і керуюча сітки мають однаковий потенціал за високою частотою і розділені за постійною напругою блокувальним конденсатором  $C_{бл4}$ .

Висока постійна напруга, приблизно рівна анодній і подана на сітку, що екранує, знижує вплив "пролітних" явищ, збільшуючи швидкість електронів. Крім того, у тетродних генераторах досягається велике значення коефіцієнта підсилення за потужністю за рахунок великої крутизни анодно-сіткових характеристик і малих у порівнянні з тріодами рівних потужності струмів керуючої сітки.

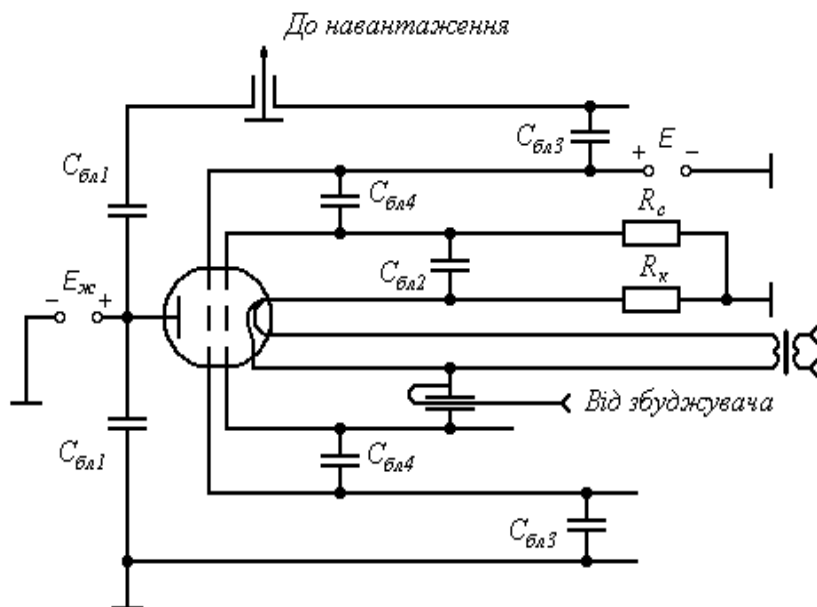


Рис. 1.19.

Лампові помножувачі частоти також будують за схемою із загальною сіткою, що пов'язано з конструктивними особливостями лампи. На відміну від підсилювачів потужності, вхідне і вихідне коло помножувачів частоти працюють на різних частотах, що істотно послаблює паразитні зв'язки між каскадами та збільшує стійкість і надійність роботи передавача. Із ростом кратності множення ККД падає, тому обмежуються подвоєнням чи потроєнням частоти.

Конструкції ламп безупинно вдосконалюють. Розроблено підсилювальні прилади, що дозволяють отримати імпульсну потужність десятимегаватного рівня при робочих частотах до декількох сотень мегагерц.

Підсилювальні прилади великої потужності мають ряд особливостей. Коливальна система в таких приладах виконується як єдине ціле з електронною частиною лампи й розміщується всередині вакуумної оболонки. Це дозволяє знизити втрати в з'єднаннях лампи з резонаторами і зменшити їхню еквівалентну ємність. Катоди лампи роблять циліндричними, ґратчастими, що знижує їхню індуктивність і підвищує струм емісії. Для зменшення струмів сіток електроди конструюють з урахуванням оптичних (променевих) властивостей електронного потоку.

Прикладами таких надпотужних ламп із сітковим керуванням є резнатрон і коаксіатрон.

Резнатрон є різновидом потужного променевого тетрода.

Конструкція його розбірна. Коливальна система в нього складається з коаксіальних резонаторів, розташованих по обидва боки лампи. Вхідний резонатор включений між керуючою сіткою і катодом, вихідний – між анодом і сіткою, що екранує. Керуюча й екрануюча сітки з'єднані між собою високою частотою через міжелектродну ємність. У цьому випадку тетрод перетворюється у своєрідний тріод із дуже зменшеною ємністю  $C_{ак}$ , а схема підсилювача – у схему із загальною сіткою, при якій стійкість підсилювача

значно підвищується. Структура електронного потоку і кільцева конструкція електронів показані на рис. 1.20.

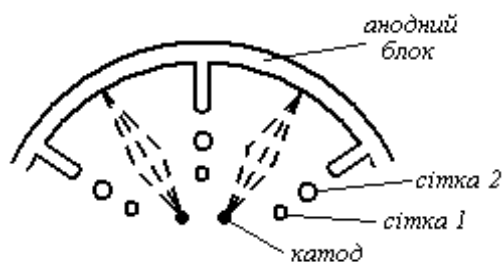


Рис. 1.20.

Резнатрон є порівняно широкопasmовим приладом. Це пояснюється тим, що він працює при великих струмах емісії (близько 100 А) і порівняно малій анодній напрузі (приблизно 10 кВ), що відповідає малому опору  $R_e$  коливальної системи.

Коаксітрон являє собою з'єднання ідентичних електронно-оптичних секцій, розташованих коаксіально у вигляді кругових решіток навколо циліндричного анода. Кожна така секція є, по суті справи, окремим тріодом із заземленою сіткою, що має матричний оксидний катод прямого розжарення, двопластову сітку і загальний для всіх тріодів анод (рис. 1.21).

У конструкції коаксітрону об'єднані автономні вхідна і вихідна високочастотні кола і власне простір взаємодії електронного потоку з полем. Таким чином, виключається необхідність мати спай кераміки з металом, на які діють великі високочастотні напруги і струми. Великі напруги розвиваються всередині корпусу, де підтримується високий вакуум, завдяки чому значно зростає електрична міцність.

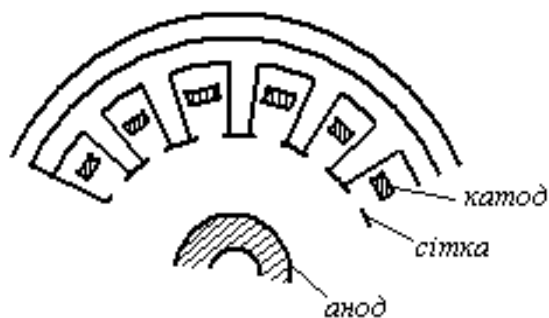


Рис. 1.21.

Конструкція коаксітрона дозволяє одержати великий струм емісії і забезпечує широкопasmовість приладу.

Резнатрони і коаксітрони знайшли застосування в кінцевих каскадах радіопередаючих пристроїв, що формують надпотужні широкопasmові сигнали.

## Контрольні питання

1. Поясніть конструктивні особливості генераторних ламп у схемах підсилювачів потужності й автогенераторів НВЧ.
2. Поясніть сутність впливу інерції електронів на роботу ламп на НВЧ.
3. Як впливає інерція електронів на якісні показники генератора НВЧ?
4. Які критерії вибору ламп для роботи на НВЧ вам відомі?
5. Поясніть сутність впливу індуктивностей ввідів і міжелектродних ємностей лампи на роботу генераторів НВЧ.
6. Поясніть особливості коливальної системи автогенератора на НВЧ.
7. Накресліть еквівалентну схему тріодного автогенератора із загальною сіткою.
8. Накресліть еквівалентну схему тріодного автогенератора із загальним катодом (анодом).
9. Поясніть за допомогою графіків, на якій частоті відбувається генерація в схемі: а) із загальним анодом, б) із загальним катодом, в) із загальною сіткою.
10. Накресліть принципову електричну схему автогенератора НВЧ із загальною сіткою.
11. Як здійснюється перебудова частоти в двоконтурному автогенераторі із загальною сіткою?
12. Як здійснюється настроювання на максимальну потужність в автогенераторі із загальною сіткою?
13. Поясніть порядок настроювання лампового автогенератора НВЧ.
14. Поясніть конструкцію автогенератора НВЧ із загальною сіткою.
15. Чому схема двоконтурного генератора НВЧ із загальною сіткою набула найбільшого застосування на практиці?
16. Запишіть вираз для визначення довжини анодно-сіткового резонатора (сітково-катодного резонатора).
17. Накресліть принципову електричну схему підсилювача потужності із загальною сіткою.
18. Покажіть шляхи проходження змінної і постійний складових анодного струму.
19. Поясніть особливості конструкції лампового підсилювача потужності НВЧ.
20. Назвіть і поясніть основні характеристики лампового підсилювача потужності НВЧ.
21. Поясніть конструктивні особливості лампових підсилювачів НВЧ великої потужності.

## **2. ОСНОВИ ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ З ДИНАМІЧНИМ КЕРУВАННЯМ ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ**

### **2.1. Енергетика взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем НВЧ. Системи, що сповільнюють**

#### **2.1.1. Загальна характеристика приладів НВЧ із динамічним керуванням електронним потоком**

У діапазоні НВЧ прилади зі статичним керуванням електричними зарядами частково чи цілком втрачають свої підсилювальні властивості, що обумовлено, головним чином, інерцією електричних зарядів і впливом розподілених реактивностей електродів приладу. Із метою виключення зазначених недоліків у діапазоні НВЧ (звичайно на частотах понад 500 МГц) застосовують динамічний спосіб керування електронним потоком (ДКЕП). Такі електронні прилади НВЧ називають приладами з ДКЕП. Характерними їхніми особливостями є тривала взаємодія НВЧ поля й електронного потоку, а також те, що сам прилад з коливальною системою складає єдине ціле.

Відмінність НВЧ приладів, крім особливостей коливальних систем і методів їхнього спряження, полягає в керуванні електронним потоком у приладі. Якщо в звичайних електронних лампах керування електронним потоком статичне, тобто зі зміною керуючої (вхідної) напруги міняється щільність електронного потоку, то в НВЧ приладах електронний потік керується динамічно. Електричне поле, утворене НВЧ коливаннями, використовується тут для зміни швидкості електронного потоку, а не його щільності. І лише згодом, у процесі подальшого руху електронів, у результаті різниці їхніх швидкостей в електронному потоці утворюються згустки та розрідження, тобто відбувається зміна його щільності. Таким чином, час прольоту електронів використовується для формування електронного потоку перемінної щільності з подальшою передачею енергії електронів високочастотному електричному полю.

В електронних приладах НВЧ діапазону, як і в приладах інших типів, відбувається перетворення енергії джерела постійної напруги в енергію корисного (підсиленого чи генерованого) сигналу. І незважаючи на розмаїтість приладів НВЧ із ДКЕП принцип взаємодії ЕП з полем НВЧ зводиться до трьох фізичних процесів:

- модуляції електронів за швидкістю при взаємодії однорідного електронного потоку і поля НВЧ;
- групуванню електронного потоку за щільністю при русі електронів з різними швидкостями;
- синхронізації згрупованого за щільністю електронного потоку з полем НВЧ так, що згустки електронів попадають у гальмуючу фазу поля і їхня енергія перетворюється в енергію поля НВЧ.

У результаті взаємодії енергія поля НВЧ зростає за рахунок кінетичної чи потенційної енергії неоднорідного електронного потоку.

За способом передачі енергії від електронів поля НВЧ прилади з ДКЕП можна розділити на два основних класи:

- прилади НВЧ осциляторного типу, чи О-типу;
- прилади НВЧ магнетронного типу, чи М-типу.

Приладами О-типу називають електровакуумні прилади НВЧ, у яких у результаті взаємодії прямолінійного електронного потоку з НВЧ полем відбувається передача кінетичної енергії згрупованих електронів електромагнітній хвилі і групування електронів здійснюється за рахунок взаємодії електронів з поздовжньою електричною складовою НВЧ поля.

Приладами М-типу називають електровакуумні прилади НВЧ, у яких у результаті взаємодії електронного потоку з НВЧ полем відбувається передача потенційної енергії згрупованих електронів електромагнітній хвилі й групування електронів здійснюється за рахунок їх взаємодії з поперечною електричною складовою НВЧ поля, а обмін енергії – за рахунок взаємодії з поздовжньою електричною складовою.

За характером взаємодії електронного потоку й поля НВЧ прилади з ДКЕП розділяють на прилади з безупинною та дискретною взаємодією. Крім того, прилади, у яких поле НВЧ переміщується разом з електронним потоком, називають приладами хвилею, що біжить (прямою чи зворотною).

Основні фізичні процеси, що визначають принцип роботи приладів з ДКЕП, базуються на взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем НВЧ і обміні енергією (кінетичною чи потенційною) між ними. Ефективність роботи того чи іншого приладу з ДКЕП обумовлена взаємодією електронного потоку з полем НВЧ.

Прилади НВЧ О-типу мають наступні основні ознаки:

прямолінійність руху електронного потоку від катода в постійному полі джерела живлення, що прискорює, у результаті чого електрони потрапляють в область дії поля НВЧ із великою швидкістю  $V_e \gg 0$ ;

кінетична енергія електронного потоку  $W_K$ , отримана за рахунок енергії джерела живлення, перетворюється в енергію поля НВЧ  $W_H$ ; у просторі взаємодії електронного потоку і поля НВЧ постійне електричне прискорююче поле відсутнє,  $E_0 = 0$ ;

у приладах великої потужності для фокусування електронного потоку створюється магнітне поле, вектор магнітної індукції якого спрямований паралельно вектору швидкості руху електронного потоку  $\vec{B}_0 \parallel \vec{V}_0$

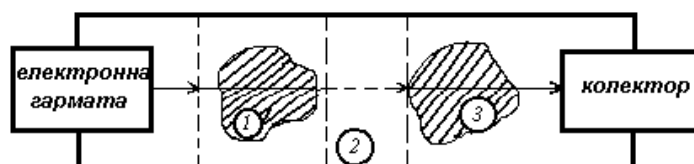


Рис. 2.1

На рис. 2.1 схематично показаний прилад НВЧ О-типу.



Електронний потік, сформований електронною гарматою, рухається прямолінійно в бік колектора й пронизує області 1, 2 і 3. В області 1 відбувається модуляція електронів за швидкістю; в області 2 – групування за щільністю (утворюються згустки і розрідження електронів); в області 3 – передача енергії від електронного потоку полю НВЧ.

До приладів О-типу відносяться пролітні і відбивні клістри, лампи зворотної хвилі і хвилі, що біжить (ЛБХО і ЛЗХО), що використовуються як автогенератори та підсилювачі потужності НВЧ радіопередавальних пристроїв РЕТ.

Прилади НВЧ М-типу мають наступні основні ознаки:

рух електронів від катода в бік анода відбувається по циклоїдальних траєкторіях у схрещених взаємно перпендикулярних електричному і магнітному полях з початковою швидкістю, близькою до нуля,  $\bar{V}_e \approx 0$ ;

потенційна енергія електронного потоку  $W_{eп}$  перетворюється в енергію поля НВЧ  $W_{п}$ ;

у просторі взаємодії поля НВЧ і електронного потоку діє постійне прискорююче електричне поле НВЧ  $E_0$ , створене джерелом живлення;

з метою одержання криволінійної (циклоїдальної) траєкторії руху електронів у просторі взаємодії створюються схрещені взаємно перпендикулярні електричне і магнітне поля  $\bar{B}_0 \perp \bar{E}_0$ .

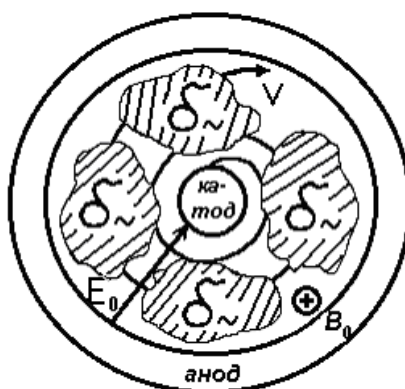


Рис. 2.2

На рис. 2.2 схематично показаний прилад НВЧ М-типу.

Електронний потік емітується з поверхні катода і під прискорюючою дією поля  $E_0$  рухається в бік анода. За рахунок наявності постійного магнітного поля з індукцією  $B_0$  електрони рухаються не прямолінійно, а по циклоїдальних траєкторіях. У процесі руху електронний потік багаторазово перетинає області дії поля НВЧ. При взаємодії і поля НВЧ відбувається модуляція рухомих електронів за швидкістю, групування їх за щільністю (утворення згустків і розріджень) і передача енергії згустків електронів полю НВЧ.

До приладів М-типу відносяться магнетрони, мітрони, лампи бігучої і зворотної хвилі ЛБХМ, ЛЗХМ та інші.

Таким чином, незалежно від типу приладів підсилення, генерація і перетворення енергії поля НВЧ відбувається за рахунок енергії рухомих електронів.

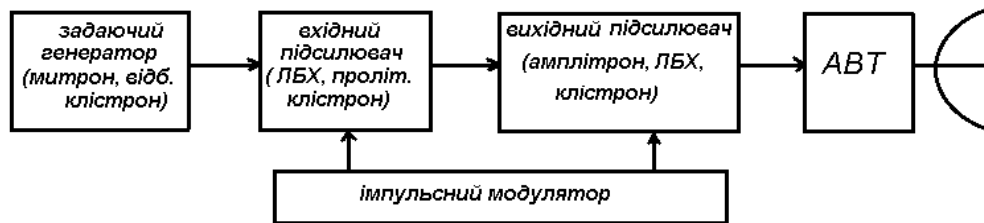


Рис. 2.3

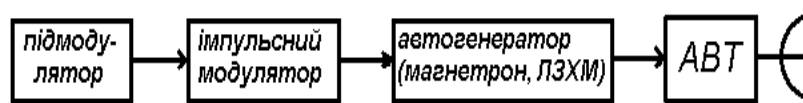


Рис. 2.4

Прилади з ДКЕП використовуються як підсилювачі потужності й автогенератори в радіопередавальних пристроїв НВЧ діапазону.

На рис. 2.3 і 2.4 приведені узагальнені структурні схеми радіопередавальних пристроїв, елементна база яких представлена приладами з ДКЕП.

## 2.2. Умови ефективної взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем НВЧ

Як відзначалося вище, у приладах НВЧ із ДКЕП відбувається обмін енергією між електронним потоком й електричним полем НВЧ. Розглянемо умови, при яких здійснюється взаємодія (обмін енергії) між електронним потоком і полем НВЧ.

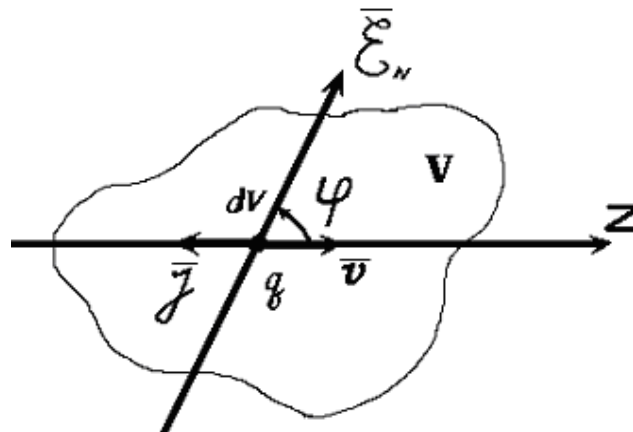


Рис. 2.5

Нехай в елементарному об'ємі  $dV$  деякої області обсягом  $V$  є заряд  $q$  із щільністю  $\rho = \frac{q}{dV}$ , утворений електронним потоком, що рухається уздовж деякої осі  $z$ . В об'ємі діє поле НВЧ із напруженістю  $\bar{\epsilon}$  (рис. 2.5). Визначимо миттєву потужність взаємодії заряду  $q$  з полем НВЧ  $\bar{\epsilon}$ . Роботу, здійснену електричною складовою  $\bar{\epsilon}$  поля НВЧ при переміщенні заряду  $q$  на ділянці шляху  $dz$ , можна представити у вигляді:

$$dA = \bar{F} d\bar{z} = -q\bar{\epsilon} d\bar{z}.$$

Потужність, що при цьому розвивається:

$$dP = \frac{dA}{dt} = -q\bar{\epsilon} \frac{d\bar{z}}{dt} = -q\bar{\epsilon} \bar{V}_e$$

де  $\bar{V}_e = \frac{d\bar{z}}{dt}$  – швидкість руху заряду уздовж осі  $z$ .

Якщо вектор електричного поля  $\bar{\epsilon}$  спрямований під деяким кутом  $\varphi$  до осі  $z$ , то вираз для миттєвої потужності взаємодії буде мати вигляд:

$$dP = -q\bar{\epsilon} V_e \cos\varphi.$$

У свою чергу  $q = \rho dV$  і вираз для миттєвої потужності взаємодії приймає вигляд:

$$dP = -\rho V_{e\text{л}} \bar{\epsilon} \cos\varphi \text{ або } dP = -j\bar{\epsilon} \cos\varphi dV,$$

де  $j = -\rho V_{e\text{л}}$  щільність струму електронного потоку.

Миттєва потужність взаємодії електронного потоку з полем НВЧ у всьому об'ємі  $V$ :

$$P = \int dP = \int j\bar{\epsilon} \cos\varphi dV$$

Визначимо, при яких умовах і якому характері параметрів  $\varphi$ ,  $j$  і  $\bar{\epsilon}$  відбувається ефективний обмін енергією між електронним потоком і полем НВЧ.

У залежності від величини кута  $\varphi$  розглянемо три характерних випадки:

якщо напрямок вектора швидкості руху електронів  $\bar{V}_e$  збігається з вектором електричного поля  $\bar{\epsilon}$ , тобто  $\varphi=0$ , то  $\cos\varphi=1$ ,  $P>0$ , заряд  $q$  гальмується полем, його кінетична енергія  $W_K$  зменшується, а енергія поля  $W_{e\text{мп}}$  зростає;

якщо напрямок вектора швидкості руху електронів  $\bar{V}_e$  протилежний вектору електричного поля  $\bar{\epsilon}$ , тобто  $\varphi=180$ , то  $\cos\varphi=-1$ ,  $P<0$ , заряд  $q$  прискорюється полем, його кінетична енергія  $W_K$  збільшується, а енергія поля  $W_{e\text{мп}}$  зменшується;

якщо  $\varphi=90$ , то  $\cos\varphi=0$ ,  $P=0$  і взаємодія електронного потоку з полем відсутня.

Таким чином першою умовою ефективної взаємодії електронного потоку і поля НВЧ є наявність електричної складової  $\vec{\varepsilon}$  поля НВЧ, що збігається з напрямком руху заряду  $\vec{V}_e$ , тобто  $\varphi=0$ .

У реальних приладах поле НВЧ являє собою гармонійне коливання  $\varepsilon = \varepsilon_m \cos \omega_0 t$  з періодом  $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ .

Визначимо середню потужність взаємодії за період поля НВЧ для двох випадків:

1. Електронний потік однорідний із щільністю  $j = j_0 = \text{const}$ , тобто середня потужність взаємодії поля НВЧ й однорідного за щільністю електронного потоку дорівнює нулю:

$$P_{\text{сер}} = \int_{(V)} dV \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (j_0 \varepsilon_m \cos \omega_0 t \cos \varphi) dt = 0.$$

2. Електронний потік промодульований за щільністю з періодом, рівним періоду поля НВЧ, тобто,

$$j = \sum_{n=0}^{\infty} j_n \cos(\omega_0 t + \psi_n).$$

Середня потужність взаємодії за період у цьому випадку буде мати вигляд:

$$\begin{aligned} P_{\text{сер}} &= \int_{(V)} dV \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (\varepsilon_m \cos \omega_0 t \cos \varphi [j_0 + j_1 \cos(\omega_0 t + \psi_1) + \dots] dt = \\ &= \frac{1}{2} \int_{(V)} (\varepsilon_m j_1 \cos \varphi \cos \psi_1) dV > 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Таким чином, другою умовою ефективної взаємодії є наявність згрупованого по щільності електронного потоку з періодом, рівним періоду поля НВЧ.

Із виразу (2.1) випливає, що потужність взаємодії досягає максимального значення при  $\psi_1=0$ . Це означає, що промодульований за щільністю електронний потік необхідно синхронізувати з полем НВЧ так, щоб згустки електронів попадали в гальмуючу фазу поля НВЧ, а розрідження – у прискорюючу.

Отже, третьою умовою ефективної взаємодії є наявність синхронізації неоднорідного за щільністю електронного потоку і поля НВЧ.

Потужність і ККД взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем (ЕМП) НВЧ тим більші, ніж більше амплітуда перемінної складової електронного потоку  $j_1$  і амплітуда напруженості електричної складової  $\varepsilon_m$  електромагнітного поля НВЧ (рис. 2.1). Очевидно, що максимальний ККД і вхідну потужність можна отримати при тривалій, багаторазовій взаємодії

електромагнітного поля НВЧ з електронним потоком. Для цього необхідно забезпечити рівність швидкостей руху згустків електронів і гальмуючої їх електричної складової електромагнітного поля НВЧ, тобто забезпечити умову синхронізму  $V_e \approx V_{\varphi_{ЕМП}}$ . Із цією метою в підсилювачах і генераторах з ДКЕП як коливальні системи застосовують сповільнюючі системи, що мають широку смугу пропускання робочих частот.

### 2.3. Загальні поняття про сповільнюючі системи і їхні основні характеристики

Як було зазначено вище, для ефективної взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем НВЧ потрібно виконати умову синхронізму  $V_e \approx V_{\varphi_{ЕМП}}$ , де

$V_{\varphi_{ЕМП}} = C$  – фазова швидкість електромагнітної хвилі, рівна у вільному просторі швидкості світла. Швидкість електронів:

$$V_e = \sqrt{2U_a \frac{e}{m}},$$

при  $U_a = 300 \text{ В} \dots 30 \text{ кВ}$  лежить у межах  $V_e = 0,0344 \dots 0,329 \text{ } \mathcal{C}$  і, як видно з приведених числових значень  $V_{\varphi_{ЕМП}} \gg V_e$ , умова синхронізму не виконується. Однак, якщо електромагнітну хвилю зі швидкістю  $V_{\varphi_{ЕМП}} \approx C$  пропустити через сповільнюючу систему (СС), то її фазова швидкість може зменшитися в  $k$  раз (де  $k = \frac{C}{V_{\varphi_{ЕМП}}}$  – коефіцієнт сповільнення СС) і  $V_{\varphi_{ЕМП}} \approx V_e$ .

Крім того, сповільнюючі системи повинні забезпечити таку конфігурацію поля хвилі, при якій була б поздовжня складова електричного поля, спрямована уздовж потоку електронів. Як сповільнююча система в даний час у приладах з ДКЕП використовуються передавальні лінії типу "спіраль", "діафрагмовані хвилеводи", "зустрічні штирі", "гребінка", "щілина-отвір", "ланцюжок резонаторів" (рис. 2.6) та ін.

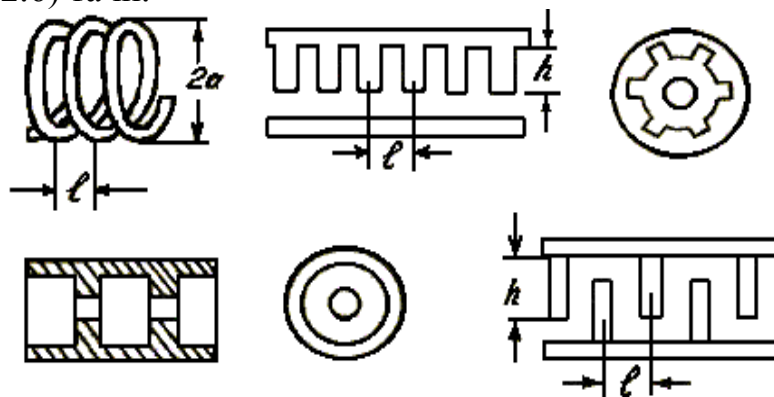


Рис. 2.6

Як приклад, розглянемо розподіл поля в сповільнюючій системі типу "гребінка" для фіксованого моменту часу (рис. 2.7).

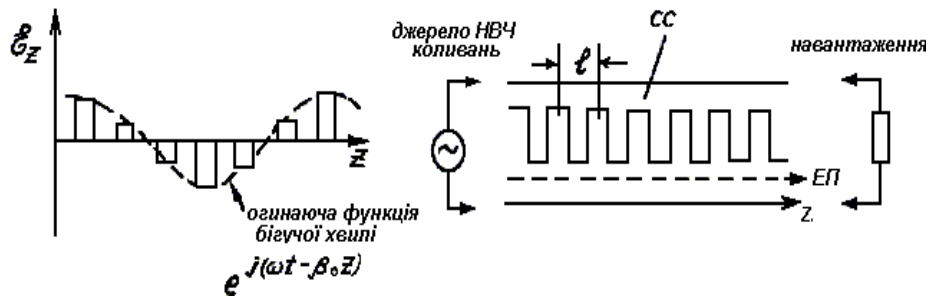


Рис. 2.7

Залежність позовжньої складової поля  $\varepsilon_z$  від координати  $Z$  являє собою серію імпульсів з періодом  $l$  і синусоїдальної огинаючої. Математично ця залежність може бути представлена у вигляді:

$$\varepsilon_z = \sum \varepsilon_k \exp \{ j(\omega t - \beta_k Z) \}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.2)$$

де  $\beta_k = \beta_0 + \frac{2\pi k}{l}$  – постійні поширення (чи фазові швидкості поширення).

Вираз (2.2) показує, що НВЧ поле в сповільнюючій системі може бути представлено сумою нескінченного числа хвиль (просторових гармонік), що біжать уздовж осі  $Z$  в обох напрямках. Визначимо фазові швидкості цих гармонік (швидкості руху точок постійної фази хвилі):

$$V_{\varphi_k} = \frac{dz}{dt} = \frac{d(\omega t - \beta_k Z)}{dt} = \frac{d\omega t}{dt} - \frac{d\beta_k Z}{dt} = \omega - \beta_k V_{\varphi_k}.$$

Так як  $\omega t - \beta_k Z = \text{const}$ , то  $\omega - \beta_k V_{\varphi_k} = 0$ , звідки

$$V_{\varphi_k} = \frac{\omega}{\beta_k} = \frac{\omega}{\left( \beta_0 + \frac{2\pi k}{l} \right)}. \quad (2.3)$$

Таким чином, фазові швидкості просторових гармонік різні і визначаються кутовою частотою джерела НВЧ коливань  $\omega$  і постійними поширення. Найбільша фазова швидкість в основній гармоніки (звичайно це нульова просторова гармоніка  $k=0$ ). Із збільшенням номера гармонік  $k$  фазові швидкості й амплітуди гармонік зменшуються.

Просторові гармоніки існують у системах, що сповільнюють, завжди одночасно. Тільки сукупність усіх просторових гармонік визначає повну картину НВЧ поля. Частота коливань усіх просторових гармонік однакова й дорівнює частоті джерела НВЧ коливань. Усі просторові гармоніки мають однакову групову швидкість (швидкість переносу енергії чи швидкість поширення сигналу):

$$V_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{d\beta_k} = \frac{d\omega}{d\beta_0}.$$

Просторові гармоніки, фазові швидкості яких збігаються з груповою швидкістю, називають прямими. Гармоніки, фазові швидкості яких спрямовані назустріч груповій, називають зворотними. Розрізняють системи прямої хвилі, що сповільнюють, (нульова гармоніка пряма) і зворотної хвилі (нульова гармоніка зворотна).

До основних параметрів систем, що сповільнюють, відносяться дисперсійна характеристика й опір зв'язку  $R_{\text{зв}}$ .

Дисперсійна характеристика – це залежності фазових швидкостей хвиль від частоти електромагнітних коливань, тобто  $V_{\varphi_k} = f(\omega)$ . Знання цих характеристик дозволяє установити смугу пропускання приладів з ДКЕП й ефективність взаємодії електронного потоку з просторовими гармоніками, можливість електронної перебудови за частотою автогенераторів і підсилювачів потужності. Для розрахунку дисперсійних характеристик сповільнюючу систему представляють у вигляді еквівалентної схеми з елементами на зосереджених параметрах. Застосовуючи до еквівалентних схем теорію фільтрів, визначають залежність фазового зрушення  $\varphi_0$  від частоти  $\omega$ , а потім будують дисперсійні характеристики для нульової просторової гармоніки:

$$V_{\varphi_0} = \frac{\omega}{\beta_0} = \frac{\omega l}{\varphi_0} \quad (2.4)$$

На рис. 2.8 приведена еквівалентна схема сповільнюючої системи типу "гребінка", залежність фазового зрушення  $\varphi_0$  осередку фільтра від частоти  $\omega$  і побудована за цією залежністю на підставі формули (2.4) дисперсна характеристика для нульової просторової гармоніки. На рис. 2.9 приведена еквівалентна схема сповільнюючої системи типу "ланцюжок зв'язаних резонаторів" і зазначені вище залежності  $\varphi_0 = f(\omega)$  і  $V_{\varphi_0} = f(\omega)$ . З рис. 2.8 і 2.9 видно, що сповільнююча система типу "гребінка" є СС прямої хвилі (у неї  $V_{\varphi_0} > 0$ ), а система типу "ланцюжок зв'язаних резонаторів" – СС зворотної хвилі (у неї  $V_{\varphi_0} < 0$ ).

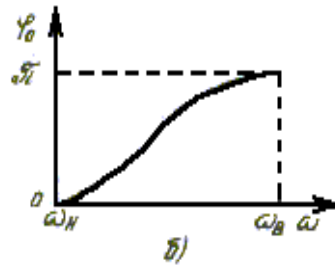
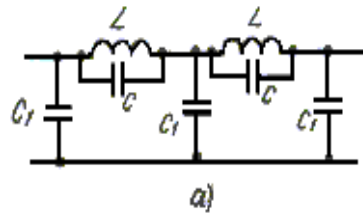


Рис. 2.8

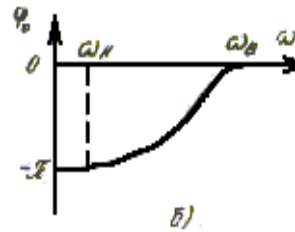
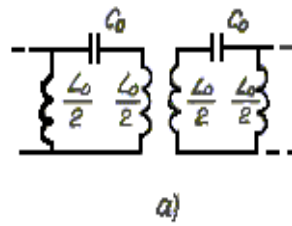
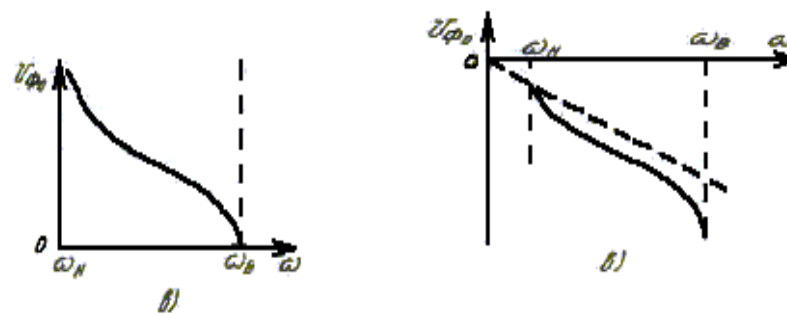


Рис. 2.9



Дисперсійні характеристики (ДХ) вищих просторових гармонік можна побудувати, знаючи ДХ нульової гармоніки і використовуючи вираз:

$$V_{\varphi k} = \frac{\omega}{\left(\beta_0 + \frac{2\pi k}{l}\right)} = \frac{\omega l}{\psi_0 + 2\pi k}$$

Опір зв'язку  $R_{зв}$  – це параметр сповільнюючої системи, що дає кількісну оцінку ефективності взаємодії подовжньої складової електричного поля з електронним потоком:

$$R_{зв} = \frac{U_{zm}^2}{2P} = \frac{\epsilon_{mk}^2}{2\beta_k^2 P}$$

де:  $U_{zm}$  – амплітуда подовжньої напруги відповідної просторової гармоніки ( $U_{zm} = \frac{\epsilon_{mk}}{\beta_k}$ );

$P$  – потужність потоку, що проходить через поперечний розріз системи, що сповільнює;

$U_{mk}$  – амплітуда напруженості подовжньої складової  $k$ -ї гармоніки електромагнітного поля НВЧ. Оскільки  $\epsilon_{mk}$  убуває, а  $\beta_k$  зростає зі збільшенням номера гармонік, то з ростом  $k$  опір зв'язку убуває.



Оскільки хвилю, що біжить, НВЧ у сповільнюючій системі можна представити сукупністю прямих і зворотних просторових гармонік, а електронний потік взаємодіє з однією з них, прямою чи зворотною, то прилади з ДКЕП хвилі, що біжить, можна поділити на прилади прямої хвилі ЛБХ і зворотної хвилі ЛЗХ. У приладах прямої хвилі напрямок руху НВЧ енергії збігається з напрямком руху електронів, а в приладах зворотної хвилі енергія НВЧ поширюється назустріч електронам, що рухаються (рис. 2.10).

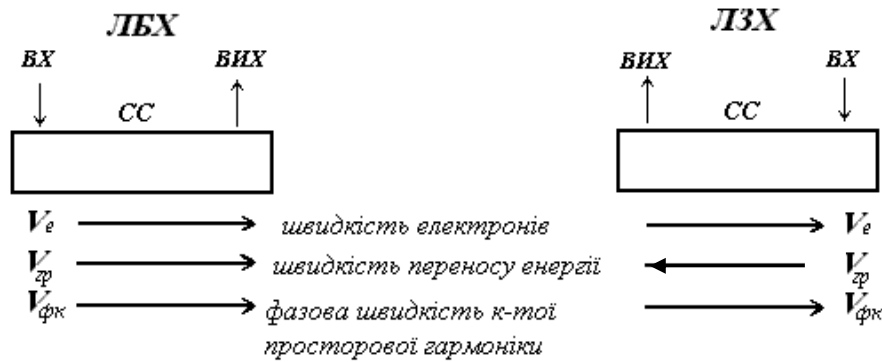


Рис. 2.10

Електронний потік здійснює тривалу взаємодію з тією просторовою гармонікою, фазова швидкість якої близька до швидкості електронів, і збігається з нею по напрямку. Умова синхронізму записується у вигляді:

$$V_e = V_{\varphi k} = \frac{\omega}{\left(\beta_0 + \frac{2\pi k}{l}\right)}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2.$$

Тому що:

$$\omega = 2\pi f,$$

$$\beta_0 = \frac{2\pi k}{\lambda_0}$$

де  $\lambda_0 = \frac{U_{\varphi 0}}{f}$  – довжина хвилі нульової просторової гармоніки.

Умову синхронізму можна записати у виді  $V_e = V_{\varphi 0} \frac{l}{\lambda_0 + k l}$ , де  $l$  – період сповільнюючої системи.

У ЛБХ електронний потік синхронізується звичайно з нульовою просторовою гармонікою ( $k = 0$ ),  $V_e = V_{\varphi 0}$ . У ЛЗХ електронний потік синхронізується звичайно зі зворотною просторовою гармонікою ( $k = -1$ ), а швидкості  $V_e$  і  $V_{\varphi}$  мають різні знаки. Тому для ЛЗХ умова синхронізму має

вид: 
$$V_e = V_{\varphi 0} \frac{l}{(\lambda_0 - l)}.$$

### **Контрольні питання:**

1. Пояснити загальні характеристики приладів НВЧ із динамічним керуванням електронним потоком.
2. Умови ефективної взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем НВЧ.
3. Загальні поняття про системи, що сповільнюються
4. Основні характеристики системи, що сповільнюються

### 3. КЛІСТРОННІ ГЕНЕРАТОРИ

#### 3.1. ДВОРЕЗОНАТОРНИЙ ПРОЛІТНИЙ КЛІСТРОН

##### 3.1.1. Загальні відомості про клістронні генератори

Клістронними генераторами називаються прилади О-типу, у яких угруповання електронів і передача їхньої енергії НВЧ полю відбувається в результаті взаємодії електронів з НВЧ полем, локалізованим в одному чи більше зазорах резонаторів.

Клістроны застосовуються для підсилення, генерування і множення частоти НВЧ коливань. Їхні коливальні системи вузькосмугові і перебудова клістронних підсилювачів чи генераторів у широкому діапазоні хвиль проводяться, як правило, механічно, шляхом зміни геометричних розмірів резонаторів. Звичайно смуга пропускання клістронона складає 1...3 %, а діапазон перебудови 50 % від середньої частоти.

Розрізняють пролітні (ПК) і відбивні (ВК) клістроны (рис. 3.1 а, б).

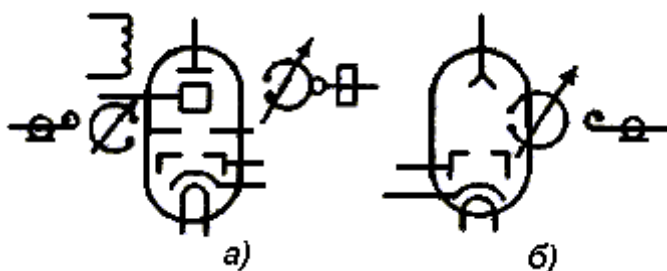


Рис. 3.1

Пролітні клістроны є найбільш потужними приладами НВЧ діапазону. Вони підсилюють і генерують коливання з частотами від 200 МГц до десятків гігагерц при середній потужності до 1000 кВт та імпульсної потужності до 50 МВт. Клістроны забезпечують одержання коефіцієнта підсилення до 20 дБ при ККД до 20 %.

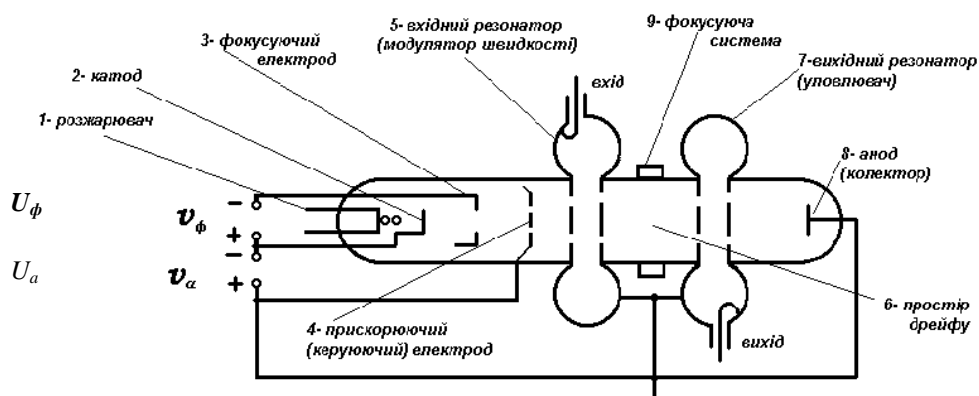
Практичне застосування знаходять пролітні клістроны з двома, трьома і чотирма резонаторами. Зі збільшенням числа резонаторів зростає коефіцієнт підсилення (до 40 дБ і більше) і підвищує ККД (до 30...40 %). ПК використовуються як автогенератори та підсилювачі потужності в радіопередаючих пристроях РЛС. ВК, як правило, застосовуються як малопотужні автогенератори, що перебудовуються.

Принцип роботи пролітного клістронона був уперше розроблений у 1935 році в СРСР А.Н.Арсеньєвою. Великий внесок у розробку клістронон внесли вчені С.Д. Гвоздовер, В.І.Калінін, М.Б. Голант, Л.Н.Ослюків та ін.

### 3.1.2. Будова і принцип роботи дворезонаторного пролітного клістрона

Будова дворезонаторного пролітного клістрона зображений на рис. 3.2.

Електронна гармата (1,2,3) створює вузький електронний потік із високою щільністю просторового заряду. Для більшої концентрації променя, тобто для зменшення його радіального розміру, за допомогою соленоїда (9) створюється постійне магнітне поле, спрямоване уздовж електронного потоку.



Електронний потік проходить через два резонатори (5) і (7), розділених простором дрейфу (6), у якому практично відсутнє високочастотне поле. Після проходження другого резонатора (7) електронний потік попадає на анод (8), де виділяє залишки своєї енергії у вигляді тепла. На електрод, що прискорює, (4) подається напруга  $+U_a$ , величина якої в залежності від потужності пролітного клістрона лежить у межах від сотень вольт до сотень кіловольт.

Як вхідний (5) і вихідний (7) резонатори часто застосовуються прямокутні і з коаксіальною симетрією (тороїдальні, біциліндричні, коаксіальні) резонатори.

У малопотужних клістронах для забезпечення ефективної взаємодії електронного потоку з полем резонатора в емкисній частині резонатора встановлюються спеціальні сітки. У потужних пролітних клістронах для збільшення коефіцієнта корисної дії, замість сіток, встановлюють пролітні труби.

При роботі клістрона як підсилювача високочастотна напруга подається на вхідний резонатор (5) за допомогою спеціальних елементів, наприклад, петель зв'язку. Вихідна потужність виводиться з вихідного резонатора (7) також за допомогою елементів зв'язку. Для зручності експлуатації усю високочастотну частину, включаючи резонатори, заземлюють, однак при цьому катод клістрона знаходиться під високою (до сотень кіловольт) напругою, що визначає підвищені вимоги до ізоляції катода щодо резонаторів.

У ПК, як і в розглянутих раніше лампових підсилювачах потужності, відбувається перетворення енергії джерела постійної напруги в енергію високочастотних коливань.

Рівномірний за щільністю потік електронів, що виходить з електронної гармати, набуває до моменту входу в робочий зазор вхідного резонатора (5) велику швидкість:

$$V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a} \approx 6 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}, \left[ \frac{\text{см}}{\text{с}} \right].$$

У вхідний резонатор (5), що іноді називають модулятором чи угруповувачем, від зовнішнього джерела надходять високочастотні коливання, у результаті чого між сітками резонатора буде діяти змінна напруга, що змінюється по гармонійному закону  $u_1 \approx U_1 \sin \omega t$ .

Електрони, проходячи між сітками вхідного резонатора, під дією перемінної напруги отримують прискорення, величина якого залежить від амплітуди і фази установленної між сітками напруги. Так електрони, що потрапляють у вхідний резонатор в позитивний напівперіод напруги  $u_1(t)$  (коли поле в зазорі що прискорює), збільшують свою швидкість, а електрони, що попадають у негативний напівперіод (коли поле в гальмуючому зазорі), навпаки, її зменшують.

Таким чином, у зазорі вхідного резонатора (5) електрони променя під дією змінного поля змінюють свою швидкість, тобто в електронному потоці здійснюється модуляція електронів за швидкістю відповідно до закону зміни посилюваних коливань. У просторі дрейфу (6) на електрони, що промодульовані за швидкістю, не діють ніякі сили, і вони продовжують рухатися за інерцією з тією ж швидкістю, з якою вилітають із угруповувача.

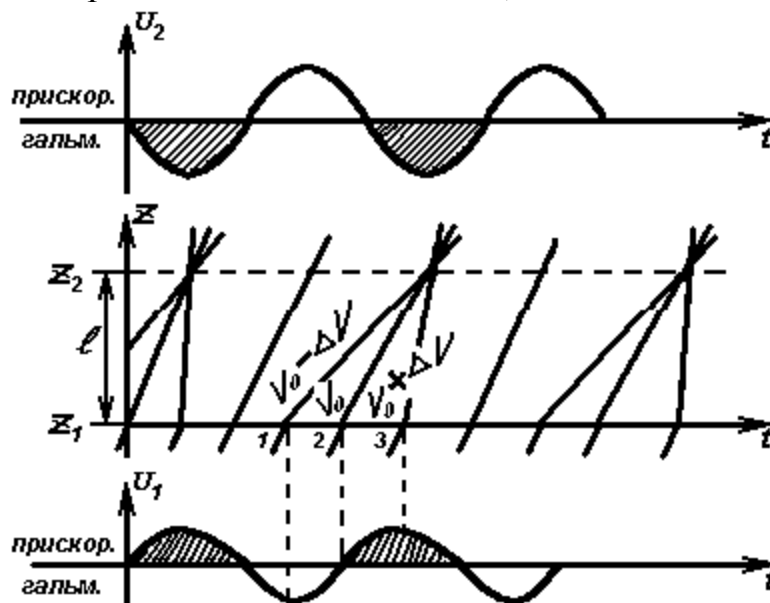


Рис. 3.3

Процес руху електронів у просторі дрейфу пояснимо за допомогою просторово-тимчасової діаграми (рис. 3.3). На рисунку  $Z$  – напрямок від електронної гармати до анода уздовж руху електронного потоку;

$Z_1$  – перетин вхідного резонатора (5);  $Z_2$  – перетин вихідного резонатора (7);  $l$  – довжина простору дрейфу. По вертикальній осі діаграми відкладено пройдено електронном відстань, по горизонтальній – час. Нижче зображена перемінна напруга, що діє в зазорі вхідного резонатора. Просторово-тимчасові діаграми електронів, що рухаються з постійною швидкістю, являють собою прямі лінії, нахил яких зі збільшенням швидкості стає крутішим.

Електрон 2 проходить зазор вхідного резонатора, коли перемінне поле  $u_1(t)$  у зазорі близьке до нуля, вплив цього поля на нього відсутній, і нахил просторово-тимчасової діаграми для цього електрона визначається швидкістю  $V_0$ . Електрон 1, що потрапляє в негативний напівперіод напруги  $u_1(t)$ , рухається з меншою швидкістю  $U_0 - \Delta U$ , і отже, пряма, що відповідає йому буде трохи похилішою. Електрон 3, що вилетів у позитивний напівперіод, одержить позитивне збільшення швидкості  $U_0 + \Delta U$  і його просторово-тимчасова діаграма стане крутішою.

Як видно з рис. 3.3, електрони на деякій відстані від перетину вхідного резонатора  $Z_1$  просторово-тимчасові діаграми перетинаються, утворюючи серії електронних ущільнень, тобто відбувається групування електронного потоку за щільністю. Максимальну щільність електронні згустки мають лише на визначеній відстані  $Z_2$  від угруповувача, де повинен знаходитися вихідний резонатор.

У вихідному резонаторі електронний промінь наводить високочастотні коливання, частота яких визначається частотою проходження згустків електронів, що, у свою чергу, дорівнює частоті напруги  $u_1(t)$ , а фаза коливань, що наводяться, відповідно до правила Ленца, протилежна фазі збуджуючих коливань. Таким чином, згустки електронів потрапляють у негативні напівперіоди наведених коливань  $u_2(t)$ , відбувається їхнє гальмування і передача їхньої кінетичної енергії (отриманої електронами від джерела постійної напруги) НВЧ полю резонатора (7). Решту кінетичної енергії електрони виділяють у вигляді тепла на аноді (8).

Отже, процес взаємодії електронного потоку з електричними полями можна розділити на чотири етапи:

1) прискорення електронів постійним полем в області катод – вхідний резонатор;

2) взаємодія електронного потоку зі змінним полем вхідного резонатора (модуляція електронів за швидкістю);

3) групування електронного потоку в просторі дрейфу, у якому модуляція за швидкістю приводять до модуляції за щільністю;

4) передача згрупованим електронним потоком своєї енергії при проходженні робочого зазору вихідного резонатора.

Як і всякий підсилювач, пролітний клістрон може бути перетворений в автогенератор шляхом введення позитивного зворотного зв'язку між вихідним і вхідним резонаторами, тобто шляхом їхнього з'єднання хвилеводною лінією такої довжини, при якій буде забезпечуватися умова балансу фаз на робочій частоті. Якщо ж вихідний резонатор настроїти на частоту, кратну частоті вхідного сигналу, то клістронний підсилювач можна використовувати як помножувач частоти.

### 3.1.3. Взаємодія поля першого резонатора з електронним потоком (модуляція електронів за швидкістю в зазорі угруповувача)

Фізичні процеси, що протікають при взаємодії поля першого резонатора з електронним потоком, пояснимо за допомогою рис. 3.4 при наступних допущах:

- сили взаємного відштовхування між електронами не враховуються;
- електронний потік у всій площині перетину однорідний;
- швидкість електронів істотно менша швидкості світла:  $V_{e0} \ll c$ ;
- амплітуда змінної напруги в зазорі першого резонатора набагато менша постійної прискорюючої напруги:  $U_1 \ll U_a$ ;
- час прольоту електроном робочого зазору  $d$  малий у порівнянні з періодом високочастотної напруги ( $t_{пр} \ll T$ ).

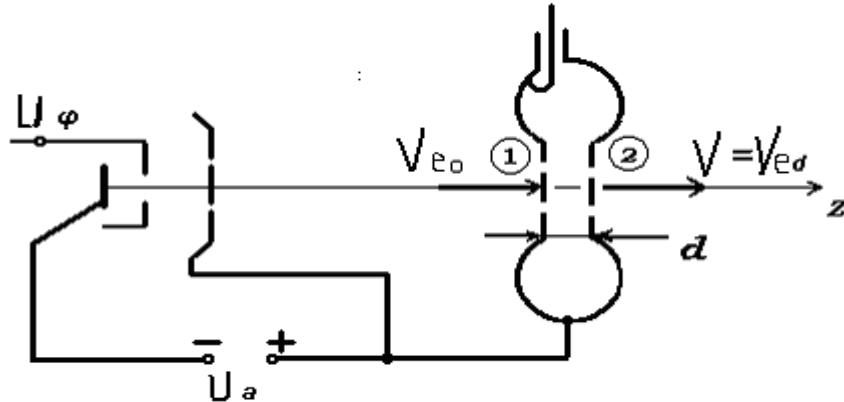


Рис. 3.4

Під впливом прискорювальної постійної напруги зовнішнього джерела, електрони, емітовані катодом, здобувають швидкість  $V_{e0}$ , з якою входять у ємкісний зазор угруповувача, утворений сітками 1 і 2. До моменту виходу з робочого зазору першого резонатора швидкість електронів приблизно визначають з виразу (за умови  $t_{пр} = 0$ ):

$$V_{e_d} = \sqrt{2 \frac{e}{m} (U_a + U_1 \sin \omega t)} \approx V_{e0} \sqrt{1 + \frac{U_1}{U_a} \sin \omega t}.$$

Оскільки  $U_1/U_a \ll 1$ , то після розкладання в степеневий ряд і відкидання членів зі степенями вище першої одержимо:

$$V_{e_d} = V_{e_0} \left( 1 + \frac{U_1}{2U_a} \sin \omega t \right),$$

де  $U_1$  – амплітуда напруги НВЧ поля в зазорі угруповувача.

Таким чином, після проходження зазору угруповувача електрони в просторі дрейфу мають різну швидкість.

Однак при реальних умовах час прольоту  $t_{\text{пр}} > 0$  на електрон протягом цього часу діє помітно змінювана напруга  $U_1(t)$ . Сила, що діє на електрон, який рухається в зазорі між сітками резонатора:

$$F = m \frac{dV_e}{dt} = e\mathcal{E} = e \frac{U_1}{d} \sin \omega t .$$

Очевидно, що:

$$\int_{V_{e_0}}^{V_{e_d}} m dV_e = \int_{t_0}^{t_d} \frac{eU_1}{d} \sin \omega t dt ,$$

чи

$$m(U_{e_d} - U_{e_0}) = -\frac{eU_1}{\omega d} (\cos \omega t_d - \cos \omega t_0) ,$$

звідки:

$$V_{e_d} = V_{e_0} + 2 \frac{e}{m} \cdot \frac{U_1}{\omega d} \sin \frac{\omega (t_d - t_0)}{2} \sin \frac{\omega (t_d + t_0)}{2} .$$

Тут  $t_0$  і  $V_{e_0}$  – відповідно час і швидкість електрона на першій сітці;

$t_d$  і  $V_{e_d}$  – час і швидкість електрона на другій сітці;

$t_d - t_0 = t_{\text{пр}}$  – час прольоту;

$t_e$  – час проходження електроном середини зазору вхідного резонатора проміжку вхідного сигналу.

Очевидно:  $t_d + t_0 = 2t_0 + t_{\text{пр}} = 2t_1$ .

З огляду на те, що  $2 \frac{e}{m} U_a = V_0^2$  і при  $U_e \ll U_a$  час прольоту  $t_{\text{пр}} \approx \frac{d}{V_{e_0}}$ ,

перепишемо отриману формулу у вигляді:

$$\begin{aligned} V_{e_d} &= V_{e_0} + \left( 2 \frac{e}{m} U_a \right) \frac{U_1}{U_a} \left( \frac{\sin \frac{\omega t_{\text{пр}}}{2}}{\frac{\omega t_{\text{пр}}}{2}} \right) \frac{\sin \omega t_c}{2V_{e_0}} = \\ &= V_{e_0} + V_{e_d} M \frac{U_1}{2U_a} \sin \omega t_e = V_{e_0} \left( 1 + M \frac{U_1}{2U_a} \sin \omega t_e \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$



$$\text{де } M = \frac{\sin \frac{\omega t_{\text{пр}}}{2}}{\frac{\omega t_{\text{пр}}}{2}} = \frac{\sin \left( \pi \frac{t_{\text{пр}}}{T} \right)}{\pi \frac{t_{\text{пр}}}{T}} - \text{коефіцієнт взаємодії електронів з полем}$$

резонатора, що враховує вплив часу прольоту електронів у зазорі резонатора.

Таким чином, для випадку, коли  $U_1 \ll U_a$ , модуляція електронного потоку синусоїдальною напругою викликає синусоїдальну модуляцію електронів за швидкістю. Крім того, з формули 3.1 видно, що реальний проміжок між сітками резонатора можна замінити еквівалентним ідеальним (з  $t_{\text{пр}}=0$ ), що розташований усередині реального і до якого прикладена напруга з амплітудою  $MU_1$ .

Графік залежності  $M = f\left(\frac{t_{\text{пр}}}{T}\right)$  приведений на рис. 3.5. Зазвичай  $\frac{t_{\text{пр}}}{T} < 1$ ,

при цьому  $M = 0,6 \dots 0,9$ . Якщо ж  $\frac{t_{\text{пр}}}{T} = 2, 4, 6, \dots$ , то електрони виходять із зазору першого резонатора зі швидкістю  $V_{e0}$ , тому що за час проходження зазору поле НВЧ змінюється таким чином, що прискорювальна дія позитивного напівперіоду напруги  $U_1$  цілком компенсується гальмуючою дією негативного напівперіоду.

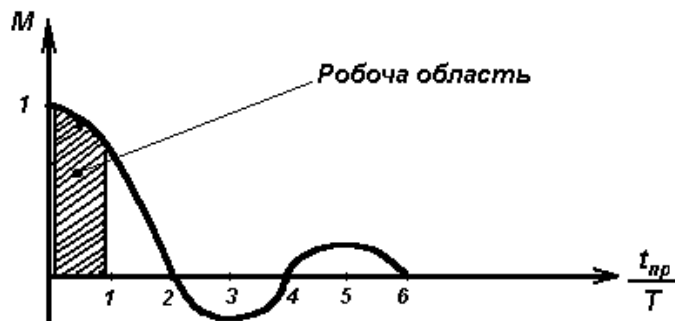


Рис. 3.5

Таким чином, швидкість електрона після його прольоту через зазор змінюється синусоїдально з частотою  $\omega$  і залежить від величини високочастотної напруги  $U_1$ , напруги  $U_a$  і довжини зазору, оскільки

$t_{\text{пр}} \approx \frac{d}{V_{e0}}$ . Для більш глибокої модуляції необхідно зменшувати довжину

зазору вхідного резонатора і збільшувати  $U_e$  (при цьому існує обмеження зменшення  $d$ , і збільшення  $U_e$ , зв'язане з можливістю пробою резонатора).

### 3.1.4. Групування електронів у просторі дрейфу. Конвекційний і наведений струми

З просторово часової діаграми (рис. 3.3) видно, що в будь-якому перетині  $Z_2$  простору дрейфу, досить віддаленому від зазору першого резонатора, потік прямуючих через цей перетин електронів промодульований за щільністю, частота згустків дорівнює частоті високочастотної напруги  $U_1$ , а максимальне групування виявляється у визначеному перетині  $Z_2$ , що залежить від параметрів  $V_{e0}$ ,  $U_e$ ,  $U_a$  та  $M$ .

Розглянемо електронний потік (конвекційний струм) наприкінці простору дрейфу, тобто струм, що надходить у другий резонатор-уловлювач.

Електрон, що вилетів із угруповувача в момент часу  $t_1$ , досягає другого резонатора в момент  $t_2 = t_1 + \frac{l}{V_{ed}}$ , де  $l$  – довжина простору дрейфу, чи

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{V_{e0} \left( 1 + M \frac{U_1}{2U_a} \sin \omega t_e \right)}.$$

Застосовуючи правило наближених обчислень  $\frac{1}{1+\varepsilon} \Big|_{\varepsilon \ll 1} \approx 1 - \varepsilon$ , можна записати:

$$t_2 \approx t_1 + \frac{l}{U_{e0}} \left( 1 - M \frac{U_1}{2U_a} \sin \omega t_1 \right),$$

тому що  $M < 1$  і  $U_e/U_a \ll 1$ .

Тоді фазовий кут надходження електрона до зазору другого резонатора:

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \frac{\omega l}{V_{e0}} - \frac{\omega l}{U_{e0}} M \frac{U_1}{2U_a} \sin \omega t_1.$$

Якщо позначити  $\frac{l}{V_{e0}} = \tau$  – час прольоту "незбуреного" електрона,

$\frac{\omega l}{V_{e0}} M \frac{U_1}{2U_a} = \chi$  – параметр групування,  $\omega \tau_0 = \theta \frac{\omega l}{V_{e0}}$  – кут прольоту в просторі дрейфу електронів, що не змінили своєї швидкості ("незбурений" кут прольоту), то можна записати:

$$\omega t_2 - \omega \tau_0 = \omega t_1 - \chi \sin \omega t_1. \quad (3.2)$$

Промодульований по щільності електронний потік (конвекційний струм), потрапляючи в область між сітками, збуджує наведений струм у резонаторі. Еквівалентна схема резонатора приведена на рис. 3.6.

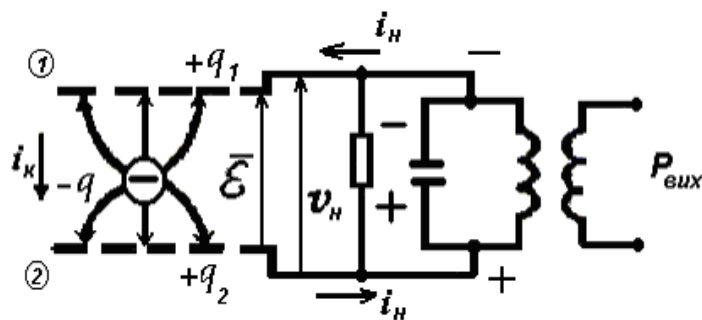


Рис. 3.6

Нехай електронний згусток із зарядом  $-q$  рухається між сітками резонатора і наводить на пластинах 1 і 2 позитивні заряди  $+q_1$  і  $+q_2$ , причому заряд  $q_1$  убуває, а заряд  $q_2$  зростає.

Заряди  $q_1$  і  $q_2$  викликають наведений струм у контурі, що, у свою чергу, створює на контурі напруга  $U_H$ .

Напруга, що з'явилася, на контурі, викличе гальмуюче для заряду  $-q$  поле  $\bar{\varepsilon}$ . Таким чином, заряд  $-q$  збудив гальмуюче поле між сітками резонатора і в процесі руху віддає йому частину своєї енергії.

Частота прольоту згустків електронів між сітками дорівнює частоті власних коливань резонатора. Тому через півперіод між сітками резонатора буде знаходитися електронний потік з малою щільністю, а на контурі утвориться напруга протилежної полярності, що створює прискорююче поле НВЧ. Таким чином, автоматично виконується умова синхронізації: електронний потік з великою щільністю потрапляє в гальмуюче поле НВЧ, а з малою щільністю – у прискорююче поле. У результаті електронний потік віддає полю НВЧ енергії більше, ніж відбирає від нього.

Визначимо значення конвекційного струму, що надходить в уловлювач. Позначимо миттєві значення конвекційного струму в середині першого і другого резонаторів відповідно через  $i_1$  і  $i_2$ .

Використовуючи закон збереження заряду (заряд, перенесений електронами в перетині  $Z_1$  за час  $dt_1$ , відповідає заряду перенесеному цими ж електронами в перетині  $Z_2$  за час  $dt_2$ ) запишемо:

$$i_1 dt_1 = i_2 dt_2 \text{ чи } i_2 = i_1 \left( \frac{dt_1}{dt_2} \right).$$

Якщо за  $i_1$  прийняти струм  $I_0$ , що надходить з електронної гармати, то

$$i_2 = I_0 \left| \frac{dt_1}{dt_2} \right| = \frac{I_0}{\left| \frac{dt_2}{dt_1} \right|}.$$

З огляду на, що  $t_2 - \theta/\omega = t_1 - \chi \frac{1}{\omega} \omega t_1$  і враховуючи, що  $\frac{dt_2}{dt_1} = 1 - \chi \cos \omega t_1$ , знаходимо значення конвекційного струму в другому резонаторі:

$$i_2 = \frac{I_0}{1 - \chi \cos \omega t_1}. \quad (3.3)$$

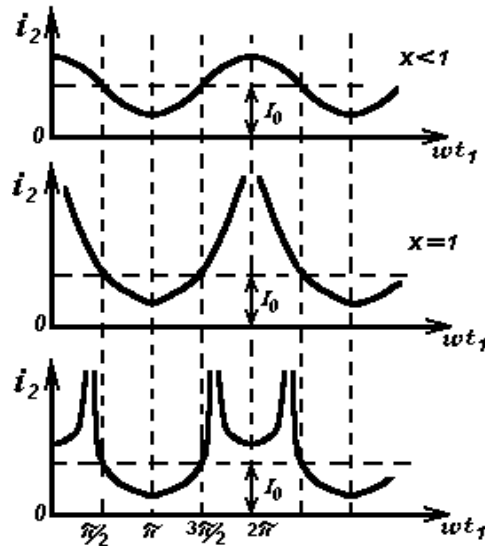


Рис. 3.7

На рис. 3.7 показані залежності форми конвекційного струму  $i_2$  при різних значеннях параметра групування  $\chi$ . З приведених залежностей випливає, що щільність групування максимальна при  $\chi = 1$ .

Конвекційний струм  $i_2$  є періодичною парною функцією часу.

При  $\chi < 1$  струм змінюється по синусоїдальному закону, а при  $\chi \geq 1$  має викиди хвилі (звідси назва клістрон – грец. "клісейн" – морський прибій). Форма конвекційного струму залежить (отже може регулюватися) від: довжини простору дрейфу  $l$ ; початкової швидкості електронів  $V_{e0}$ ; прискорюючої напруги  $U_a$ ; коефіцієнта взаємодії  $M$ ; амплітуди високочастотної напруги в першому резонаторі  $U_1$ .

Співвідношення (3.3) повинно відбивати залежність струму  $i_2$  від часу  $t_2$ . Оскільки  $t_2$  і  $t_1$  зв'язані трансцендентним рівнянням (3.2), то вивести залежність  $i_2 = f(\omega t_2 - \theta_0)$  у явному виді не можливо. Але періодично змінюємий струм можна розкласти в ряд Фур'є відносно  $\omega t_2 - \theta_0$ :

$$i_2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{jn(\omega t_2 - \theta_0)},$$

де

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_2(t) e^{-jn(\omega t_2 - \theta_0)} d\omega t_2.$$

З огляду на те, що  $\omega t_2 - \theta_0 = \omega t_1 - \chi \sin \omega t_1$  і  $i_2 d\omega t_2 = I_0 d\omega t_1$ , і переходячи до змінного  $\omega t_1$ , отримаємо:

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} I_0 e^{-jn(\omega t_1 - \chi \sin \omega t_1)} d\omega t_1.$$

Цей інтеграл є табличним і виражається функцією Бесселя першого роду  $n$ -го порядку від аргумента  $n\chi$ :

$$A_n = I_0 J_n(n\chi).$$

Вираз для конвекційного струму має вигляд:

$$\begin{aligned} i_2 &= I_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(n\chi) e^{jn(\omega t_2 - \theta_0)} \\ &= I_0 \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(n\chi) \cos n(\omega t_2 - \theta_0) \right]. \end{aligned}$$

Для амплітуд гармонійних складових конвекційного струму отримаємо:

$$I_n = 2J_n(n\chi) I_0.$$

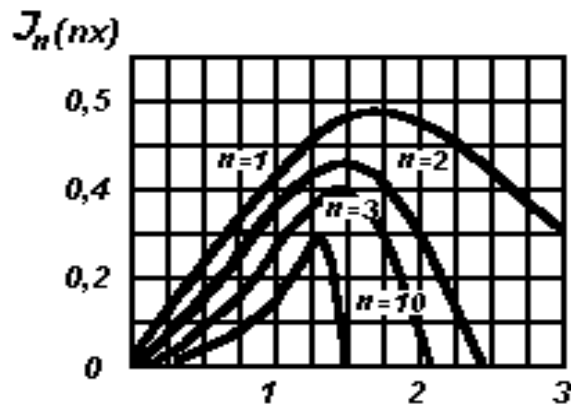


Рис. 3.8

У теорії клістронів графіки функцій Бесселя мають таке ж значення як графіки Берга в теорії лампових генераторів. З графіків (рис. 3.8) випливає, що максимальне значення  $J_1(n\chi) = 0,58$  а, отже, і амплітуди першої гармоніки конвекційного струму  $I_1$  мають місце при  $\chi = 1,84$ .

Оскільки резонатори клістронів мають високу добротність  $Q \gg 1$  (вони вузькополосні), то їх НВЧ коливання взаємодіють тільки з однією з гармонік конвекційного струму  $i_2$ , частота якої близька до резонансної частоти резонатора. Внаслідок цього вихідний резонатор клістронона поміщають на такій відстані від вхідного резонатора, де максимальна не вся щільність потоку

електронів, а тільки відповідна амплітуда гармоніки конвекційного струму. Для  $\chi = 1,84 - I_{1\max} = 2I_0$   $0,58 = 1,16I_0$ . Для першої гармоніки  $\chi = 1,84$  буде оптимальним параметром групування. У реальному клістріні оптимальне значення параметра групування  $\chi_{\text{опт}}$  підбирається шляхом зміни значень  $U_a$  і  $U_1$ .

### 3.1.5. Енергетичні показники пролітного клістро́на

До основних енергетичних показників пролітного клістро́на відносяться вихідна потужність, електронний коефіцієнт корисної дії і коефіцієнт підсилення за потужністю.

Для визначення коливальної потужності і ККД пролітного клістро́на необхідно знати значення конвекційного струму.

Амплітуда струму, наведеного в другому, вихідному, резонаторі ПК, дорівнює амплітуді гармоніки конвекційного струму  $I_n$ , помноженої на коефіцієнт ефективної електронної взаємодії  $M_n$ . Тоді потужність, що віддається електронним пучком у другий резонатор на  $n$ -ій гармоніці, визначається виразом:

$$P_n = \frac{1}{2} U_n M_n I_n = U_n I_0 J_n(n\chi) M_n,$$

де:  $U_n$  – амплітуда напруги між сітками вихідного резонатора;

$I_n = 2I_0 J_n(n\chi)$  – амплітуда гармоніки конвекційного струму.

Потужність постійного струму, підведена до проміжку електронної гармати, що прискорює:

$$P_0 = I_0 U_a.$$

Електронний коефіцієнт корисної дії:

$$\eta_{\text{ел}} = \frac{P_n}{P_0} = \frac{M_n U_n}{U_a} J_n(n\chi).$$

З аналізу отриманих залежностей можна сказати, що вихідна потужність і ККД пролітного клістро́на збільшуються з ростом струму  $I_0$  і напруги  $U_n$ , і зі зменшенням відношення  $\frac{t_{\text{пр}}}{T}$ , тобто зі збільшенням коефіцієнта  $M$ .

Максимально можливе теоретичне значення електронного ККД пролітного клістро́на можна знайти, прийнявши  $U_n = U_a$  і  $M=1$ .

Тоді:

$$\eta_{\text{елmax}} = J_n(n\chi) \leq 0,58.$$

Однак практично ККД дворезонаторного пролітного клістро́на з урахуванням втрат у резонаторах, а також осіданням електронів на сітці резонаторів звичайно складає до 20%, при  $n = 1$ .

Коефіцієнт підсилення потужності дворезонаторного ПК визначимо, розглянувши еквівалентні схеми вхідного і вихідного резонаторів (рис. 3.9).

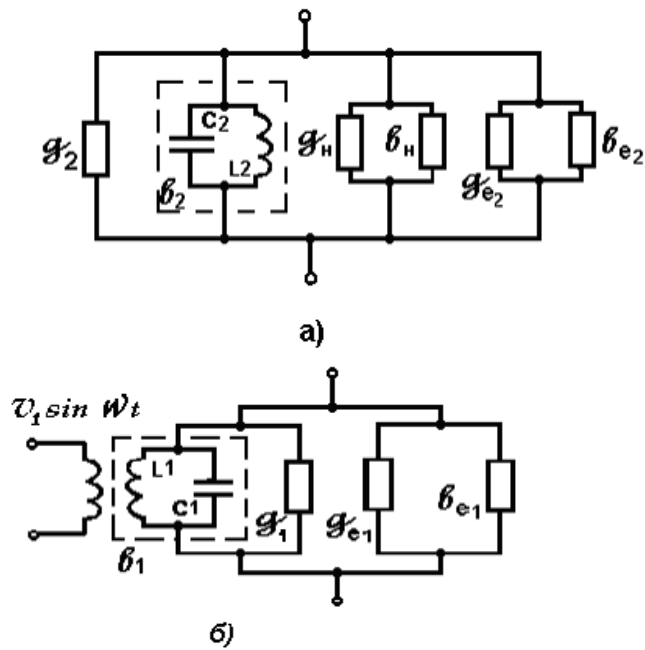


Рис. 3.9

На рис. 3.9,а приведена еквівалентна схема вихідного резонатора, у якій паралельно провідності власне резонатора  $y_2 = g_2 + jb_2$ , що складається з активної провідності  $g_2$ , що характеризує втрати в резонаторі, і реактивної складової, обумовленої ємкістю  $C_2$  й індуктивністю  $L_2$ , включені також навантаження з провідністю  $y_H = g_H + jb_H$  перерахована до резонатора, і електронна провідність, обумовлена проходженням потоку через зазор резонатора ( $y_{e2} = g_{e2} + jb_{l2}$ ).

Аналогічно, але без провідності навантаження  $g_H$  може бути представлена еквівалентна схема вхідного резонатора (рис. 3.9 б).

Вихідна потужність клістрона  $P_{\text{вих}}$ , тобто середня за період НВЧ коливань потужність, що виділяється в навантаженні другого резонатора при взаємодії згрупованого електронного потоку з НВЧ полем резонатора, визначається виразом:

$$P_{\text{вих}} = \frac{1}{2} I_{\text{НС}}^2 R_H,$$

де  $I_{\text{НС}} = M_n I_n = 2I_0 J_n \overline{M}_n$  – амплітуда гармоніки наведеного в другому резонаторі струму.

Потужність на вході:

$$P_{\text{вх}} = \frac{1}{2} U_1^2 \cdot \frac{1}{R_{\text{вх}}},$$

де  $U_1$  – амплітуда напруги між сітками першого резонатора. Відповідно до графіка, зображеного на рис. 3.9 а:

$$R_H = \frac{q_H}{q_{\text{екв}2}^2 + b_{\text{екв}2}^2}, \quad \frac{1}{R_{\text{ВХ}}} = q_1 + q_{l_1},$$

де  $g_{\text{екв}} = g_2 + g_H + q_{l_1}$ ;  $b_{\text{екв}2} = b_2 + b_H + b_{e_2}$ .

Так як  $U_1 = \frac{2U_a \chi}{M \theta_0}$ , то коефіцієнт підсилення за потужністю (у децибелах)

можна записати остаточно у вигляді виразу:

$$K_p = 10 \lg \frac{P_{\text{ВУХ}}}{P_{\text{ВХ}}} = 10 \lg \left\{ \frac{M^2 M_n^2 I_0^2 [J_n(\chi)]^2 \theta^2}{U_a^2 \chi^2} \cdot \frac{q_H}{(g_{\text{екв}2}^2 + b_{\text{екв}2}^2)(g_2 + g_{e_1})} \right\}. \quad (3.4)$$

З аналізу виразу (3.4) випливає, що вихідна потужність дворезонаторного пролітного клістрона залежить як від струму в клістріні й умов групування електронного потоку, так і від співвідношення провідностей навантаження і другого резонатора. Коефіцієнт підсилення за потужністю досягає свого максимального значення за умови узгодження провідностей навантаження й другого резонатора клістрона (коли  $b_{\text{екв}2} = 0$ ;  $b_{\text{екв}2} = 2g_H$ ), а також при досить малих амплітудах сигналу:  $\chi \ll 1$  і  $J_1(\chi) \approx \frac{\chi}{2}$ .

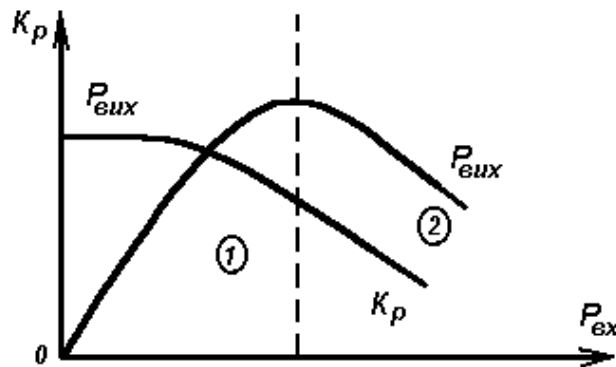


Рис. 3.10

Амплітудна характеристика  $P_{\text{ВУХ}} = f(P_{\text{ВХ}})$  приведена на рис. 3.10, на якому також зображена залежність  $K_p = f(P_{\text{ВХ}})$ . В області малих вхідних сигналів клістрон працює в режимі максимального підсилення; вихідна потужність унаслідок того, що електронний потік недогрупований, менша максимальної вихідної потужності  $P_{\text{ВУХ}_{\text{max}}}$ .

Режим максимальної вихідної потужності відповідає відносно великим вхідним сигналам  $\chi \approx 1,84$ . При подальшому збільшенні  $P_{\text{ВХ}}$  вихідна потужність знижується, тому що електронний потік проходить сітки вихідного резонатора перегрупованим  $\chi > 1,84$ .



На графіку приведених залежностей можна визначити дві області: 1 – область недогрупування електронного потоку ( $\zeta < Z_2 - Z_1$ ) і 2 – область перегрупування ( $\zeta > Z_2 - Z_1$ ).

З аналізу виразу, що визначає вихідну потужність  $P_n = P_{\text{вих}}$  пролітного клістрона, випливає, що максимальна вихідна потужність досягається при цілком визначеному значенні вхідної потужності, якому відповідає оптимальне значення параметра групування  $\chi$  (наприклад, при  $n = 1$ ,  $\chi_{\text{опт}} = 1,84$ ).

Аналіз виразу для коефіцієнта підсилення потужності  $K_p$  показує, що максимальний коефіцієнт підсилення досягається при малих значеннях  $\chi$ , тобто при малих значеннях  $U_1$  і  $P_{\text{вх}}$ . Звичайно в дворезонаторних пролітних клістронів коефіцієнт  $K_p$  знаходиться у межах 10...15 дБ. Рівень власних шумів цих клістронів унаслідок дробового ефекту великий, і тому як вхідні підсилувачі слабких сигналів вони не застосовуються.

### 3.2. ВІДБИВНИЙ КЛІСТРОН

Відбивний клістрон був винайдений у 1940 році В.Ф. Коваленком і Н.Д. Девятковим. Він являє собою малопотужний автогенератор. Відбивні клістриони широко застосовуються в різних пристроях НВЧ як гетеродини приймачів, генераторів у малопотужних передавачах, у вимірювальній апаратурі. Перевагами відбивних клістронів є простота їхньої конструкції і настроювання, можливість електронної перебудови частоти. До недоліків варто віднести їхній малий коефіцієнт корисної дії (менше 3%) і малу вихідну потужність (не більше одиниць ватів).

#### 3.2.1. Будова відбивного клістрона.

Відбивний клістрон (рис. 3.11) складається з катода (1), прискорюючого електрода (2), резонатора (3) і відбивача (4).

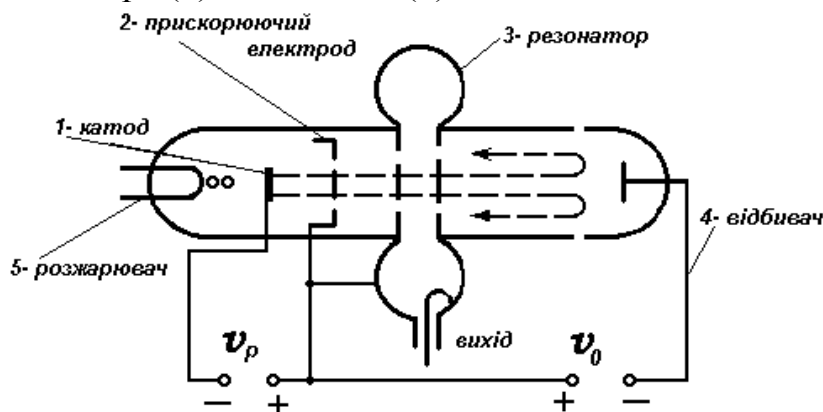


Рис. 3.11.

На резонатор відносно катода подається позитивна прискорювальна напруга від джерела  $U_p$ , а на відбивач – негативна гальмуюча напруга від

джерела  $U_0$ . Під дією прикладеної між катодом і резонатором напруги  $U_p$  електронний потік, прискорюючись, здобуває від сіток резонатора (3) швидкість, рівну  $V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_p}$ .

Електрони, що пролітають крізь сітки резонатора, наводять струм, частота коливань якого дорівнює власній частоті резонатора. Наявність коливань струму в резонаторі приводить до утворення гармонійної напруги між його сітками:  $u = U_m \sin \omega_0 t$ , отже, до утворення електричного поля НВЧ.

Простір між сітками резонатора є областю взаємодії електронного потоку і поля НВЧ.

Електрони, що рухаються в прямому напрямку від катода до відбивача, пролітаючи область взаємодії, випробують дію поля НВЧ. У результаті цього відбувається модуляція за швидкістю. Розглянемо процес модуляції за швидкістю на просторово-тимчасовій діаграмі (рис. 3.12).

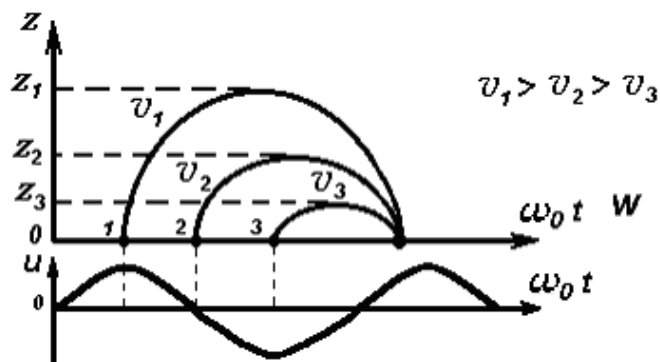


Рис. 3.12

Електрони 1, 2, 3 потрапляють у простір між сітками в різні моменти часу зміни поля НВЧ. Так електрон 1, потрапляючи в позитивний напівперіод поля, збільшує свою початкову швидкість до значення  $V_1$ , електрон 3, потрапляючи в негативний напівперіод поля, трохи гальмується і здобуває швидкість  $V_3$ , електрон 2 потрапляє в область взаємодії в момент часу, коли  $u = 0$ , і не змінює своєї швидкості:  $V_2 = V_{e0}$ . Тобто електронний потік, проходячи область взаємодії між сітками резонатора, модулюється за швидкістю полем НВЧ.

Промодульований за швидкістю електронний потік потрапляє в постійне гальмуюче електричне поле між відбивачем і резонатором – простір групування електронів за щільністю. Під дією постійного гальмуючого поля електрони, що мають різні швидкості  $V_1, V_2, V_3$ , пролітають різні відстані  $Z_1, Z_2, Z_3$  і повертаються в резонатор.

Тому що електрони мають різну швидкість і пролітають різні відстані, то за певних умов вони можуть повернутися в резонатор одночасно, тобто може відбутися групування електронів за щільністю (утворення згустків і розріджень електронного потоку). Якщо згусток електронів, що утворився, потрапляє в

простір взаємодії в момент, коли діє гальмуюче поле НВЧ, електрони віддають частину своєї енергії, збільшуючи енергію поля НВЧ. Варто врахувати, що поле НВЧ, що є прискорюючим для електронів, що летять від катода, для електронів, що летять від відбивача до резонатора, буде гальмуючим.

Момент повернення згустків електронів до резонатора повинен збігатися з максимальним значенням електричної складової гальмуючого поля НВЧ. Це досягається шляхом зміни напруги на відбивачі клістрона.

Спочатку утворені слабкі загасаючі коливання в резонаторі підсилюються за рахунок енергії, що віддається електронними згустками, і при виконанні умови стаціонарності в резонаторі встановлюються незатухаючі коливання.

### 3.2.2. Взаємодія електронного потоку з полем НВЧ у відбивному клістріні

Електрони, що підлітають до резонатора клістрона зі швидкістю

$$V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_p},$$

між сітками резонатора прискорюються чи сповільнюються відповідно до миттєвої напруги резонатора:

$$u = U_m \sin \omega_0 t,$$

де  $\omega_0$  – власна частота коливань резонатора.

Швидкість електронів, що пролітають через середину сітки резонатора в момент  $t_1$ ,

$$V_{e1} = V_{e0} \left( 1 + M \frac{U_m}{2U_p} \sin \omega_0 t \right) = V_{e0} \left( 1 + m \sin \omega_0 t_1 \right), \quad (3.5)$$

$$\text{де } m = M \frac{U_m}{2U_p}.$$

Таким чином, швидкість електронів, що пролітають між сітками резонаторів, змінюється відповідно до закону зміни напруги на резонаторі. Глибина модуляції швидкості визначається амплітудою напруги на резонаторі  $U_m$ .

Пролетівши сітки резонатора, електрони, промодульовані за швидкістю, рухаються в гальмуючому постійному електричному полі в напрямку до відбивача до зупинки рівносповільнено, а потім назад до резонатора рівноприскорено.

Простір групування електрони проходять за час  $\tau$ , тому час прибуття електронів назад до середини між сітками резонатора буде складати:

$$t = t_1 + \tau.$$

Час перебування електронів у просторі групування можна визначити з рівняння:

$$V_{e_{\tau/2}} = U_1 - a \frac{\tau}{2} = 0, \quad (3.6)$$

де  $V_{e_{\tau/2}}$  – швидкість електронів у просторі групування через час  $\frac{\tau}{2}$ ;

$a = \frac{e}{m} \mathcal{E} = \frac{e}{m} \frac{U_p + U_0}{D}$  – коефіцієнт сповільнення руху електронів гальмуючим полем у просторі групування ( $D$  – відстань між резонатором і відбивачем).

Використовуючи вираз (3.5), з рівняння (3.6) знаходимо:

$$\tau = \frac{2V_{e_1}}{a} = 2 \frac{V_{e_0}}{a} \left( + m \sin \omega_0 t_1 \right),$$

чи:

$$\tau = \tau_0 + \tau_0 m \sin \omega_0 t_1,$$

де  $\tau_0 = \frac{2V_{e_0}}{a}$  – час перебування незбуджених електронів (електрон 2, рис. 3.12) у просторі групування.

Таким чином, час прибуття електронів назад до середини між сітками резонатора

$$t = t_1 + \tau_0 + \tau_0 \sin \omega_0 t_1. \quad (3.7)$$

Користаючись законом збереження заряду, виведемо закон зміни конвекційного струму між сітками резонатора:

$$i = \frac{I_0}{\left| \frac{dt}{dt_1} \right|}. \quad (3.8)$$

Диференціюючи вираз (3.7) по  $t$  знаходимо:

$$i = \frac{I_0}{\left| 1 + \chi \cos \omega_0 t_1 \right|}, \quad (3.9)$$

де  $I_0$  – струм у відсутності модуляції;

$\chi = \omega_0 \tau_0 m$  – параметр групування, що визначає амплітуду змінної складової електричного струму.

Конвекційний струм являє собою періодичну функцію з періодом, рівним періоду поля НВЧ (рис. 3.13).

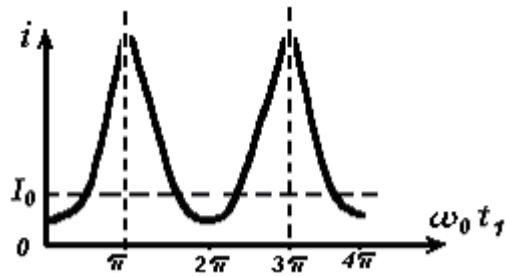


Рис. 3.13

Вираз для згрупованого струму у відбивному клістріні відрізняється від відповідного виразу для струму в пролітному клістріні тільки знаком перед параметром  $\chi$ . Амплітуди гармонійних складових цього струму визначаються так само як і для пролітного клістріна. Не повторюючи цих виразів, запишемо вираз для першої гармоніки конвекційного струму:

$$i_1 = 2I_0 J_1(\chi) \cos(\omega_0 t - \omega_0 \tau_0)$$

Активна складова першої гармоніки:

$$i_{1a} = 2I_0 J_1(\chi) \sin \omega_0 \tau_0 \cdot \sin \omega_0 t$$

а середнє значення цієї складової потужності, що доставляється в резонатор за період, визначається як:

$$P_\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u i_{1a} d\omega t = U_m I_0 J_1(\chi) \sin \omega_0 \tau_0 \quad (3.10)$$

У межах зони генерації клістріна вихідна потужність залежить від кута прольоту  $\omega_0 \tau_0$  і при

$$\omega_0 \tau_0 = 2\pi \left( n - \frac{1}{4} \right) \quad , \quad (3.11)$$

де  $n = 1, 2, 3, \dots$

Коли відбувається найбільш ефективно гальмування електронів, ця потужність найбільша. Співвідношення (3.11) є умовою синхронізму відбивного клістріна, а  $n$  – номер зони коливаний. Характер руху електронів у клістріні при порушенні його в різних зонах показаний на рис. 3.14. З огляду на те, що:

$$\tau_0 = \frac{2V_{e0}}{a}, \quad V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_p}, \quad a = \frac{e}{m} \varepsilon = \frac{e}{m} \frac{U_p + U_0}{D},$$

а також, що

$$\omega_0 = 2\pi \frac{3 \cdot 10^8}{\lambda}, \quad e \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг},$$

формулу (3.11) взагалі записують у вигляді:

$$2000 \frac{D}{\lambda} \frac{\sqrt{U_p}}{U_p + U_0} = n - \frac{1}{4}, \quad (3.12)$$

і використовують для розрахунку режимів роботи клістрона.

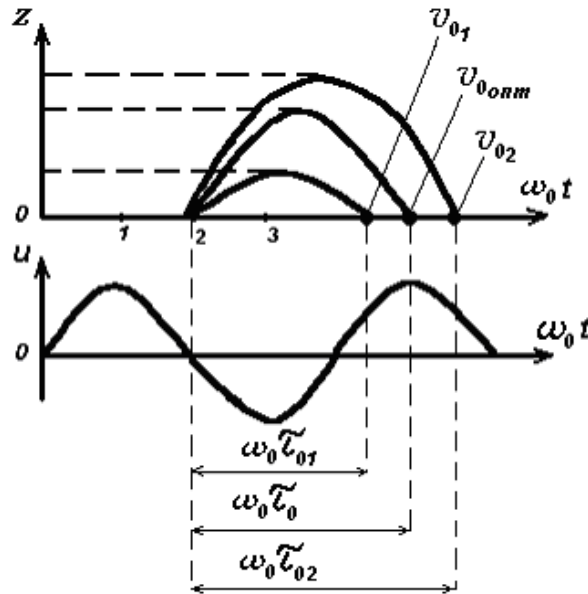


Рис. 3.14

### 3.2.3. Зони генерації й умови самозбудження відбивного клістрона

З графіків 3.13 видно, що оптимальна фаза  $\omega_0\tau_0$ , при якій момент прибуття згустків збігається з максимумом гальмуючого поля резонатора, відповідає не одному значенню  $\omega_0\tau_0$  а декільком дискретним значенням, що відрізняються один від одного на  $2\pi$ .

Області напруг на відбивачі, де виконуються умови синхронізації, називаються зонами генерації клістрона (рис. 3.15).

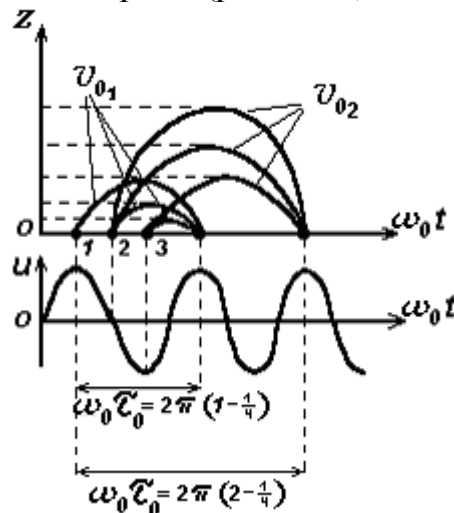


Рис. 3.15

У центрі кожної зони генерації спостерігається максимум потужності коливань, а частота в цій точці дорівнює відповідно частоті резонатора. Зміни

потужності і частоти коливань при зміні напруги на відбивачі обумовлені відхиленням фазових умов від оптимальних. При зміні напруги на відбивачі відбувається зміна часу перебування незбуджених електронів  $\tau_0$  у просторі групування, якщо електронні згустки потрапляють у поле НВЧ через час  $\tau_{0\text{опт}}$  (рис. 3.15) тобто в моменти максимальних значень з гальмуючого поля НВЧ, то момент підживлення енергією резонатора точно збігається з максимумом його власних коливань; частота генеруючих коливань дорівнює резонансній частоті  $\omega_0$ , а потужність їх максимальна. Якщо ж згустки електронів потрапляють у поле НВЧ через  $\tau_{01}$  чи  $\tau_{02}$ , то підживлення енергією резонатора відбувається раніше чи пізніше моменту, коли електрична складова поля НВЧ досягає максимального значення.

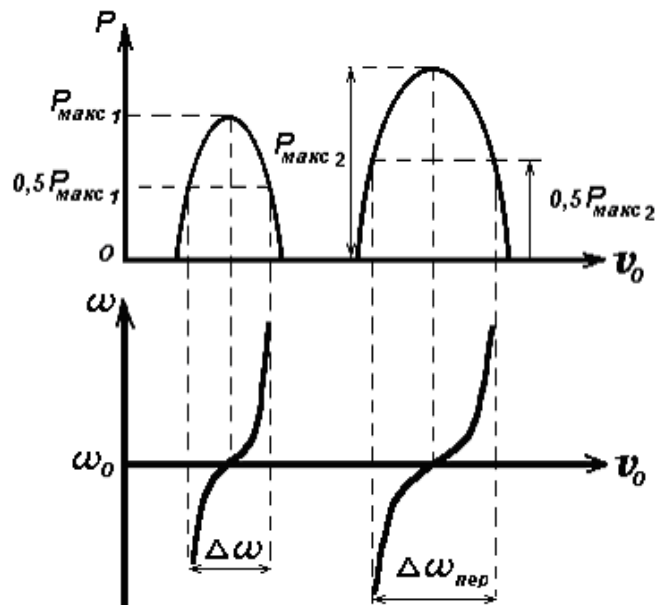


Рис. 3.16

У цьому випадку в резонаторі збуджуються коливання з періодом, відповідно меншим чи більшим періодом власних коливань резонатора. Таким чином, при зміні напруги на відбивачі в межах зони генерації відбувається зміна частоти й амплітуди НВЧ коливань.

Діапазон перебудови частоти визначається за відхиленням частоти генеруючих коливань від резонансної частоти  $\omega_0$  при зміні генеруючої потужності у два рази і складає для відбивних клістронів 1...3 % від резонансної частоти.

Зміна частоти коливань при зміні напруги на відбивачі називається електронною перебудовою відбивного клістрона.

Наявність електронної перебудови частоти клістрона розглядається як його позитивна властивість і широко використовується на практиці.

Для тривалого існування коливань у клістріні необхідне виконання умови самозбудження  $P_{\omega} \geq P_R$ , де  $P_{\omega}$  – потужність, що доставляється в резонатор електронним потоком, а  $P_R$  – потужність втрат у резонаторі. Підставляючи в цю нерівність значення  $P_{\omega}$  і значення  $P_R$ , обумовлене як  $\frac{1}{2} \frac{U_m^2}{R_e}$ , де  $R_e$  – еквівалентний опір резонатора, можна знайти значення пускового струму клістріна:

$$I_{0\text{пуск}} \geq \frac{U_m}{2J_1 R_e \sin \omega_0 \tau_0}.$$

Чим більший номер зони, тим більший час пролітають електрони в гальмуючому полі і тим кращі умови групування, це значить, тим менший пусковий струм.

### 3.2.4. Основні характеристики та область застосування відбивних клістрінів

Сучасні відбивні клістріни перебивають довжини хвиль від дециметрових до міліметрових. ККД відбивного клістріна лежить в межах 0,01...30 %. Вихідна потужність може бути від одиниць міліват – до одиниць ват.

Крутизна кривих електронної перебудови в робочих зонах:

$S_f \approx 0,3 \dots 0,5$  МГц/В – у десяти сантиметровому діапазоні;

$S_f \approx 1 \dots 3$  МГц/В – у три сантиметровому діапазоні;

$S_f \approx 5 \dots 8$  МГц/В – в восьми міліметровому діапазоні.

Використовується як гетеродин в радіоприймальних пристроях, системах АПЧ, як високостабільний еталонний генератор, генератор нагнітання параметричних підсилювачів, у вимірювальній апаратурі.

### Контрольні питання

1. Перелічіть основні технічні характеристики клістріонних приладів.
2. Як побудований дворезонаторний пролітний клістріон?
3. Запишіть вираз для швидкості електронів на виході першого резонатора.

Що таке коефіцієнт взаємодії  $M$ ? Намалюйте графік і пояснить залежність

$$M = f\left(\frac{t_{\text{пр}}}{T}\right).$$

4. Яким чином електронний потік, модульований за швидкістю, у просторі дрейфу перетворюється в електронний потік, модульований за щільністю? Поясніть на просторово-часовій діаграмі.

5. Що таке конвекційний і наведений струми?

6. Запишіть формулу для конвекційного струму в другому резонаторі. Як залежить форма конвекційного струму  $i_2$  від параметра групування  $\chi$ ? Зобразіть графічно ці залежності при  $\chi \ll 1$ ,  $\chi = 1$  і  $\chi > 1$ .



7. Шляхом зміни яких величин можна змінювати параметр групування  $\chi$ ?
8. Запишіть формулу і зобразіть графічно залежності амплітуди  $n$ -ої гармоніки конвекційного струму  $I_k$  від параметра групування  $\chi$ .
9. Запишіть вираз для вихідної, підведеної потужності й електронного ККД пролітного клістрона.
10. Запишіть формулу для коефіцієнта підсилення за потужністю пролітного клістрона. Зобразіть графічно залежності  $P_{\text{вих}} = f(U_{\text{вх}})$  і  $K_p = f(U_{\text{вх}})$ , пояснить їх.
11. Як побудован відбивний клістрон? Поясніть принцип роботи відбивного клістрона.
12. Запишіть вираз для конвекційного струму у відбивному клістріні.
13. Як визначається потужність, що подається в резонатор електронним потоком?
14. У чому полягає умова синхронізму? Чому воно виконується при декількох значеннях напруги на відбивачі  $U_0$ ?
15. Зобразіть залежність потужності  $P$  і частоти  $\omega$  від напруги на відбивачі  $U_0$  клістрона.
16. У чому полягає умова самозбудження відбивного клістрона? Запишіть вираз для пускового струму клістрона.

## 4. МАГНЕТРОННІ ГЕНЕРАТОРИ

### 4.1. БАГАТОРЕЗОНАТОРНИЙ МАГНЕТРОН

#### 4.1.1. Загальні відомості про багаторезонансні магнетрони

Магнетронами називаються резонансні прилади М-типу, у яких замкнутий електронний потік взаємодіє з НВЧ полем замкнутої системи, що сповільнюється

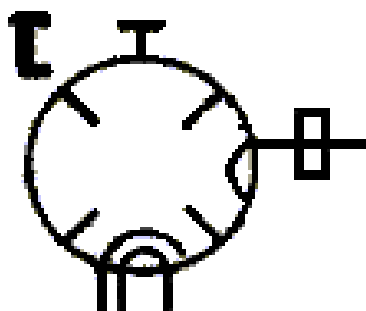


Рис. 4.1

Багаторезонансні магнетрони (рис. 4.1) є одним з основних видів генераторів потужних коливань сантиметрового й міліметрового діапазонів.

Головні переваги сучасних магнетронів як автогенераторів НВЧ – це простота конструкції й досить високий ККД. Тому їх широко використовують як джерела НВЧ енергії як у радіолокації, так і в інших областях техніки. Магнетрони перекривають діапазон частот від 300 МГц до 300 ГГц. Вихідна потужність магнетронів безупинної дії складає від часток вата до десятків кіловат, а магнетронів імпульсної дії – від 10 Вт до 10 МВт, при ККД 50...70%.

#### 4.1.2. Будова і принцип роботи багаторезонансного магнетрона



Рис. 4.2.

Будова багаторезонансного магнетрона схематично зображена на рис. 4.2. Магнетрон являє собою електровакуумний прилад циліндричної конструкції, у центрі якої розташований підігрівний катод (2). Анодний блок (1) розташований навколо катода і являє собою систему, що сповільнює, типу

"щілина-отвір", згорнута в кільце, з парним числом резонаторів (3) від 8 до 38. Анодний блок магнетрона є складною, багатозв'язною коливальною системою, у якій, як і в будь-якому автогенераторі, за рахунок теплового руху вільних електронів існує слабке загасаюче за амплітудою електромагнітне поле НВЧ. Кількість резонаторів системи, що сповільнює, визначається потужністю і діапазоном генеруючих частот. Простір (4) між катодом і анодним блоком є простором взаємодії між електронним потоком, емісуючим катодом і полем НВЧ коливальної системи. Енергія високочастотних коливань виводиться з магнетрона за допомогою петлі зв'язку (5), поміщеної в один із резонаторів. Анодний блок для зручності експлуатації заземлюють, а на катод подають негативний потенціал напруги живлення  $-E_a$ . У результаті між анодним блоком і катодом створюється постійне електричне поле  $\bar{E}_0$ .

Магнетрон міститься між полюсами постійного магніту чи соленоїда так, щоб вектор магнітної індукції  $\bar{B}_0$  збігався з віссю симетрії анодного блоку. У результаті в просторі взаємодії (4), крім вектора  $\bar{E}_0$ , створюється вектор постійного магнітного поля  $\bar{B}_0$ . Індукція поля складає 0,1...5 Т, причому великі значення відповідають магнетронам з меншою довжиною хвилі.

Для забезпечення теплового режиму анодного блоку магнетрона застосовуються примусово повітряне чи рідинне охолодження.

Принцип роботи магнетрона зводиться до наступного. При включенні джерела живлення  $E_a$  і напруги розжарювання з поверхні катода емісується електронний потік, що рухається у бік анода. У процесі руху електронного потоку відбувається його модуляція за швидкістю і щільністю, тобто формуються згустки й розрідження. Згустки потрапляють у гальмуючу фазу електричного поля коливальної системи й віддають їй свою енергію, підсилюючи НВЧ коливання, а розрідження – у прискорюючу фазу того ж поля. У результаті в магнетроні відбувається збудження НВЧ коливань, що за допомогою петлі зв'язку знімаються в навантаження.

При аналізі роботи магнетрона розглядають два режими: статичний і динамічний.

#### **4.1.3. Рух електронів у стаціонарних схрещених електричному і магнітному полях (статичний режим роботи магнетрона)**

Статичний режим роботи магнетрона (при відсутності поля НВЧ) визначає траєкторію руху електронного потоку і співвідношення між величинами постійних електричного  $\bar{E}_0$  і магнітного  $\bar{B}_0$  полів.

Розглянемо рух електронів у плоскій моделі магнетрона, анод якого знаходиться під позитивним потенціалом стосовно катода, а в просторі взаємодії створене постійне магнітне поле (рис. 4.3).

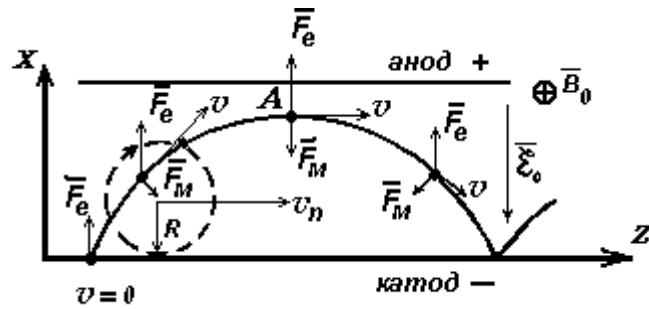


Рис. 4.3

Під час відсутності магнітного поля електрони, що вилетіли з катода, будуть рухатися прямо на анод під дією сили електричного поля (сили Кулона)  $\vec{F}_e = -e\vec{\varepsilon}_0$ , що спрямована від катода до анода, тобто в бік, протилежний напрямку вектора напруженості електричного поля  $\vec{\varepsilon}_0$ .

Якщо, крім електричного поля, в просторі катод-анод є магнітне поле, то траєкторія руху електрона стає більш складною. Припустимо, що магнітне поле з індукцією  $\vec{B}_0$  спрямовано перпендикулярно площині креслення. У цьому випадку сили магнітного поля (сили Лоренца) впливають на електрон:  $F_M = -e \vec{v}_e \times \vec{B}_0$  який знаходиться в площині креслення й перпендикулярна напрямку швидкості електрона. Результуючий вектор сили, що діє на електрон у схрещених електричному і магнітному полях, визначається виразом:

$$F = m \frac{d\vec{V}_e}{dt} = \vec{F}_e + \vec{F}_M = -e\vec{\varepsilon}_0 - e \vec{v}_e \times \vec{B}_0, \quad (4.1)$$

де:  $\vec{V}_e$  – вектор швидкості електрона;

$\vec{\varepsilon}_0$  – вектор напруженості електричного поля;

$\vec{B}_0$  – вектор індукції магнітного поля.

Записаний вираз визначає закономірність руху електронів у площині  $(x,z)$ .

Електрон, що залишив катод з початковою швидкістю  $\vec{V}_{e0} = 0$ , рухається в схрещених електричному і магнітному полях (рис. 4.3), описуючи циклоїду, тобто траєкторію точки окружності з радіусом  $R$ , що котиться по катоду без ковзання зі швидкістю  $V_{e_n} = \frac{\varepsilon_0}{B_0}$ . Вирази, що визначають траєкторію руху електрона в координатах  $(x,z)$ , мають вид:

$$\begin{cases} z = R(\omega_{Ц}t - \sin \omega_{Ц}t) \\ x = R(-\cos \omega_{Ц}t) \end{cases}, \quad (4.2)$$

де:  $2R = 2 \frac{m}{e} \frac{\varepsilon_0}{B_0^2}$  – максимальна висота (ордината) циклоїди;

$\omega_{\text{ц}} = \frac{e}{m} B_0$  – циклоїдна частота (кутова швидкість обертання точки по колу);

$V_{e_n} = \omega_{\text{ц}} R = \frac{\varepsilon_0}{B_0}$  – середня (переносна) швидкість руху електронів уздовж осі Z.

осі Z.

З рис. 4.3 видно, що при русі електрона від точки  $V_{e_0} = 0$  до точки A його швидкість безупинно зростає під дією сили електричного поля  $\bar{F}_e$  (електричне поле на цій ділянці є прискорюючим). Сила  $\bar{F}_M$ , спрямована перпендикулярно швидкості, також збільшується, але не впливає на неї, а визначає тільки крутизну траєкторії. Після точки A, коли електрон рухається від анода до катода, швидкість його під дією вже гальмуючої сили електричного поля поступово зменшується й у катода стає мізерно малою.

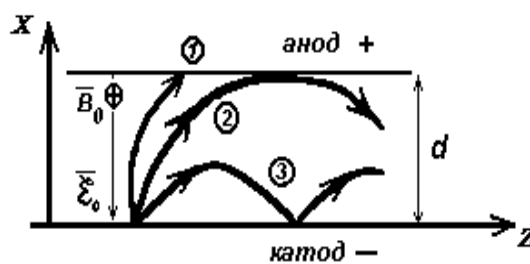
Розрізняють три основних статичних (до коливальних) режими роботи магнетрона:

режим струмопроходження, коли електрони з катода потрапляють на анод, тобто коли  $I_a > 0$ , що відбувається за умови  $2R > d$ , де  $d$  – відстань між анодом і катодом діода;

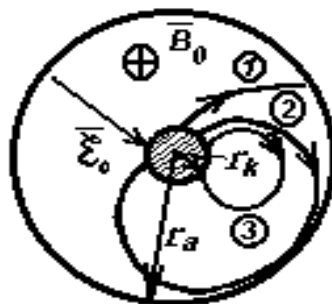
режим відсічення, коли  $I_a = 0$ , тобто при  $2R < d$ ;

граничний (критичний) режим, при  $2R = d$ .

Траєкторії електронів у режимі струмопроходження (крива 1), у режимі відсічення струму (крива 3) і в критичному режимі (крива 2) зображені на рис. 4.4 а.



а)



б)

Рис. 4.4.

Магнітна індукція, при якій вершина циклоїди торкається анода, називається критичною  $B_{0\text{кр}}$ . У критичному режимі (рис. 4.4 а, крива 2):

$$d = 2R = 2 \frac{m}{e} \frac{\varepsilon_0}{B_0^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{U_a}{d}. \quad (4.3)$$

Звідси, при  $U_a = \text{const}$ ,

$$B_{0\text{кр}} = \sqrt{2 \frac{m}{e} \cdot \frac{U_a}{d^2}} \approx 3,36 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{U_a}}{d} \quad (4.4)$$

( $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $m = 9,03 \cdot 10^{-31}$  кг;  $U_a$  [В];  $d$  [м];  $B_0$  [Т]).

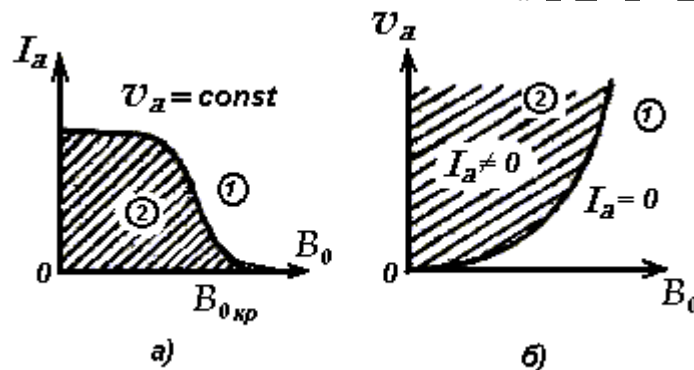


Рис. 4.5.

Якщо для заданого значення анодної напруги  $B_0 > B_{0\text{кр}}$ , то електрони не потрапляють на анод, тобто анодний струм дорівнює нулю. Залежність  $I_a = f(B_0)$  приведена на рис. 4.5 а.

Із формули (4.3)  $d = 2R = 2 \frac{m}{e} \cdot \frac{U_a}{B_0^2 d}$ , при  $B_0 = \text{const}$  можна знайти критичне значення анодної напруги:

$$U_{a\text{кр}} = \frac{e B_0^2 d^2}{2m} \quad (4.5)$$

Якщо для заданого значення магнітної індукції  $U_a < U_{a\text{кр}}$ , то електрони не потрапляють на анод, тобто анодний струм дорівнює нулю.

Залежність  $U_a$  від  $B_0$  для критичного режиму (рис. 4.5 б) називається параболою критичного режиму (область 1 на рисунку – режим відсічення струму; область 2 – режим струмопроходження).

У приладах з циліндричними електродами електрони рухаються по епіциклоїдальних траєкторіях (рис. 4.4 б). У цьому випадку:

$$B_{0\text{кр}} = 6,72 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{U_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)}; \quad (4.6)$$

$$U_{a_{кр}} = \frac{eB_0^2}{8m} r_a^2 \left( 1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right)^2, \quad (4.7)$$

де  $r_a$  – радіус анода,  $r_k$  – радіус катода.

Існує й інший, важливий для приладів магнетронного типу (ЛБХМ і ЛЗХМ) випадок, коли електрон влітає в простір взаємодії між площинами в точці на відстані  $X_1$  від катода, маючи початкову швидкість  $V_{oz} = V_n = \frac{\varepsilon_0}{B_0}$  (рис. 4.6).

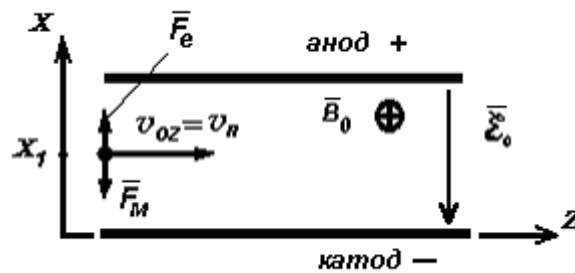


Рис. 4.6

У цьому випадку сила, що діє на електрон з боку постійного магнітного поля:

$$\bar{F}_M = -e\bar{V}_n B_0 = -e \frac{\bar{\varepsilon}_0}{B_0} \bar{B}_0 = -e\bar{\varepsilon}_0 = -\bar{F}_e$$

Таким чином, сила  $F_m$  дорівнює  $F_e$ , і ці сили протилежно направлені. Тому електрон буде рухатися між площинами (рис. 4.6) прямолінійно зі швидкістю  $V_{oz} = V_n$ .

#### 4.1.4. Рух електронів у схрещених електричному і магнітному полях при наявності НВЧ поля системи, що сповільнює (динамічний режим роботи магнетрона)

У робочому режимі в просторі взаємодії, крім стаціонарних електричних і магнітних полів ( $\bar{\varepsilon}_0 \perp \bar{B}_0$ ), існує електромагнітне поле НВЧ. Це поле можна представити сумою просторових гармонік, що біжать, з фазовими швидкостями  $V_{фпк}$  (фазова швидкість  $k$ -ої просторової гармоніки  $n$ -го виду теплових коливань анодного блоку магнетрона). Розподіл НВЧ поля однієї з просторових гармонік у деякий момент часу приведено на рис. 4.7 а, з якого видно, що різниця фаз поля НВЧ у сусідніх резонаторах дорівнює  $180^\circ$  чи  $\pi$ . У таких випадках говорять, що в коливальній системі порушені коливання  $\pi$ -виду.

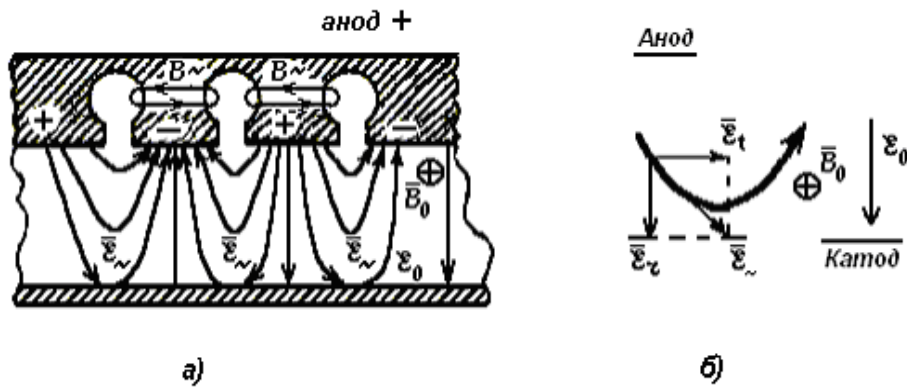


Рис. 4.7.

Розглянемо рух електронів у просторі взаємодії при наявності постійних схрещених, взаємно перпендикулярних електричному і магнітному полів і поля НВЧ системи, що сповільнює (динамічний режим роботи).

На кожен електрон тепер буде діяти сумарне електричне поле  $\bar{\epsilon}_{\Sigma}$ , рівне постійному полю  $\bar{\epsilon}_0$ , і змінному НВЧ полю  $\bar{\epsilon}_{\sim}$ . Змінне електричне НВЧ поле можна, у свою чергу, розкласти на дві складові (рис. 4.7 б):

- радіальну  $\bar{\epsilon}_r$  – колінеарну  $\bar{\epsilon}_0$ ;
- тангенціальну  $\bar{\epsilon}_t$  – перпендикулярну  $\bar{\epsilon}_0$ .

Розглянемо дії радіальної і тангенціальної складових на рух електронів.

Взаємодія електронів з радіальною  $\bar{\epsilon}_r$  (поперечною) складовою показана на рис. 4.8, на якому виділені електрони 1, 2, 3, 4, 5 і 6. У точці 1 складова  $\bar{\epsilon}_r$  вектора напруженості змінного НВЧ поля збігається за напрямком із вектором  $\bar{\epsilon}_0$  постійного електричного поля.

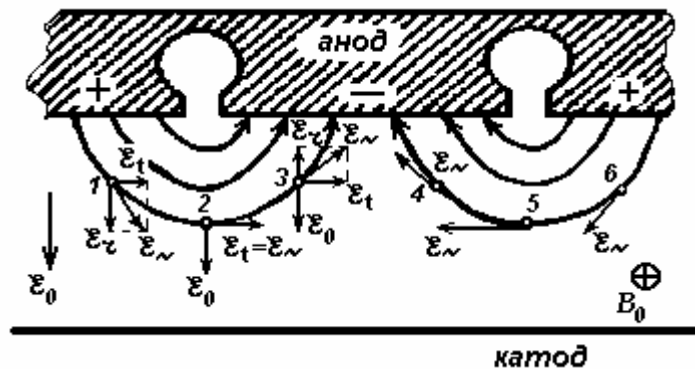


Рис. 4.8

Сумарне поле в цій точці дорівнює  $\epsilon_r + \epsilon_0$  отже поступальна швидкість руху електронів:

$$V_{e\Pi} = \frac{\epsilon_0 + \epsilon_r}{B_0} = V_{e\Pi} + \Delta V_e.$$



У точці 2 радіальна складова поля  $\epsilon_r = 0$  і, таким чином:

$$V_{e2п} = \frac{\epsilon_0}{B_0} = V_{eп}.$$

У точці 3 вектори  $\epsilon_0$  і  $\epsilon_r$  протилежні за напрямком і швидкість електрона:

$$V_{e3п} = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_r}{B_0} = V_{eп} - \Delta V_e.$$

Таким чином, у точці 1 електрон за рахунок дії складової  $\bar{\epsilon}_r$  одержує додаткове прискорення, у точці 2 завдяки тому, що  $\bar{\epsilon}_r = 0$ , швидкість електрона не змінюється; у точці 3 прискорення негативне, і електрон сповільнює свій рух.

При подальшому русі електронів буде відбуватися їхнє групування в згустки. Електрон 2 здожене електрон 3, а електрон 1 здожене електрони 2 і 3. Центром згустку буде електрон 2, що не змінив своєї швидкості, – незбуджений електрон.

Аналогічні міркування можна провести стосовно електронів 4, 5, 6 і показати, що вони утворять область розрідження просторового заряду: електрон 4 буде відставати від електрона 5, а електрон 6 поступово випереджати електрон 5, тобто електрон 5 буде центром області розрідження електронного потоку.

Таким чином, під впливом радіальної складової вектора напруженості змінного НВЧ поля електрони, що рухаються в схрещених електричному і магнітному полях, групуються в згустки.

Вплив поздовжньої складової  $\bar{\epsilon}_t$  розглянемо на прикладі двох електронів, що є центрами згустків і розріджень (див. рис. 4.9).

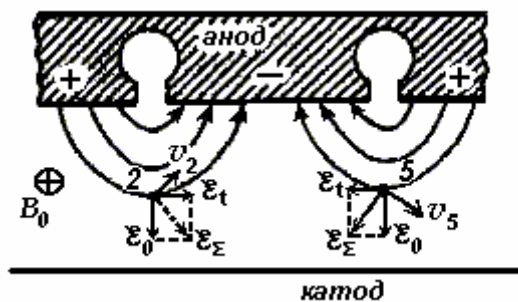


Рис. 4.9

У точці 2 вектор  $\bar{\epsilon}_\Sigma$  сумарної напруженості електричного поля відхиляється вправо від вектора  $\bar{\epsilon}_0$  постійного електричного поля. Вектор швидкості електронів  $\bar{V}_{e2} = \frac{\bar{\epsilon}_\Sigma}{B_0}$  спрямований під кутом у бік анода. Таким чином, електрон 2, а з ним і згусток, що формується навколо його, будуть у міру взаємодії зі змінним полем переміщуватися в напрямку до позитивно зарядженого електрода.

У точці 5 вектор швидкості  $\bar{V}_{e5} = \frac{\bar{\varepsilon}\Sigma}{B_0}$  відхилений у бік електрода з

негативним потенціалом – на катод. Отже, електрони, що потрапили в систему, що сповільнює, у цій фазі поля і, що знаходяться в області розрідження електронного потоку, будуть поступово прямувати на нижній електрод (катод).

Слід зазначити, що швидкість електрона 2 (і електронів, що групуються навколо нього) на вершині циклоїди буде меншою (а виходить буде меншою діюча на нього магнітна сила), тому що цей електрон рухається в гальмуючій фазі НВЧ поля. Тому цей "сприятливий" електрон (і електрони, що групуються навколо нього,) не долітає до катода й рухається по "скорочених" циклоїдах до анода.

Швидкість електрона 5 (і близьких до нього) на вершині циклоїди буде більше (а виходить, буде більшою діюча на нього сила), тому що цей електрон рухається в прискорюючій фазі НВЧ поля. Тому "несприятливий" електрон повертається на катод зі швидкістю, відмінною від нульової за рахунок енергії НВЧ поля, "бомбардуючи" катод. "Несприятливі" електрони викликають вторинну емісію електронів (це дозволяє в могутніх магнетронах відключати чи знижувати напругу розжарення катода).

Електрони в згустках, що утворяться поблизу точки 2, здійснюють корисну роботу: при русі до позитивного електрода їхня потенційна енергія в полі  $\varepsilon_0$  зменшується, і енергія, що втрачається електронами, шляхом взаємодії електронів зі змінним НВЧ полем передається полю хвилі. Іншими словами, зменшення потенційної енергії електронів саме і дорівнює енергії, отримуваної гальмуючою напівхвилею НВЧ поля.

При наближенні "сприятливих" електронів до анода щільність електронних згустків збільшується. У приладах М-типу циліндричної конструкції із замкнутим електронним потоком (у магнетронах, в амплітронах) електронний потік нагадує спиці, що обертаються з переносною швидкістю навколо катода. Число спиць при коливаннях  $\pi$ -виду в два рази менше числа резонаторів (рис. 4.10).

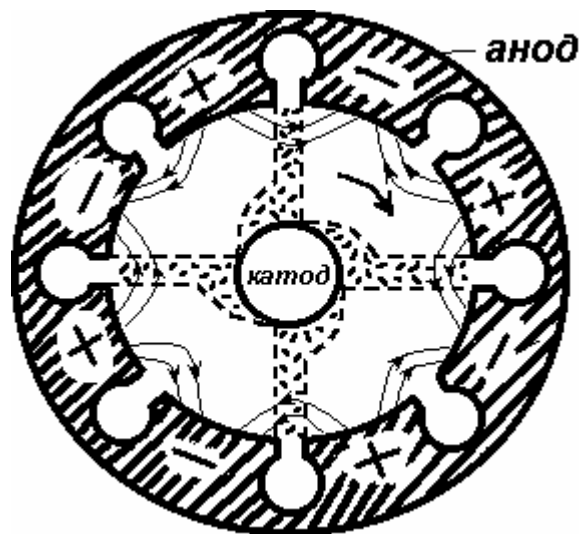


Рис. 4.10.

Спиці проходять біля пазів резонаторів у моменти часу, коли гальмуюче електричне НВЧ поле в них досягає найбільшої величини. Інакше кажучи, обертання електронних спиць синхронізується зі зміною фази НВЧ коливань. Процес сортування та групування електронів отримав назву „електронного фокусування”.

#### 4.1.5. Коливальна система магнетрона. Умови збудження коливань. Умова синхронізму

Коливальна система магнетрона являє собою сповільнюючу систему типу "щілина-отвір", згорнуту в кільце, що складається з ряду зв'язаних один з одним резонаторів і простору взаємодії (рис. 4.2). Між окремими резонаторами коливальної системи магнетрона існує складний зв'язок: резонатори зв'язані конструктивно сегментами анодного блоку, загальним магнітним потоком, що охоплює суміжні резонатори, і загальним електронним потоком (рис. 4.11).

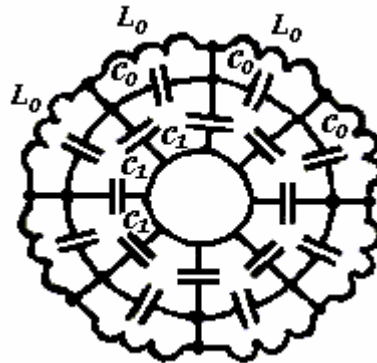


Рис. 4.11.

Відомо, що така складна коливальна система буде мати не одну, а кілька резонансних частот. Це означає, що якщо збудити таку коливальну систему, то в ній одночасно виникнуть коливання різних частот, число яких залежить від кількості резонаторів системи, а значення цих частот залежать як від власної частоти окремих резонаторів, так і від характеру зв'язку між ними.

Умовою резонансу в будь-якій кільцевій системі є рівність довжини кільця цілому числу довжин хвиль (умова циклічності):  $2\pi r_a = n\lambda_n$ ,  $n=1,2,3,\dots$  де  $r_a$  – радіус анодного блоку магнетрона;  $\lambda_n$  – довжина хвилі в системі, що сповільнює;  $n$  – номер виду коливань.

Умова циклічності виражається через різницю фаз коливань у сусідніх резонаторах: при обході всіх резонаторів загальний зсув фази повинен бути кратний  $2\pi$ , тобто  $\phi N = 2\pi n$ ,  $n=1,2,3,\dots$  Звідки  $\phi = \frac{2\pi n}{N}$ , де  $N$  – число резонаторів анодного блоку.

Кожному значенню  $\varphi$  і  $n$  відповідає визначена структура НВЧ поля й резонансна частота, що відповідно до еквівалентної схеми коливальної системи магнетрона дорівнює:

$$\omega_n = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{C_0}{2C_1} \cdot \frac{1}{\left[1 - \cos\left(\frac{2\pi n}{N}\right)\right]}}}, \quad (4.8)$$

$n=1,2,3,$

де  $C_1$  – ємкість зв'язку між резонаторами;

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$  – резонансна частота одного резонатора.

Із виразу (4.8) випливає, що номер виду коливань  $n$  може змінюватися від 1 до  $(N - 1)$ , тому що при  $n=0$  і  $n=N$   $\cos\frac{2\pi n}{N} = 1$  і  $\omega_n=0$ , тобто резонансна частота перетворюється в нуль.

У загальному випадку коливальна система з  $N$  зв'язаних резонаторів має  $N$  різних власних частот зв'язку й видів коливань. Однак у даному випадку система при парному  $N$  має  $1 + \frac{N}{2}$  видів коливань, тому що  $\frac{N}{2} - 1$  видів коливань (крім видів, що відповідають  $n=0$  і  $n = \frac{N}{2}$ ) попарно мають однакові частоти-дуплети. При  $\frac{C_1}{C_0} = 0,1$  ці дуплети розраховані за формулою (4.8) і приведені в табл. 4.1.

Таблиця 4.1.

N	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$\frac{\omega_n}{\omega_0}$	0	0,972	0,975	0,985	0,988	0,985	0,975	0,972	0

При непарному числі резонаторів  $N$  коливальна система має  $\frac{N+1}{2}$  попарно однакових частот (дуплетів). Навіть при незначній зміні симетрії коливальної системи (у результаті технологічних і складальних допусків, еліпсності, ексцентриситету катода і т.д.) частоти дуплетів роздвоюються. Тому в магнетронах застосовують коливальні системи з парною кількістю резонаторів  $N$  і працюючі на коливаннях  $n = \frac{N}{2}$ , тому що тільки в цього виду коливань при неминучій асиметрії коливальних систем резонансна частота не роздвоюється, що забезпечує велику стабільність частоти генеруючих магнетроном НВЧ коливань.

Для збільшення коливальної потужності магнетрона варто збільшити число його резонаторів  $N$ . Але з ростом числа резонаторів погіршується поділ

за частотою коливань із суміжними номерами, що приводить до нестійкої роботи магнетрона (стрибкоподібні переходи з одного виду коливань на інші), а це, крім нестабільності за частотою, викликає також зміну вихідної потужності і ККД.

Для стійкої роботи магнетрона поділ резонансних частот робочого  $\frac{N}{2}$  виду (коливань  $\pi$ -виду, тому що при  $n = \frac{N}{2}$  різниця фаз коливань у сусідніх резонаторах  $\varphi = \frac{2\pi}{N} \cdot \frac{N}{2} = \pi$ ) від найближчої частоти  $\left(\frac{N}{2} + 1\right)$  виду повинен бути порядку 10...20 %. Однак навіть при  $N=8$  цей поділ складає менше 1 %.

Залежність частоти коливань від номера  $n$  для еквівалентної схеми коливальної системи восьмиресонаторного магнетрона з ємкісним зв'язком між резонаторами був зв'язок, обумовлений виразом (4.8), приведена на рис. 4.12.

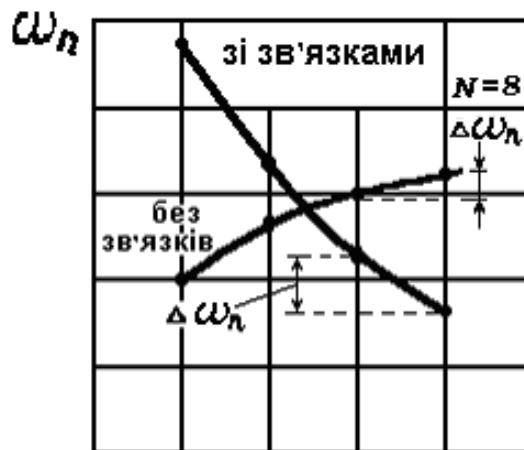


Рис. 4.12

Найменша різниця частот  $\Delta\omega_n$  буде між робочим видом  $n=4$  і видом  $n=3$ . Величина відношення  $\frac{\Delta\omega_4}{\omega_4}$  порядку 1 %.

У загальному випадку різниця частот між  $\pi$ -видом  $\left(n = \frac{N}{2}\right)$ , і найближчим видом  $n = \frac{N}{2} - 1$  стає меншою не тільки при збільшенні числа резонаторів  $N$ , але й при зменшенні величини ємкісного зв'язку – відношення  $\frac{C_1}{C_0}$  (рис. 4.11). Для стійкої роботи магнетрона на коливаннях  $\pi$ -виду, як відзначалося, бажано мати розходження частот 10...20 %.

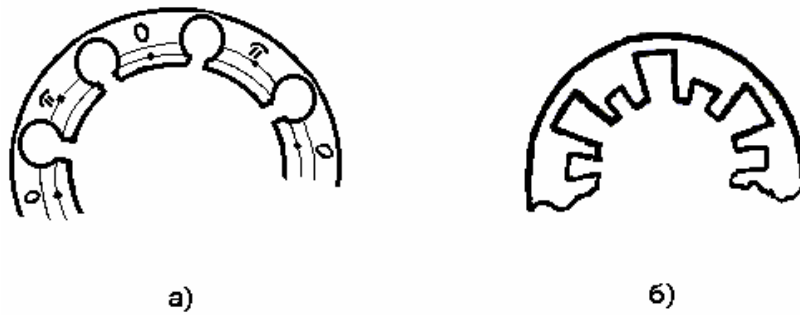


Рис. 4.13.

Існують два методи поділу частот суміжних видів коливань (рис. 4.13): застосування зв'язок у рівнорезонаторному анодному блоці (при  $f < 10$  ГГц) і застосування різнорезонаторних анодних блоків (при  $f > 10$  ГГц).

Зв'язки являють собою дротові чи стрічкові провідники, розташовані над торцями анодного блоку і приєднані у визначеній послідовності до його сегментів. На рис. 4.13 а показаний варіант подвійних кільцевих зв'язок. Кожна зв'язка приєднана до анодного блоку через один сегмент. Якщо в магнетроні порушені коливання  $\pi$ -виду, то кожна зв'язка з'єднує точки з однаковим потенціалом і не змінює розподіл поля.

Однак між зв'язками і анодним блоком міститься ємкість, що знижує резонансну частоту коливань  $\pi$ -виду в порівнянні з відсутністю зв'язку.

Припустимо тепер, що збуджуються інші види коливань ( $n < \frac{\pi}{2}$ ). Тоді точки приєднання зв'язок уже не мають однакового потенціалу. По зв'язках протікають зрівняльні струми, вплив яких еквівалентний підключенню індуктивності паралельно двом резонаторам. Це підвищує частоту неробочих видів коливань. Залежність частоти видів коливань від номера  $n$  для коливальної системи восьмирезонансного магнетрона зі зв'язками і без них приведена на рис. 4.12. У результаті застосування зв'язок частота коливань  $\pi$ -виду зменшилася, а частота інших видів коливань збільшилася, тобто збільшилася різниця частот.

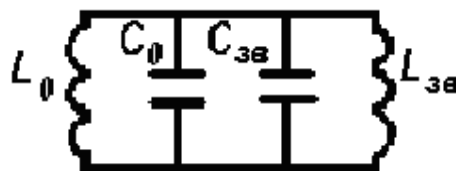


Рис. 4.14.

На рис. 4.14 приведена еквівалентна схема одного резонатора при включенні зв'язок, з якої випливає, що:

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_{\text{екв}} C_{\text{екв}}}} \approx \omega_0 \left( 1 + \frac{L_0}{2L_{3B}} \right) \left( 1 - \frac{C_{3B}}{2C_0} \right).$$

При коливаннях  $\pi$ -виду по зв'язках струм не тече, і виходить, індуктивність зв'язок на цей вид коливань не впливає, що еквівалентно  $L_{зв\pi} = \infty$ . Тоді для коливань  $\pi$ -виду:

$$\omega_{p\pi} \approx \omega_0 \left( 1 - \frac{C_{зв}}{2C_0} \right).$$

При всіх інших видах коливань по зв'язкам протікають зрівняльні струми і

$$\omega_{p \frac{N}{2}} \approx \omega_{p\pi} \left( 1 + \frac{L_0}{2L_{зв}} \right).$$

Слід зазначити, що застосування зв'язок не тільки робить роботу магнетрона більш стійкою, але також дозволяє дуже підвищити ККД і вихідну потужність. Зв'язки дозволяють збільшити ККД із 20...30% до 70...80%.

Для магнетронів, що працюють на частотах більших 10 ГГц ( $\lambda < 3$  см), застосування зв'язок супроводжується значними технологічними труднощами внаслідок малих розмірів анодного блоку і резонаторів. Із ростом частоти розміри резонаторів зменшуються, а кількість їх для забезпечення великої вихідної потужності збільшується. Зв'язки погіршують добротність коливальної системи. Тому на цих частотах застосовують різнорезонаторні магнетрони.

Різнорезонаторна коливальна система (рис. 4.13 б) дозволяє отримати поділ видів коливань і забезпечує стійкість роботи магнетрона з високим ККД без застосування зв'язок.

У різнорезонаторному анодному блоці розміри кожного другого резонатора збільшені. Виходить як би дві системи резонаторів, одна з яких настроєна на коротку хвилю, а інша – на більш довгу. Довжина хвилі коливань  $\pi$ -виду лежить між ними. Для збільшення частотного поділу бажано вибирати відношення розмірів "малих" і "великих" резонаторів якомога більшим, однак різниця більш 1,8 сильно погіршує структуру високочастотного поля, що знижує ефективність взаємодії електронного потоку з полем і зменшує ККД магнетрона.

Як і у будь-якому автогенераторі, існування автоколивань у магнетроні можливе тільки при виконанні амплітудної і фазової умов.

Амплітудна умова полягає в тому, що кількість переданої енергії від електронів високочастотному полю коливальної системи має бути досить для підтримки незатухаючих коливань у системі, що може бути тільки при достатній кількості електронів, взаємодіючих з НВЧ полем резонаторів. Ця умова практично забезпечується необхідною емісією електронів із катода.

Фазова умова існування коливань у магнетроні полягає в тому, щоб згустки електронів, що рухаються в просторі взаємодії, потрапляли в гальмуючу фазу високочастотного поля резонаторів, що забезпечує передачу енергії електронів НВЧ полю.

Фазова умова існування коливань виконується шляхом передачі такої анодної напруги, що забезпечує при даному магнітному полі необхідну швидкість переміщення електронних згустків, тобто необхідну переносну

швидкість  $V_{e_n}$  електронних спиць. Ця умова називається також умовою синхронізму.

Для ефективної взаємодії електронного потоку зі змінним електричним полем необхідно, щоб рух потоку (спиць) навколо катода відбувався синхронно зі зміною високочастотного поля. Кожна спиця повинна досягти наступного резонатора, коли змінне електричне поле в пазу останнього буде гальмуючим. Визначимо, при яких значеннях магнітного поля і постійної анодної напруги виконується ця умова, для чого виразимо фазову швидкість просторової гармоніки і середню швидкість електронів через параметри коливального процесу.

Звичайно в магнетронах забезпечується синхронізм із нульовою просторовою гармонікою ( $k=0$ ). Тоді  $V_{e_n} = V_{\varphi_n}$ . Фазова швидкість коливань  $\pi$ -виду визначається як:  $V_{\varphi_n} = \frac{\omega_n}{\beta_n}$ , де  $\beta_n = \frac{2\pi}{\lambda_n}$ ,  $\lambda_n = \frac{\pi(\epsilon_a + r_k)}{n} = \frac{l_{cp}}{n}$ . Після нескладних перетворень можна отримати:

$$V_{\varphi_n} = \frac{\omega_n \epsilon_a + r_k}{2n}$$

Середня (переносна) швидкість електронів визначається за виразом:

$$V_{e_n} = \frac{\epsilon_0}{B_0} = \frac{U_a}{B_0 d} = \frac{U_a}{\epsilon_a - r_k B_0}$$

Тоді з умови  $V_{e_n} = V_{\varphi_n}$  можна записати, що

$$\frac{U_a}{B_0} = \omega_n \frac{r_a^2 - r_k^2}{2n} \quad (4.9)$$

Ця формула визначає умову синхронізму.

Наклавши умову синхронізації на параболу критичного режиму, отримаємо діаграму самозбудження різних видів коливань у магнетроні (рис. 4.15).

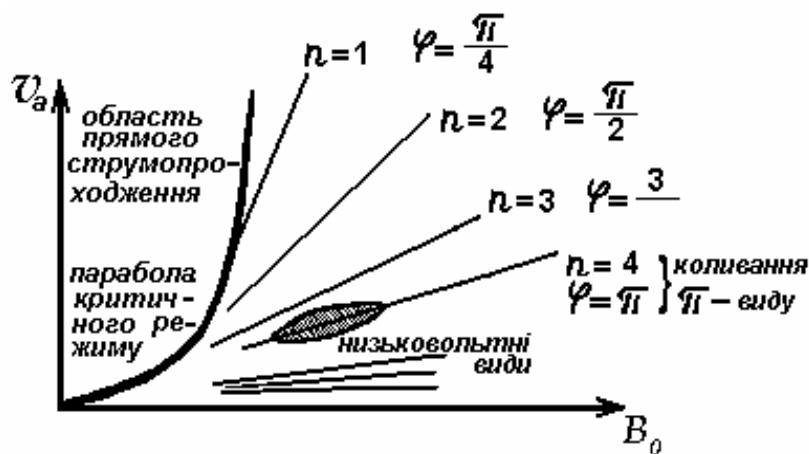


Рис. 4.15



При синхронізмі з нульовою просторовою гармонікою ( $K=0$ ) найменше значення анодної напруги потрібне для виду коливань з  $n = \frac{N}{2}$  (у восьмирезонаторному магнетроні  $n=4$ ). При цьому виді коливань зсув фаз між високочастотними коливаннями (рис. 4.15) дорівнює  $\pi$ .

Коливання, для яких  $K \neq 0$ , називаються низьковольтними коливаннями. Потужність цих коливань мала, тому що амплітуда просторових гармонік падає з ростом їхнього номера. Крім того, при низьких анодних напругах переносна швидкість електронних спиць мала, і за час їх руху від одного резонатора до іншого проходить  $K + \frac{2\pi n}{N}$  періодів НВЧ коливань, тобто електрони гальмуються не протягом кожного періоду і не в кожному періоді віддають свою енергію НВЧ полю резонаторів.

Дія механізму фазового фокусування приводить до того, що коливання  $\pi$ -виду існують у деякій області (показана на рис. 4.15 заштрихованою), близької до прямої синхронізації при  $n=4$ .

## 4.2. ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНЕТРОННИХ ГЕНЕРАТОРІВ

### 4.2.1. Електронний ККД магнетрона

Максимальна потенційна енергія електрона, що може перейти в енергію НВЧ поля,  $W_n = eU_a$ . Частина цієї енергії перетворюється в кінетичну енергію електронів і розсіюється у вигляді тепла при зіткненні електронів з анодом. При швидкості електрона в аноді  $V_{e_a}$  кінетична енергія  $W_k = \frac{mV_{e_a}^2}{2}$ , а електронний ККД визначається за виразом:

$$\eta_e = \frac{W_n - W_k}{W_n} = 1 - \frac{W_k}{eU_a} \quad (4.10)$$

Розглянемо найгірший випадок, коли електрон потрапляє на анод з максимальною швидкістю, яку можна вважати рівною швидкості електрона у верхній точці циклоїди. У цьому випадку:

$$V_{e_{a_{\max}}} = \frac{2\varepsilon_0}{B_0} \approx \frac{2U_a}{B_0 d}$$

Отже, максимальна кінетична енергія, що виділяється електроном на аноді:

$$W_{k_{\max}} = \frac{2mV_{e_a}^2}{B_0^2 d^2}, \quad (4.11)$$

а електронний ККД:

$$\eta_e = 1 - \frac{2mU_a^2}{eB_0^2 d^2}. \quad (4.12)$$

## 4.2.2. Робочі характеристики магнетронів

Енергетичні показники магнетронів оцінюються за типовими характеристиками, що знімаються експериментально. Розрізняють робочі та навантажувальні характеристики.

Робота магнетронних генераторів характеризується вихідною потужністю, коефіцієнтом корисної дії, генеруючою частотою і її стабільністю. Ці показники визначаються режимом роботи магнетрона, тобто значеннями індукції магнітного поля  $B_0$ , анодного струму  $I_a$ , напруги на аноді  $U_a$  і провідності навантаження  $Y_H$ .

Значення індукції магнітного поля й анодної напруги зв'язані з умовами самозбудження і тому не можуть бути обрані довільно. Енергетичні показники – вихідна потужність, ККД і частота ( $P, \eta$  і  $f$ ) – цілком визначаються параметрами  $B$  (чи  $U_a$ ),  $I_a$  і  $Y_H$ . Графічно ці залежності представляють у виді робочих і навантажувальних характеристик.

Робочими характеристиками магнетрона називається сукупність кривих постійних значень вихідної потужності і ККД, побудованих у координатах струм анода-напруга анода для фіксованих значень магнітної індукції при постійному значенні зовнішнього навантаження (чи заданому КСВ), тобто:

$$P = \varphi_1(U_a, I_a), \quad \eta = \varphi_2(U_a, I_a);$$

$$f = \varphi_3(U_a, I_a) \quad \text{і} \quad B = \varphi_4(U_a, I_a), \quad \text{при} \quad Y_H = \text{const}.$$

Робочі характеристики дозволяють встановити необхідний режим роботи магнетрона для отримання заданої потужності чи визначити вихідну потужність і ККД при заданому режимі.

Залежності анодного струму від напруги на аноді (вольт-амперні характеристики магнетрона) для різних значень магнітної індукції приведені на рис. 4.16.

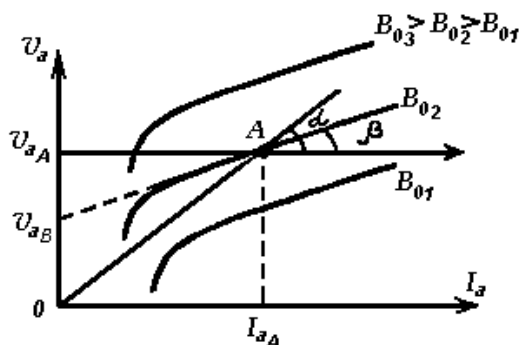


Рис. 4.16

При малих анодних напругах середня подовжня швидкість електронів мала і значно менша фазової швидкості вздовж анодної сповільнюючої системи:

$$V_e = \frac{U_a}{B_0 d} \ll V_\phi.$$

Тому взаємодія між електронами і високочастотним електромагнітним полем незначна. Високочастотні коливання не збуджуються. Майже всі електрони повертаються на катод- і анодний струм дуже малий. Тільки при наближенні анодної напруги:  $U_a$  до напруги збудження  $U_{a_{зб}}$ , що відповідає виконанню умови синхронізації ( $V_e \approx V_\phi$ ), магнетрон власне збуджується і виникає сильне високочастотне поле, з яким електрони починають усе більш інтенсивно взаємодіяти. У цій області значень  $U_a$  анодний струм різко зростає і залежність  $U_a = \varphi_1 \left( I_a \right)$  при  $B_0 = \text{const}$  практично лінійна.

З вольт-амперних характеристик (рис. 4.16) можна визначити динамічний  $R_d$  і статичний  $R_{ст}$  опір магнетрона. Статичний опір магнетрона, що визначає опір магнетрона, постійному струму, дорівнює відношенню анодної напруги до постійної складової анодного струму в заданій робочій точці  $R_{ст} = \frac{U_{aA}}{I_{aA}}$  і

характеризує енергетичні співвідношення при модуляції магнетронних генераторів. Для різних типів магнетронів  $R_{ст}$  коливається в досить широких межах: від декількох сотень до декількох тисяч Ом.

Як видно з вольт-амперних характеристик, динамічний опір  $R_d = \frac{dU_a}{dI_a} = tg\beta$  менше статичного (звичайно в 5...10 разів) і для потужних магнетронів складає 100...200 Ом. Величина динамічного опору визначає, в основному, форму огинаючої високочастотного імпульсу. Малий динамічний опір приводить до того, що невеликі зміни анодної напруги (наприклад, пульсації напруги на вершині імпульсу, що модулює,) приводять до значної зміни анодного струму.

### Криві постійних ККД і потужності

На рис. 4.17 приведені криві постійних значень ККД. На тому ж рисунку показані дві криві постійної індукції.

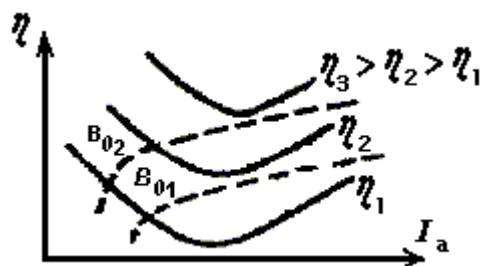


Рис. 4.17



Рис. 4.18

ККД збільшується зі зростанням магнітної індукції  $B_0$ , що пояснюється умовою віддачі енергії електронними спицями високочастотному полю, розглянутим вище. При зростанні струму  $I_a$  ККД при  $B_0 = \text{const}$  спочатку зростає, потім досягає максимуму і починає повільно падати (рис. 4.18).

Такий характер залежності  $\eta = \varphi_2 \left( \frac{I_a}{I_0} \right)$  пояснюється тим, що при дуже малих струмах погіршується групування електронів у спиці внаслідок малої інтенсивності коливань і, отже, малої величини фокусуєчих високочастотних полів.

При дуже великих струмах ККД знову починає падати через велику щільність об'ємного заряду в спицях електронів, що приводить до збільшення взаємного відштовхування між електронами і розфокусування спиць.

За відомими ККД, а також струмом  $I_a$  і напругою  $U_a$  можуть бути побудовані криві підведеної потужності  $P_0 = I_a U_a$  і генеруючої магнетроном потужності  $P_\omega = P_0 \eta$ .

Високочастотна потужність на виході магнетрона зростає зі збільшенням постійної складової анодного струму  $I_a$  і анодної напруги  $U_a$  (рис. 4.19).

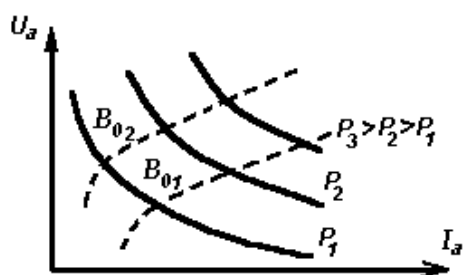


Рис. 4.19.

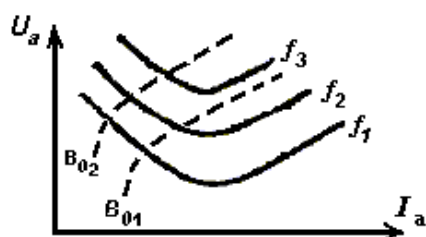


Рис. 4.20.

Це викликано тим, що з ростом струму збільшується кількість електронів, взаємодіючих із високочастотним полем коливальної системи. При постійному значенні струму  $I_a$  збільшення потужності магнетрона в міру росту анодної напруги  $U_a$  можна пояснити збільшенням енергії електронного потоку. Очевидно, що зі зростанням напруженості постійного електричного поля  $\left( \epsilon_0 = \frac{U_a}{r_a - r_k} \right)$  електрони, проходячи ту саму відстань, при своєму русі від катода до анода мають велику енергію. Потужність, що розсіюється на аноді магнетрона в режимах безупинної генерації:

$$P_a = P_0 - P_\omega = U_a I_a - P_\omega.$$

### Криві постійної генеруючої частоти

На рис. 4.20 приведене сімейство кривих постійної частоти, а також дві з кривих  $B_0 = \text{const}$ . Як видно з рисунка, при зміні анодної напруги й струму в магнетроні змінюється частота генеруючих коливань. Це явище називається електронним зсувом частоти та вимірюється в мегагерцах на ампер зміни анодного струму. Сутність електронного зсуву частоти полягає в тому, що зі зміною анодної напруги змінюється переносна швидкість електронних згустків (спиць).

У наслідок цього змінюється часовий зсув між високочастотною напругою та згустками електронів аналогічно тому, як це має місце у відбивному клістріні при електронній перебудові у випадку зміни напруги на відбивачі. Зі збільшенням анодної напруги переносна швидкість електронних згустків збільшується, що приводить до збільшення частоти генеруючих коливань. Однак при збільшенні анодної напруги зростає струм  $I_a$ , тобто збільшується кількість електронів, що знаходяться між анодом і катодом. Це викликає збільшення динамічної ємкості коливальної системи магнетрона, що у свою чергу приводить до зменшення частоти генеруючих коливань. При великих значеннях струму  $I_a$  друге явище стає переважаючим, і характеристики електронного зсуву частоти магнетрона мають вид, зображений на рис. 4.21.



Рис. 4.21.

Усі робочі характеристики звичайно поєднують в одній системі координат (рис. 4.22).

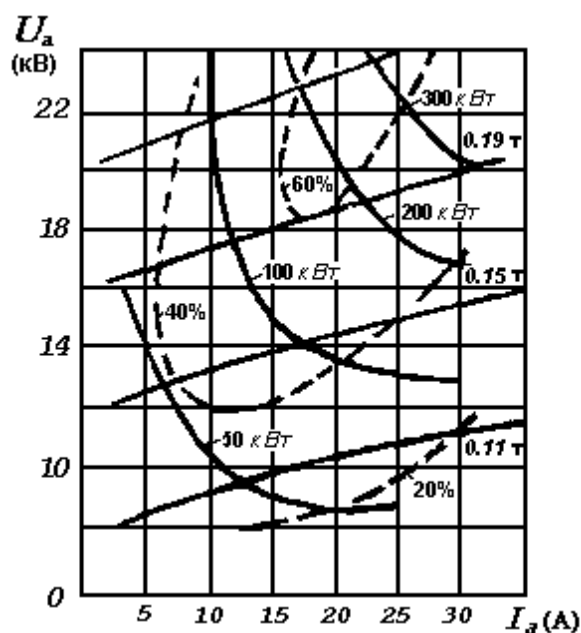


Рис. 4.22

Лінії постійних значень потужності в більшості магнетронів за характером близькі до гіпербол, оскільки  $P_{\omega} = P_0 \eta = U_a I_a \eta = \text{const}$ . Відмінність від гіперболічного закону викликана тим, що ККД магнетрона при зміні анодного струму, як було зазначено вище, не залишається постійним. Вид ліній постійних значень ККД істотно залежить від типу магнетрона.

Робочі характеристики звичайно знімаються експериментально при узгодженому навантаженні.

### 4.2.3. Навантажувальні характеристики

Зміна навантаження під час роботи магнетрона приводить до зміни як вихідної потужності і ККД, так і частоти генеруючих коливань. Для кількісної оцінки цих змін служать навантажувальні характеристики – криві постійних значень високочастотної потужності на виході магнетрона, і частоти його коливань, побудовані на круговій діаграмі модуля і фази коефіцієнта відбиття від навантаження  $Y_H$  (рис. 4.23).

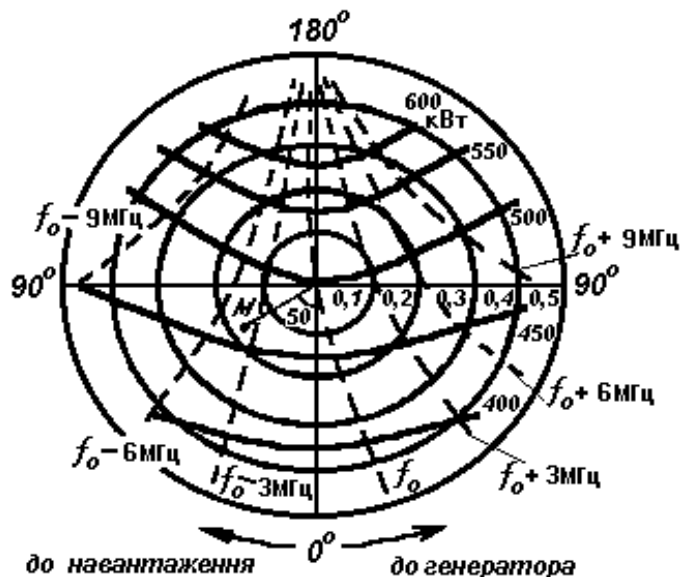


Рис. 4.23.

Навантажувальні характеристики являють собою зняті експериментально і виражені графічно залежності  $P_{\omega} = f_1(\epsilon, \varphi)$ ,  $f = f_1(\epsilon, \varphi)$ , де:  $P$  – модуль коефіцієнта відбиття;  $\varphi$  – фаза коефіцієнта відображення.

Характеристики являють собою сімейства кривих  $P = \text{const}$  і  $f = \text{const}$ , побудованих у полярних координатах (радіусом служить модуль коефіцієнта відбиття, а азимутом – його фаза). Коефіцієнт відбиття  $\bar{P}$  визначається за допомогою вимірювальної лінії, що включається у відрізок фідера чи хвилеводу, якомога більш близький до вихідного фланця магнетрона. Коефіцієнтом відбиття називається відношення у відповідному перетині комплексної амплітуди  $\bar{U}_{зв}$  зворотної хвилі до комплексної амплітуди  $\bar{U}_{пр}$

прямой хвилі:  $\bar{P} = P e^{-j\varphi} = \frac{\bar{U}_{зв}}{\bar{U}_{пр}}$ . Вимірювальна лінія дозволяє визначити

коефіцієнт стоячої хвилі  $K_{сх}$ , тобто відношення напруги в пучності  $U_{пучн} = U_{пр} + U_{зв}$  до напруги у вузлі  $U_{вузл} = U_{пр} - U_{зв}$ :

$$K_{сх} = \frac{U_{пр} + U_{зв}}{U_{пр} - U_{зв}} = \frac{U_{пучн}}{U_{вузл}}, \quad (4.13)$$

а також положення найближчого до вхідного перетину вузла напруги у фідері чи хвилеводі, тобто відстань  $l_{вузл}$  від вузла до вхідного перетину.

За цими даними легко визначаються модуль і фаза коефіцієнта відбиття у вхідному перетині:

$$P = \frac{U_{зв}}{U_{пр}} = \frac{K_{сх} - 1}{K_{сх} + 1}, \quad (4.14)$$

$$\varphi^\circ = 360^\circ f_0 \frac{2l_{\text{вузл}}}{U_\varphi} + 180^\circ = 360^\circ \frac{2l_{\text{вузл}}}{\lambda} + 180^\circ, \quad (4.15)$$

де  $U_\varphi$  і  $\lambda$  є фазова швидкість поширення електромагнітної хвилі й відповідна довжина хвилі в фідері чи хвилеводі.

Розглянемо вплив активної та реактивної складових навантаження на потужність і частоту генеруючих коливань.

Коливальну систему магнетрона, як було показано вище, можна представити еквівалентним контуром, що має визначені значення  $L_K$ ,  $C_K$  і активної провідності  $G_K$ , (рис. 4.24).

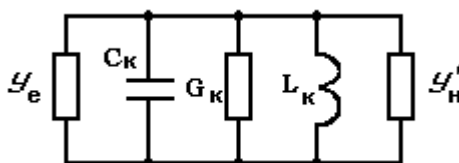


Рис. 4.24.

Дія електронного потоку характеризується електронною провідністю підключеною до контура  $Y_e = G_e + jB_e$ , а вплив навантаження – розрахованою до затисків контуру, провідністю навантаження  $Y'_n = G'_n + jB'_n$ .

Як і в будь-якій коливальній системі, в магнетроні зміна реактивної складової навантаження приводить, в основному, до зміни частоти генеруючих коливань, а зміна активної складовий – до зміни потужності.

Тому хід ліній постійних значень частоти на навантажувальній характеристиці (рис. 4.23) близький за характером до ліній реактивної провідності на площині комплексного коефіцієнта відбиття, а хід ліній постійних значень потужності – до ліній активної провідності навантаження. Центр навантажувальних характеристик відповідає роботі магнетрона на цілком узгоджене навантаження (модуль коефіцієнта відбиття  $|P|=0$ ). На лініях постійної частоти вказується неабсолютне значення частоти, а відхилення її в ту чи іншу сторону від значення частоти, що відповідає роботі магнетрона на цілком узгоджене навантаження. Знаючи модуль і фазу коефіцієнта відбиття (рис. 4.23, точка  $M$ ), можна визначити потужність і частоту коливань магнетрона при роботі на реальне навантаження.

На навантажувальних характеристиках (рис. 4.23) можна виділити область великих потужностей, але низької стабільності частоти при зміні параметрів навантаження, і область малих потужностей, але високої стабільності частоти.

Залежності генеруючої потужності й частоти коливань при різних значеннях модуля коефіцієнта відображення можна зобразити також у прямокутній системі координат (рис. 4.25. а, б).



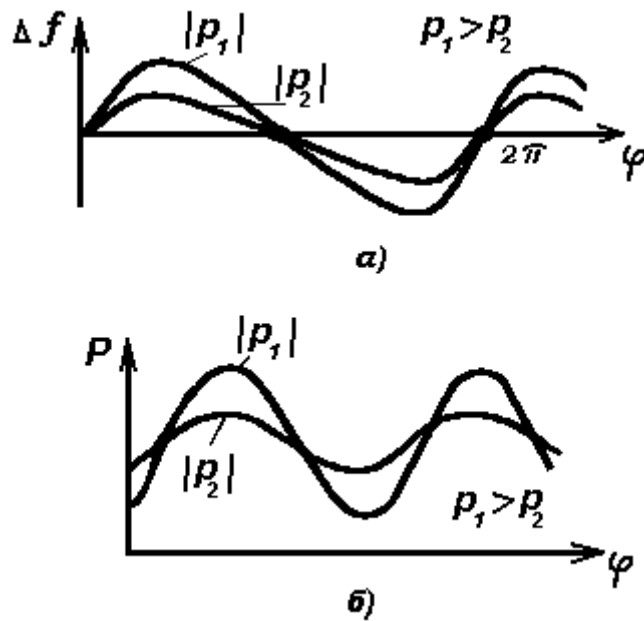


Рис. 4.25

Для кількісної оцінки впливу навантаження на частоту коливань введено поняття коефіцієнта затягування частоти. Це максимальна зміна частоти в мегагерцах при зміні фази навантаження на  $180^\circ$  при модулі коефіцієнта відображення  $|P|=0,2$  (тобто при  $K_{сх}=1,5$ ).

Для десятисантиметрових магнетронів коефіцієнт затягування частоти складає  $10...20$  МГц, при зменшенні довжини хвилі  $\lambda$  цей коефіцієнт збільшується.

### 4.3. Перебудова частоти магнетрона

Зміна частоти генеруючих коливань у магнетроні принципово можна здійснювати шляхом зміни ємкості чи індуктивності коливальної системи, реактивної складової електронної провідності й реактивної складової провідності навантаження (рис. 4.24).

Індуктивність чи ємкість коливальної системи змінюють за рахунок введення різного роду штирів у резонатори чи переміщення ємкісного кільця, розташованого між анодним блоком і торцевими кришками магнетрона. Така механіка застосовується досить широко та дозволяє отримати діапазон перебудови  $\pm 5...10\%$  від середньої частоти. Недолік механічної перебудови – великий час перебудови (десяті долі секунди й більше).

Зміна індуктивності і ємкості коливальної системи можна здійснювати й електронним способом. У цьому випадку в резонатори анодного блоку вводяться один чи кілька електронних пучків за допомогою спеціальних додаткових електронних гармат.

Змінюючи струм пуску, можна змінювати еквівалентні параметри коливальної системи магнетрона і тим самим змінювати частоту генеруючих коливань. Діапазон перебудови в цьому випадку також складає  $\pm 5...10\%$ , однак при цьому вдається змінювати частоту коливань як від імпульсу до імпульсу,

так і протягом імпульсу, чого не можна досягти при механічній перебудові. До недоліків електронного способу варто віднести зменшення добротності коливальної системи та складність технічної реалізації.

Зміна частоти генеруючих коливань можна здійснювати шляхом зміни анодної напруги (струму) – електронний зсув частоти. Цей спосіб перебудови використовується, в основному, у магнетронах із коливальними системами малої добротності. Як коливальна система застосовується, наприклад, замкнута коливальна система типу "зустрічні штирі". Чим нижче добротність коливальної системи, тим ширше діапазон перебудови, але тим менше потужність генеруючих коливань. У таких магнетронів із середньою потужністю до одиниць ват добротність коливальної системи складає 1,5...5, а діапазон перебудови доходить до  $\pm 50\%$ .

#### 4.4. Магнетрон, що настроюється напругою (митрон)

Наявність у звичайних магнетронів електронного зсуву частоти показує, що в них принципово можлива перебудова частоти шляхом зміни напруги на аноді. Магнетронні коливальні системи мають досить високу добротність  $Q=100\dots 200$ , тому максимальна відносна перебудова частоти при зміні напруги  $E_a$  не перевищує 0,1...0,3 %. Щоб одержати великі зміни частоти генерації, необхідно значно зменшити навантажену добротність коливальної системи й обмежити анодний струм, щоб стабілізувати генеруючу потужність.

Ці вимоги виконані в магнетронах, що настроюються напругою (МНН), що називаються також митронами (рис. 4.26).

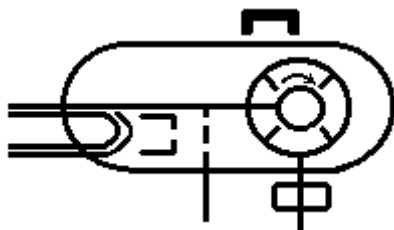


Рис. 4.26.

Митрон – це магнетрон із навантаженою коливальною системою, що працює в режимі обмеженої емісії катода й електронної перебудови частоти в широкому діапазоні.

Пристрій такого магнетрона приведений на рис. 4.27 а, б.

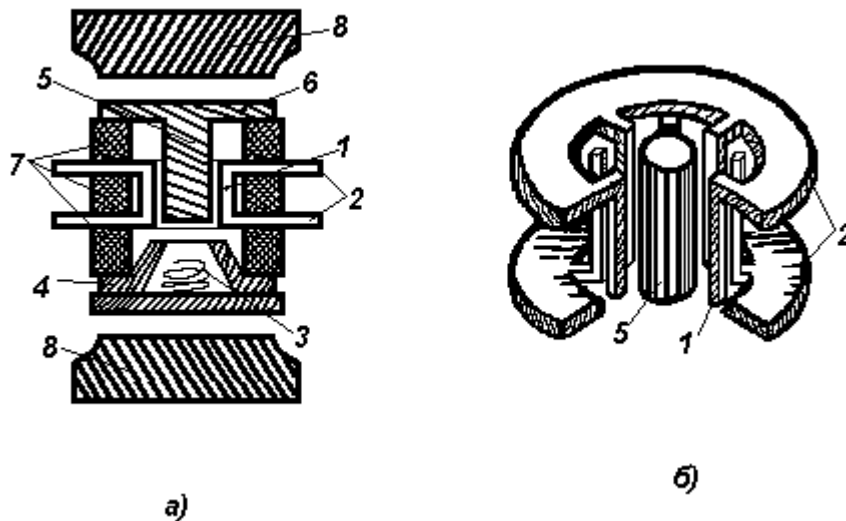


Рис. 4.27

Анодний блок являє собою систему у виді двох дисків (2) із спрямованих назустріч один одному штирів (1). У центрі простору взаємодії міститься металевий циліндр (5) холодний катод чи негативний електрод, що разом зі штирем утворюють коливальну систему (при холодному катоді). Катод, емітуючий електрони, у виді вольфрамової спіралі (3) винесений із простору взаємодії й оточений керуючим електродом у вигляді зрізаного конуса з отвором посередині (4). За допомогою дискових виводів анодний блок з'єднується із зовнішньою коливальною системою. Дискові виводи холодного катода, керуючого електрода й анодного блоку електрично розділені керамічними циліндрами (7).

Анодна коливальна система заземлюється, на катод подається негативна напруга, на керуючий електрод – трохи менша негативна напруга (між катодом і керуючим електродом створюється прискорююче поле). Постійне магнітне поле утворене магнітами (8).

У розглянутому приладі процеси формування електронних спиць, що обертаються синхронно з НВЧ полем, процеси енергетичної взаємодії електронів з НВЧ полем, при яких електрони віддають потенційну енергію НВЧ полю, режим коливань  $\pi$ -виду такі ж, як і в звичайному магнетроні.

На відміну від магнетрона в митроні істотно зменшена добротність  $Q$  коливальної системи (за рахунок використання сповільнюючої системи типу зустрічних штирів і підключення зовнішньої коливальної системи у виді відрізка хвилеводу):  $Q \approx 1,5 \dots 10$ .

Зменшення добротності супроводжується зменшенням амплітуди НВЧ коливань у контурі (у зазорі між штирями) і, що особливо істотно, зменшенням реактивної складової струму контуру. Це вимагає зниження щільності об'ємного заряду в просторі взаємодії, що досягається за рахунок конструкції катодного вузла. Число електронів, що попадають у простір взаємодії, регулюється напругою на керуючому електроді.

Зменшення числа електронів, що надходять у простір взаємодії, приводить, в основному, до зниження числа неробочих електронів. При оптимальному режимі роботи приладу анодний струм складає 1/3 значення струму, обумовленого вилітаючими через отвір у керуючому електроді електронами, і збільшення анодної напруги не приводить до істотного росту анодного струму. Анодний струм виявляється обмеженим.

При зміні анодної напруги через низькодобротну коливальну систему значно змінюється частота. Але зміна частоти через обмеження анодного струму не супроводжується різкою зміною потужності як у звичайному магнетроні.

Основні фізичні процеси в МНН подібні тим, що протікають у магнетроні. Електрони, емітовані "гарячим" катодом під дією невеликої (у порівнянні з анодною) напруги, що прискорює, на керуючому електроді  $E_a$  і в постійному магнітному полі з індукцією  $B_0$ , а також під впливом  $E_a$  напруги, описуючи складні траєкторії, втягуються в простір взаємодії, де починають рух навколо холодного катода. Незначні первісні флуктуації щільності електронного потоку приводять до збудження в системі електромагнітних коливань, що сповільнює. Звичайно це коливання  $\pi$ -виду. Амплітуда НВЧ електричного поля між штирями сповільнюючої системи невелика через малу добротність. Тому говорять про формування в електронному потоці не "твердих спиць", а хвилі щільності об'ємного заряду. З умови синхронізму (для коливань  $\pi$ -виду) можна знайти залежність генеруючої частоти від напруги на аноді:

$$f = E_a N / \left[ \pi \left( r_a^2 - r_k^2 \right) B_0 \right], \quad (4.16)$$

де  $N=6...12$  – число штирів у системі, що сповільнює, МНН (завжди чесне).

Змінюючи напругу  $E_a$ , можна не тільки плавно змінювати генеруючу частоту, але й здійснювати частотну модуляцію. При цьому частота, що модулює, може бути настільки високою, наскільки це дозволяє джерело живлення анода, аж до частоти генерації, оскільки швидкість обертання електронного потоку навколо холодного катода змінюється зі зміною анодної напруги практично безінерційно. Підвищуючи напругу на керуючому електроді  $E_k$  (але не більше ніж до значення  $E_a$ ), можна регулювати щільність електронного потоку, а разом з нею – анодний струм і генеруючу потужність. Це дозволяє отримувати досить глибоку (10...15 дБ) і практично безінерційну амплітудну модуляцію. Однак, при такій модуляції, як і при повільних змінах напруги  $E_k$ , трохи міняється генеруюча частота ( $\Delta f = 10...20$  МГц). Для її стабілізації потрібно не тільки підтримувати постійними напруги  $E_a$  й  $E_k$ , але і включати на виході МНН приладу, що розв'язують, для ліквідації затягування частоти. За рахунок цього явища може порушитися також лінійність характеристики перебудови МНН.

Сучасні генератори на МНН звичайно працюють у безупинному режимі й забезпечують у дециметровому та сантиметровому діапазонах потужність до

кількох сотень ват при відносно вузькополосній перебудові частоти (5...30 %); одиниці ват при широкополосній перебудові в октаву (2:1) і більше. Коефіцієнт корисної дії МНН не перевищує 60%. Основні характеристики МНН приведені на рис. 4.28 і 4.29.

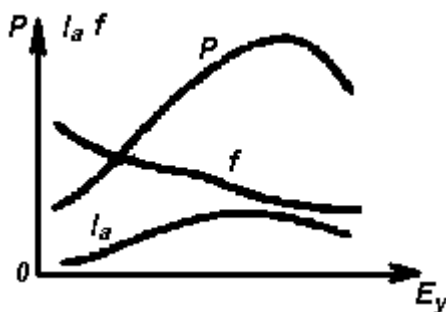


Рис. 4.28

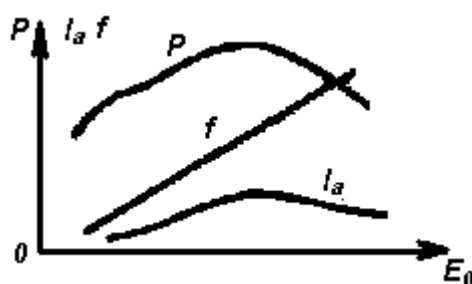


Рис. 4.29

Для усунення залежності вихідної потужності МНН від напруги  $E_a$  при перебудові частоти необхідно використовувати схеми автоматичного регулювання вихідної потужності.

#### 4.5. Особливості експлуатації та області застосування багаторезонаторних магнетронів

Звичайно при експлуатації магнетрона користуються відповідними інструкціями чи рекомендаціями, що приведені в паспорті для даного НВЧ-пристрою. Проте існує ряд загальних положень, яких необхідно дотримуватись при експлуатації не тільки магнетронів, а й всіх потужних НВЧ-пристроїв.

1. Перед установленням пристрою на робоче місце необхідно із його зовнішнього вигляду впевнитись в його справності.

2. Якщо є можливість, то перевірити збереженість вакууму. При частковому порушенні вакууму всередині пристрою (у робочому режимі) крізь скляні виводи розжарення спостерігається фіолетове світіння, яке іноді вдається усунути „тренуванням” магнетрона. Зміст тренування полягає в поступовому збільшенні анодної напруги. Коли при пониженій напрузі пристрій перестає іскрити, знову збільшують напругу і т. д. Про відсутність іскріння судять із завершення тремтіння стрілки пристрою, що вимірює анодний струм.

3. При встановленні магнетрона перевіряють надійність заземлення КС (анода), з яким зв'язаний фідерний тракт.

4. Забезпечити надійний контакт вихідного пристрою з фідерною лінією, так як при поганому контакті виникаюче іскріння призводить до порушення вакуумної перегородки та виходу пристрою із строю.

5. Подачу від'ємної напруги на катод реалізують шляхом підключення високовольтного дроту до того виводу накалювання, який має кольорову мітку чи літеру „К”.

Сучасні типи магнетронів дозволяють покривати діапазон частот від 0,3 до 97 ГГц.

Максимальні ККД досягнуті: 85% – у дециметровому, 65% – у сантиметровому та 30% – у міліметровому діапазонах.

Максимальні вхідні потужності в безперервному режимі досягнуті в дециметровому та сантиметровому діапазонах і складають величину порядку 100 кВт. В імпульсному режимі досягнуто: 10 МВт – у дециметровому, одиниці мегават – в сантиметровому та 100кВт – у міліметровому діапазоні хвиль.

Магнетронні генератори знайшли широке застосування в передавачах імпульсного НВЧ-зв'язку, у пристроях промислового нагріву, у якості перетворювачів енергії в потужних лініях передач тощо.

Основними недоліками магнетронів є: низька стабільність частоти ( $\Delta f_z / f_z \approx 10^{-3}$ ) і неможливість електронної перестройки частоти в широкому діапазоні.

### Контрольні питання

1. Поясніть будову багаторезонаторного магнетрона.
2. Запишіть формулу для визначення резонансних частот у магнетроні.
3. Який вид коливань у магнетроні називається  $\pi$ -видом і чому? Які переваги має цей вид коливань?
4. Для чого застосовують зв'язки в багаторезонаторному магнетроні? Намалюйте залежність частоти коливань від номера  $n$  для еквівалентної коливальної системи восьмирезонаторного магнетрона без зв'язок і зі зв'язками.
5. Запишіть вирази, що визначають траєкторію руху електрона в стаціонарних схрещених електричному і магнітному полях. Назвіть три основних статичних режими роботи магнетрона.
6. Що називається параболою критичного режиму? Запишіть вираз для  $B_{0_{кр}}$  і  $U_{0_{кр}}$ .
7. У чому полягає дія радіальної і тангенціальної складових НВЧ поля на електрони, що знаходяться в просторі взаємодії?
8. У чому полягають амплітудна і фазова умови збудження коливань у магнетроні? Запишіть формулу, що визначає умову синхронізму.
9. Намалюйте і поясніть діаграму самозбудження різних видів коливань у магнетроні.
10. Як визначається електронний ККД магнетрона? Запишіть формули.

11. Які характеристики магнетрона називаються робочими? Накресліть графіки цих характеристик і поясніть хід кривих.
12. Які характеристики магнетрона називаються навантажувальними? Накресліть графіки цих характеристик і поясніть їхні особливості.
13. Чим відрізняються статичний і динамічний опір магнетрона? Поясніть використовуючи вольт-амперні характеристики магнетрона.
14. Як визначають модуль і фазу коефіцієнта відображення у вихідного флянця магнетрона? Запишіть формули.
15. Як здійснюється перебудова частоти магнетрона?
16. Поясніть будову і принцип дії магнетрона, що настроюється напругою (митрона).

## 5. ГЕНЕРАТОРИ НА ПРИЛАДАХ БІГУЧОЇ ХВИЛІ

### 5.1. ЛАМПА БІГУЧОЇ ХВИЛІ О-типу (ЛБХО)

#### 5.1.1. Загальні відомості про ЛБХО

Лампа бігучої хвилі О-типу (рис. 5.1) – електровакуумний прилад НВЧ діапазону, що працює за принципом тривалої взаємодії потоку електронів з бігучою прямою, уповільненою електромагнітною хвилею (вектори фазової та групової швидкостей хвилі збігаються за напрямком із вектором швидкості електронів).

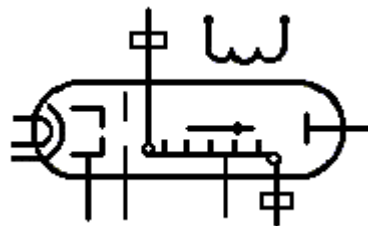


Рис. 5.1

За рівнем вихідної потужності та призначенням ЛБХО поділяють на малопотужні (вихідна потужність одиниці міліват; використовуються у вхідних каскадах НВЧ приймачів), середньої потужності (потужність до десятків ват у безупинному режимі; застосовуються для проміжного підсилення) і потужні (потужність до одиниць кіловат у безупинному режимі і десятків мегават в імпульсному; використовуються як широкосмугові підсилювачі в кінцевих каскадах передавачів). ККД потужних ЛБХО доходить до 30...40%. Смуга підсилення в малопотужних ЛБХО складає 40...50%, у потужних – 10...15% від середньої частоти. Коефіцієнт підсилення досягає 30...40 дБ. Якщо ЛБХО використовуються як підсилювачі радіочастоти радіоприймальних пристроїв, то як основний параметр розглядають коефіцієнт шуму. У сучасних ЛБХ цей коефіцієнт складає 2...3.

#### 5.1.2. Будова і принцип роботи ЛБХО

Пристрій ЛБХО показаний на рис. 5.2. У її склад входять: електронна гармата (1, 2, 3), призначена для формування електронного потоку, фокусуєча система (4) у виді соленоїда чи системи кільцевих постійних магнітів, призначена для фокусування електронного потоку у вигляді вузького променя; система, що сповільнює (5) типу "спіраль"; поглинач (6) призначений для усунення самозбудження ЛБХО; вхідні та вихідні пристрої хвилевідного чи коаксіального типів для подачі вхідного й вихідного підсиленого сигналів; колектор (7). Живлення ЛБХО здійснюється із допомогою джерела постійної напруги.



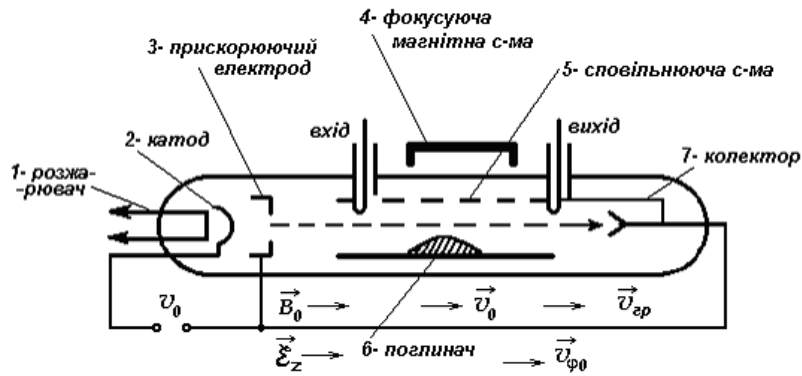


Рис. 5.2

Електронна гармата формує потік електронів постійної щільності, що рухається прямолінійно вздовж системи, що сповільнює, із початковою швидкістю:

$$V_{e0} = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$$

На вхід ЛБХО подається високочастотна напруга, під дією якої відбувається модуляція електронного потоку за швидкістю:

$$\bar{V}_e = \sqrt{\frac{2e(U_0 + U_{m_{\text{ВХ}}} \cos \omega_{\text{ВХ}} t)}{m}} \quad (5.1)$$

Рух електронів із різними швидкостями вздовж сповільнюючої системи приводить до їхнього групування й утворення згустків. За умови, що швидкість згустків  $V_e$  більша фазової швидкості  $V_{\varphi 0}$  (електронний потік звичайно взаємодіє з нульовою просторовою гармонікою), згустки рухаються в гальмуючій фазі бігучої хвилі і віддають їй свою кінетичну енергію. У результаті амплітуда НВЧ коливань уздовж системи, що сповільнює, наростає й відбувається підсилення вхідного сигналу.

### 5.1.3. Групування електронів бігучою хвилею НВЧ поля системи, що сповільнює

Під дією НВЧ коливань, поданих на вхід, уздовж системи, що сповільнює, поширюється хвиля, поздовжня складова електричного поля якої описується виразом:

$$\epsilon_z = \epsilon_m \exp j(\omega t - \beta_0 Z) \quad (5.2)$$

де  $\beta_0 = \omega / V_{\varphi 0}$  – постійна поширення.

Електронний потік, емітований гарматою, взаємодіє з нульовою (основною) просторовою гармонікою, змінюючи свою швидкість, а потім і щільність. Розглянемо ці процеси за допомогою графіків (рис. 5.3). На рисунку зазначені напівперіоди  $\epsilon_z$ , що є для електронів гальмуючими, і напівперіоди

$\epsilon_z$ , що є для електронів прискорюючими. Якщо в момент  $t_1$  потік електронів був однорідним (електрони розподілені рівномірно уздовж осі  $Z$ ), то під дією електричного НВЧ поля  $\epsilon_z$  через якийсь час, наприклад у момент  $t_2$ , утворяться згустки електронів, тобто електронний потік модулюється за щільністю. Положення електронних згустків, що рухаються, щодо біжучої хвилі електричного поля НВЧ залежить від співвідношення швидкостей  $V_{e0}$  і  $V_{\varphi 0}$  (див. рис. 5.3).

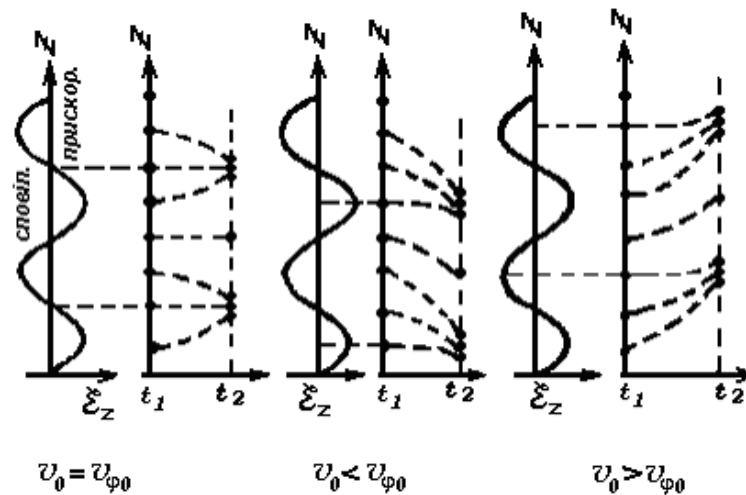


Рис. 5.3

При  $V_{e0} = V_{\varphi 0}$  згустки утворюються там, де  $\epsilon_z \approx 0$ . При  $V_{e0} < V_{\varphi 0}$  згустки утворюються в області прискорюючої фази електричного поля хвилі і електрони відберуть енергію від біжучої хвилі. При  $V_{e0} > V_{\varphi 0}$  згустки утворюються в області гальмуючої фази електричного поля хвилі й електрони віддають енергію НВЧ полю біжучої хвилі.

Швидкість  $V_{e0}$  повинна трохи перевищувати фазову швидкість біжучої хвилі  $V_{\varphi 0}$ . Інакше згустки електронів вийдуть з гальмуючої фази в прискорюючу і будуть відбирати енергію у НВЧ поля.

Для того щоб згустки при  $V_{e0} > V_{\varphi 0}$  гальмувалися електричним полем біжучої хвилі на всьому протязі сповільнюючої системи, треба забезпечити наступну умову:

$$\Delta V_{e_{\max}} = V_{e0} - V_{\varphi 0} = \frac{\lambda_{cc}}{2t_{cc}}, \quad (5.3)$$

де:  $t_{cc} = \frac{l_{cc}}{V_{e0}}$  – час прольоту згустку вздовж сповільнюючої системи;

$l_{cc}$  – довжина сповільнюючої системи;

$\lambda_{cc} = \frac{2\pi}{\beta_0} = \frac{2\pi}{\omega} V_{\varphi 0}$  – довжина хвилі в системі, що сповільнює.

Максимально припустиме перевищення швидкості  $V_{e0}$  над  $V_{\varphi 0}$  :

$$\Delta V_{e_{\max}} = \frac{\pi}{\omega l_{cc}} V_{e0} V_{\varphi 0}. \quad (5.4)$$

Звідси маємо, що  $\Delta V_{e_{\max}}$  визначається напругою  $U_0$ , що прискорює,  $V_0$  (тому що  $V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}$ ), частотою вхідного сигналу, довжиною сповільнюючої системи  $l_{cc}$  і дисперсійною характеристикою сповільнюючої системи  $V_{\varphi 0} = V_{\varphi 0}(\omega)$ .

Математичний вираз для згрупованого струму (змінної складової електронного струму) при зазначених умовах має вигляд:

$$I_m = j \frac{\beta_0 I_0}{2V_{e0} (\gamma + j\beta_0 z)} \varepsilon_m, \quad (5.5)$$

де:  $I_0$  – струм електронної гармати  $I_0 = S \sigma_0 V_{e0}$ ;

$S$  – площа перетину електронного потоку;

$\sigma_0$  – постійна складова щільності електронного потоку, що рухається зі швидкістю  $V_{e0}$ ;

$\gamma$  – комплексна постійна поширення  $\gamma = \alpha + j\beta$ ;

$\alpha$  – характер зміни амплітуди хвилі вздовж осі  $Z$ ;

$\beta$  – фазова постійна хвилі.

$$\varepsilon_z = \varepsilon_m \exp [j\omega t - jz].$$

З виразу (5.5) видно, що чим більший струм  $I_0$  і більша амплітуда напруженості подовжньої складової електричного поля бігучої хвилі  $\varepsilon_m$ , тим більша амплітуда змінної складової згрупованого електронного потоку, тобто сильніше групування електронів у згустки.

#### 5.1.4. Взаємодія згрупованого електронного потоку з бігучою хвилею у системі, що сповільнює. НВЧ поля системи, що сповільнює

При русі згрупованого електронного потоку вздовж системи, що сповільнює, при правильному фазуванні (згустки електронів знаходяться в гальмуючій фазі електричного поля НВЧ) потік збуджує і підсилює змінне електричне поле. Між системою, що сповільнює, і електронним потоком виникає струм зсуву. Враховуючи, що всі силові лінії поля електронного потоку замикаються на сповільнюючу систему й зміна струму зсуву дорівнює зміні конвекційного струму, сповільнюючу систему можна представити еквівалентною довгою

лінією з погонними індуктивністю  $L_0$  і ємністю  $C_0$  (хвильовий опір  $z_0 = \sqrt{L_0 C_0}$ ). Розв'язуючи рівняння довгої лінії, можна знайти вираз для амплітуди поздовжньої складової напруженості електричного НВЧ поля, наведеної згрупованим електронним потоком у системі, що сповільнює, у вигляді:

$$\dot{\epsilon}_m = \frac{-\gamma^2 \gamma_0 z_0}{\gamma^2 - \gamma_0^2} \dot{I}_m, \quad (5.6)$$

де  $\gamma_0$  – постійна поширення хвиль у лінії без втрат при відсутності електронного потоку  $\gamma_0 = j\beta_0$ .

З огляду на те, що значення  $\dot{I}_m$  та  $\dot{\epsilon}_m$  у виразах (5.5) і (5.6) ті самі, можна, прирівнюючи значення струмів  $\dot{I}_m$  в обох виразах, дістати наступну формулу:

$$\left( \beta_0 - \gamma \right) \left( \gamma^2 + \beta_0^2 \right) = \frac{I_0}{2U_0} \gamma^2 \beta_0^2 z_0. \quad (5.7)$$

Вираз (5.7) – це характеристичне рівняння системи, що сповільнює, яка збуджене згрупованим електронним потоком. Рівняння (5.7) є рівнянням 4-го ступеня щодо постійної поширення при наявності згрупованого потоку  $\gamma$ . Тому НВЧ поле в системі, що сповільнює, збуджене згрупованим електронним потоком, можна представити сукупністю чотирьох електромагнітних хвиль із різними постійними поширення.

Розв'язуючи рівняння (5.7), можна визначити постійні поширення електромагнітних хвиль:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{\sqrt{3}}{2} C \beta_0 + j\beta_0 \left( 1 + \frac{C}{2} \right); \quad \gamma_2 = j\beta_0 (-C); \\ \gamma_3 &= \frac{\sqrt{3}}{2} C \beta_0 + j\beta_0 \left( 1 + \frac{C}{2} \right); \quad \gamma_4 = j\beta_0, \end{aligned} \quad (5.8)$$

де  $C = 3 \sqrt{\frac{I_0 z_0}{4V_{e0}}}$  – параметр підсилення ( $C \approx 0,01 \dots 0,1$ ).

Вираз для поздовжніх складових напруженості електричного НВЧ поля відповідно до отриманого постійними поширення можна записати у вигляді:

$$\epsilon_1 = \epsilon_m e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C \beta_0 z} e^{j \left[ \omega t - \beta_0 \left( 1 + \frac{c}{2} \right) z \right]}, \quad (5.9)$$

(ця хвиля при поширенні вздовж сповільнюючої системи наростає за експоненціальним законом – рис. 5.4 а);

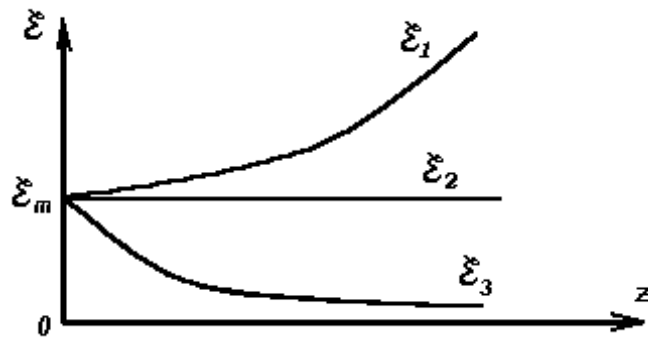


Рис. 5.4 а

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_m e^{j(\omega - \beta_0 + C)z}, \quad (5.10)$$

(ця хвиля не змінюється за амплітудою);

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_m e^{-\frac{\sqrt{3}}{2} C \beta_0 z} e^{j\left[\omega - \beta_0 \left(1 + \frac{C}{2}\right)z\right]}, \quad (5.11)$$

(ця хвиля зменшується за амплітудою);

$$\varepsilon_4 = \varepsilon_m e^{j(\omega + \beta_0)z}, \quad (5.12)$$

(ця хвиля рухається з постійною амплітудою назустріч електронному потоку й на інтенсивність НВЧ поля не впливає).

При наближенні до виходу сповільнюючої системи перша хвиля стає переважаючою й визначає інтенсивність НВЧ поля. При параметрі підсилення  $C < 0,1$ , фазова швидкість цієї хвилі мало відрізняється від швидкості електронів  $V_{e0}$ . На рис. 5.4 б приведені криві розподілу електричної складової НВЧ поля  $\varepsilon_1$  і конвекційного струму  $i_{\text{конв}}$  уздовж системи ЛБХО, що сповільнює.

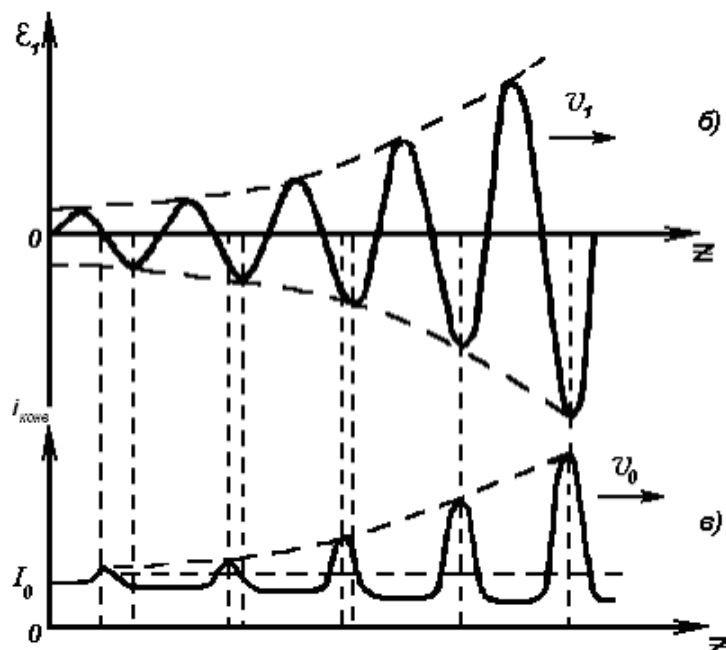


Рис. 5.4 б, в

Із рисунків видно, що електромагнітна хвиля, що рухається зі швидкістю  $V_1 = V_{\varphi 0}$ , наростає за експоненціальним законом. Електронний потік, сформований гарматою ЛБХО, утворює конвекційний струм  $I_0$ , який при протіканні вздовж сповільнюючої системи модулюється за амплітудою. Це зв'язано з тим, що спочатку електронні згустки потрапляють у сповільнюючу фазу поля НВЧ у моменти, близькі до переходу його через вісь "0-Z". Оскільки швидкість  $V_{\varphi 0}$  вибирається трохи меншою від  $V_1$ , то при наближенні до кінця сповільнюючої системи електронні згустки починають потрапляти в максимум сповільнюючої фази поля НВЧ, взаємодіючи з нею й утворюючи конвекційний струм, промодульований за величиною. Через неідеальне узгодження входу та виходу сповільнюючої системи ЛБХО може самозбуджуватися. Підсилена хвиля частково відбивається на виході й рухається до входу. Досягнувши входу, ця хвиля також відбивається й може підсилювати початкову хвилю. Поглинач послаблює (на 20...40 дБ) відбиту хвилю й виключає самозбудження. Але він послаблює й пряму хвилю. Однак електронний потік знову знаходить НВЧ поле в системі, що сповільнює, причому більш ефективно, тому що він вже промодульований за щільністю. Розподіл амплітуди НВЧ коливань при наявності поглинача показаний на рис 5.5.

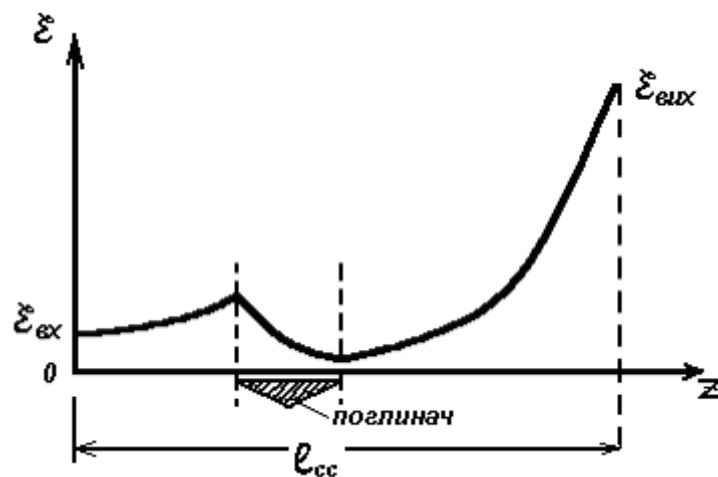


Рис. 5.5

### 5.1.5. Основні характеристики ЛБХО

1. Коефіцієнт підсилення – відношення потужності НВЧ коливань на виході до потужності коливань на вході, тобто:

$$K_p = \frac{P_{\text{ВУХ}}}{P_{\text{ВХ}}} = \frac{\epsilon_{z_{\text{ВУХ}}}}{\epsilon_{z_{\text{ВХ}}}} \quad (5.13)$$

При взаємодії НВЧ поля з електронним потоком виникають три прямі хвилі, що біжать. Очевидно, що напруженість першої хвилі на початку сповільнюючої системи дорівнює 1/3 напруженості вхідного сигналу, а на виході:

$$\epsilon_{z_{\text{ВУХ}}} = \frac{1}{3} \epsilon_{z_{\text{ВХ}}} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C \beta_0 l_{\text{CC}}},$$

де:  $l_{\text{CC}}$  – довжина системи, що сповільнює.

З огляду на те, що:

$$\beta_0 = \frac{\omega}{V_{\phi_0}} = 2\pi \frac{C}{\lambda V_{\phi_0}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{CC}}},$$

знаходимо:

$$K_p = 20 \lg \left( \frac{1}{3} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C \frac{2\pi l_{\text{CC}}}{\lambda_{\text{CC}}}} \right) = 47,3CN - 9,5 \text{ [дБ]}, \quad (5.14)$$

де  $N = \frac{l_{\text{CC}}}{\lambda_{\text{CC}}}$  – число сповільнених довжин хвиль, що укладається вздовж

сповільнюючої системи;  $C = 3 \sqrt{\frac{z_0 I_0}{4V_{e_0}}}$  – параметр підсилення; (при розрахунках замість  $z_0$  підставляють опір зв'язку  $R_{\text{ЗВ}}$ ).

При наявності поглиначача:

$$K_p = 47,3CN - 9,5 - A \text{ [дБ]}, \quad (5.15)$$

де  $A$  – загасання в поглиначі.

Залежність  $K_p = f(P_{\text{ВХ}})$  приведена на рис. 5.6. Зменшення коефіцієнта підсилення зв'язано з виходом електронних згустків з гальмуючої фази при збільшенні потужності коливань на вході.

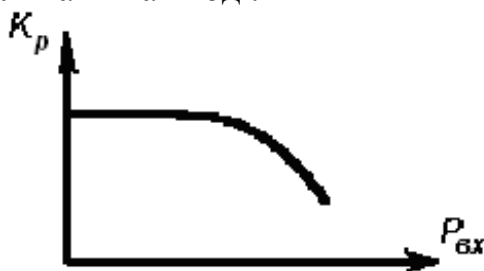


Рис. 5.6



Рис. 5.7

2. Смуга підсилення  $\Delta f$ . Визначається за експериментальною залежністю  $P_{\text{вих}} \equiv P_{\text{вих}}(f)$  при постійних  $U_0$  і  $P_{\text{вх}}$ . Зміна потужності в межах смуги підсилення (рис. 5.7) викликана зміною узгодження системи, що сповільнює, умовами взаємодії НВЧ поля з потоком електронів. Смуга підсилення залежить від дисперсії сповільнюючої системи, опору зв'язку  $R_{3B}$  і широкополосності вхідного й вихідного пристроїв. Зменшення потужності на низьких частотах пов'язано, поряд із дисперсією, зі зменшенням відношення  $\frac{l_{cc}}{\lambda_{cc}}$  – унаслідок

збільшення  $\lambda_{cc}$ . Зменшення потужності на високих частотах пов'язано, на рівні з дисперсією, зі зменшенням опору зв'язку внаслідок притискання НВЧ поля до поверхні сповільнюючої системи.

3. Фазова чутливість. При підсиленні сигналів, особливо частотно-модульованих, коли передавальні пристрої багатокаскадні, високі вимоги висуваються до стабільності частоти (фази). Підсилювачі НВЧ не повинні істотно спотворювати фазову структуру сигналу. У ЛБХО при зміні напруги  $U_0$  змінюється швидкість електронів  $V_{e0}$  і час прольоту  $t_{пр}$  згустків уздовж системи, що сповільнює. Зсув фази вихідного сигналу щодо вхідного:

$$\varphi = \omega t_{пр} = \omega \frac{l_{cc}}{V_{\varphi 0}}.$$

Фазова чутливість ЛБХО до зміни прискорюючої напруги визначається виразом:

$$\frac{d\varphi}{dU_0} \approx \frac{d}{dV_{e0}} \left( \frac{\omega l_{cc}}{\sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}} \right) \approx -10^{-6} \frac{\omega l_{cc}}{V_{e0} \sqrt{U_0}}, \left[ \frac{\text{град}}{\text{В}} \right]. \quad (5.16)$$

У потужних ЛБХО  $\frac{d\varphi}{dU_0}$  складає десяти–соті частки градуса на 1 вольт, у малопотужних ЛБХО – одиниці градусів на 1 вольт. Висока фазова чутливість малопотужних ЛБХО використовується для фазової модуляції НВЧ коливань.

4. Потужність на виході. Залежності вихідної потужності  $P_{\text{вих}}$  від прискорюючої напруги  $U_0$  і потужності вхідного сигналу  $P_{\text{вх}}$  приведені на рис. 5.8 і 5.9.



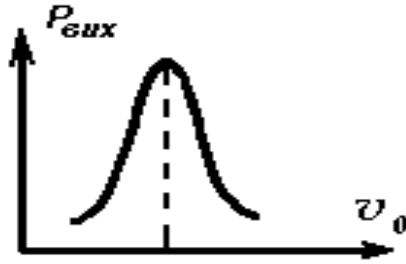


Рис. 5.8



Рис. 5.9

Відхилення напруги  $U_0$  від оптимального приводить до різкого зменшення вихідної потужності  $P_{\text{вих}}$  через зміну швидкості електронів  $V_{e_0}$  і погіршення взаємодії електронів з бігучою НВЧ хвилею. Обмеження вихідної потужності при зростанні потужності вхідного сигналу пояснюється розгрупованням електронів і їхнім виходом з гальмуючої фази НВЧ поля.

5. Коефіцієнт шуму. Цей параметр традиційно є характерним для підсилювачів частоти радіоприймальних пристроїв. Однак останнім часом при високих вимогах до чистоти формованих сигналів і в радіопередавальних пристроях розглядають зазначений параметр. Тому зменшення внутрішніх шумів є одним із найбільш актуальних завдань, що стоять на шляху удосконалення ЛБХ.

Коефіцієнт шуму чи шум-фактор будь-якого підсилювача визначається за формулою:

$$K_{\text{ш}} = 1 + P_{\text{ш}_{\text{вх}}} / P_{\text{ш}_0}, \quad (5.17)$$

де:  $P_{\text{ш}_{\text{вх}}}$  – потужність власних шумів підсилювача, перерахована до його входу;

$P_{\text{ш}_0}$  – потужність теплових шумів при температурі, визначена за формулою Найквіста  $P_{\text{ш}_0} = kT\Delta f$ , де  $\Delta f$  – смуга пропускання підсилювача;  $k=1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постійна Больцмана.

При обчисленні коефіцієнта шуму вважають  $T=300$  К. Звичайно величину шум-фактор виражають у децибелах.

До основних причин появи шумів у ЛБХО належать: дробовий ефект при емісії електронів із поверхні катода; явище перерозподілу електронного потоку між електродами ЛБХО; вторинна емісія електронів із поверхні колектора; флуктуації початкових швидкостей електронів, що літають із електронної гармати.

Для зменшення шумів, обумовлених дробовим ефектом, необхідно зробити просторовий заряд електронного потоку досить потужним. Це досягається у випадку, якщо емісійна здатність катода буде набагато більшою від струму, що відбирається в нього.

Від шумів перерозподілу можна цілком позбутися, якщо не допустити влучення електронів на електроди гармати і системи, що сповільнює. Цього можна досягти, поліпшуючи електронну оптику й збільшуючи напруженість магнітного поля.

Вторинну емісію електронів з поверхні колектора легко придушити, надаючи колектору форму Фарадеевого циліндра чи трохи підвищуючи його потенціал стосовно потенціалу сповільнюючої системи.

Використання перерахованих, а також деяких інших методів привело до значного зниження шумів ЛБХО: із 20...30 дБ у ранніх зразків до 1...3 дБ у сучасних приладах.

## 5.2. ЛАМПА ЗВОРОТНОЇ ХВИЛІ О-типу (ЛЗХО)

### 5.2.1. Призначення, будова і принцип дії ЛЗХО

Лампа зворотної хвилі О-типу (рис. 5.10) є генератором, що працює за принципом тривалої взаємодії потоку електронів зі зворотною гармонікою сигналу, вектор фазової швидкості якої збігається за напрямком із вектором швидкості електронів, але протилежний вектору групової швидкості.

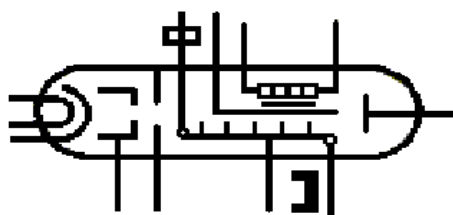


Рис. 5.10

ЛЗХО використовується як малопотужні генератори чи підсилювачі. При вихідній потужності в десятки-сотні міліватів ЛЗХО мають діапазон електронної перебудови частоти до 50 % від середньої. ККД ламп зворотної хвилі О-типу складає одиниці відсотків. Особливістю підсилювальних ЛЗХО є вузька смуга підсилення, яку можна переміщати в широкому діапазоні частот. ЛЗХО використовується в сантиметровому, міліметровому і субміліметровому діапазонах хвиль.

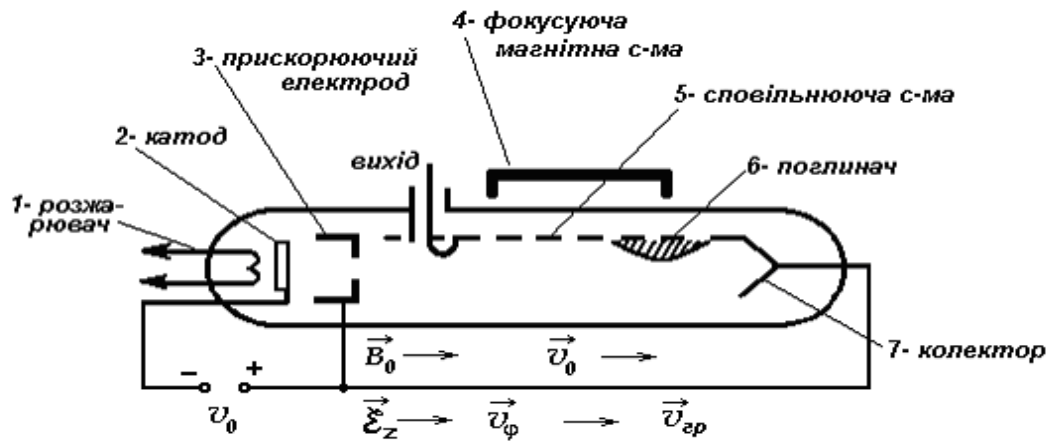


Рис. 5.11

Будова ЛЗХО (рис. 5.11) відрізняється від ЛБХО (рис. 5.2) тим, що вивід енергії розташований поблизу електронної гармати, а поглинач – біля колектора. (У підсилювальних ЛЗХО ввід енергії – поблизу колектора). У ЛЗХО використовується неоднорідна система, що сповільнює (типу "гребінка", "зустрічні штирі"), тому що для ЛЗХО необхідне переривчасте в просторі взаємодії НВЧ поле. Електронна гармата і магнітна фокусуюча система приблизно такі ж як у ЛБХО.

У результаті флуктуації електронного потоку в системі, що сповільнює, наводяться слабкі коливання й виникає електромагнітна хвиля, що може бути відображена сумою просторових гармонік. Параметри ЛЗХО вибирають так, що для першої зворотної гармоніки виконується умова синхронізму:  $V_{\phi} \ll 1 \approx V_{e0}$ ,

де  $V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}$ . Взаємодіючи з полем зворотної хвилі, електрони почнуть групуватися в згустки і віддавати свою енергію полю хвилі. Фізичні процеси взаємодії електронів із хвилею (модуляція швидкості, процес групування, передача кінетичної енергії електронів полю НВЧ) такі ж як у ЛБХО.

Принципова відмінність ЛЗХО від ЛБХО полягає в тому, що використання електронного потоку, що рухається назустріч потоку електромагнітної енергії, забезпечує той позитивний зворотний зв'язок, без якого неможлива робота автогенератора.

Розглянемо ділянку сповільнюючої системи типу "гребінка", поблизу якої в напрямку осі  $Z$  рухається електронний потік зі швидкістю  $V_{e0}$  (рис. 5.12).

Електричне НВЧ поле  $\mathcal{E}_z$  для фіксованого моменту часу являє собою серію імпульсів (напроти штирів поле близьке до нуля) із синусоїдальною огибаючою. Фазова швидкість дорівнює фазовій швидкості огибаючої нульової просторової гармоніки  $V_{\phi 0}$  і спрямована назустріч швидкості електронів  $V_{e0}$ . Нехай у розглянутий момент часу всередині щілини (1) знаходиться електронний згусток у максимальному гальмуючому НВЧ полі  $\mathcal{E}_z$ . Через час

$t = \frac{l}{V_{e0}}$ , де  $l$  – крок системи, що сповільнює, згусток переміститься до середини щілини 2. Якщо за цей же час огинаюча зі швидкістю  $V_{\varphi 0}$  переміститься на  $\lambda_{cc} - l$ , то гребінь хвилі, що у початковий момент знаходився в середині щілини, переміститься і всередині щілини (2) електронний згусток знову потрапить у максимальне гальмуюче НВЧ поле. Таким чином, умова:

$$\frac{l}{V_{e0}} = \frac{\lambda_{cc} - l}{V_{\varphi 0}},$$

є умовою фазового синхронізму для ЛЗХО. Переміщення гальмуючої фази з точки (1) у точку (2) і так далі ліворуч/праворуч може бути представлено як переміщення першої зворотної просторової гармоніки з фазовою швидкістю  $V_{\varphi(-1)} \approx V_{e0}$  (рис. 5.12).

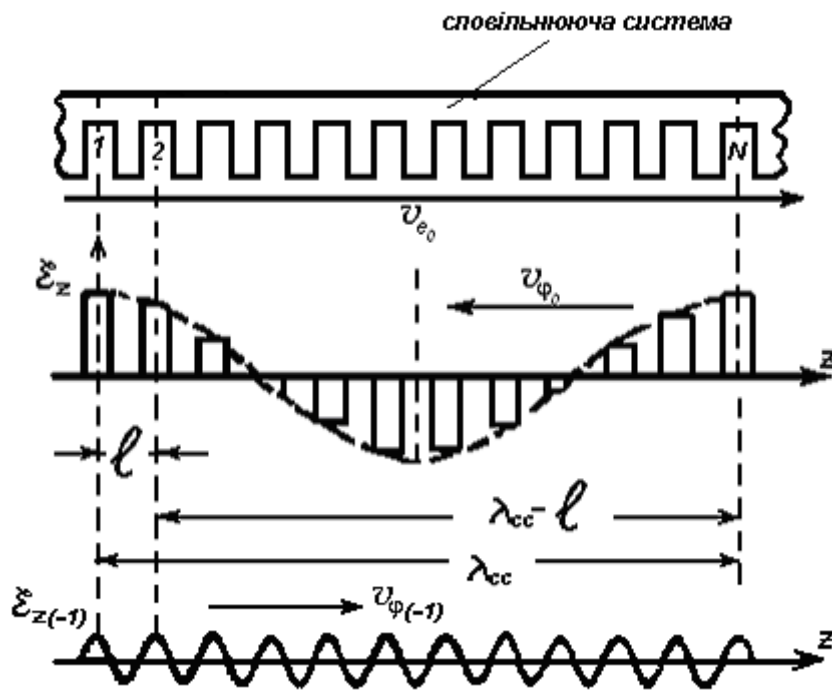


Рис. 5.12

Переміщаючись вздовж осі  $Z$ , потік електронів потрапляє на кожній ділянці взаємодії в гальмуючу фазу НВЧ поля і підсилює бігучу в напрямку, протилежному осі  $Z$ , високочастотну хвилю. Підсилена, бігуча назустріч потоку електронів хвиля модулює за щільністю електронний потік, а це призводить до великого підсилення хвилі. Так здійснюється позитивний розподілений зворотній зв'язок. Тому автоколивання в ЛЗХО можливі при відсутності зовнішнього зворотного зв'язку за рахунок відбиття енергії від кінців системи, що сповільнює. Амплітудна умова існування автоколивань у ЛЗХО виконується

тоді, коли енергія, що доставляється електронним потоком, достатня, щоб компенсувати втрати в сповільнюючій системі й навантаженні. У режимі самозбудження струм електронної гармати  $I_0$  повинен перевищувати пусковий:

$$I_n \approx 0,124 \frac{U_0}{R_{св} N^3}, \quad (5.19)$$

де  $N = \frac{l_{сс}}{\lambda_{сс}}$ .

Частота автоколивань визначається з умови фазового синхронізму.

### 5.2.2. Основні характеристики генераторної ЛЗХО

1. Модуляційна характеристика – залежність частоти  $\omega$  від прискорюючої напруги  $U_0$  визначається за дисперсійною характеристикою (рис. 5.13) для першої зворотної гармоніки. Так як  $V_{\phi-1} \approx V_{e0}$ , а  $V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}$ , то частота коливань  $\omega \approx \sqrt{U_0}$ .

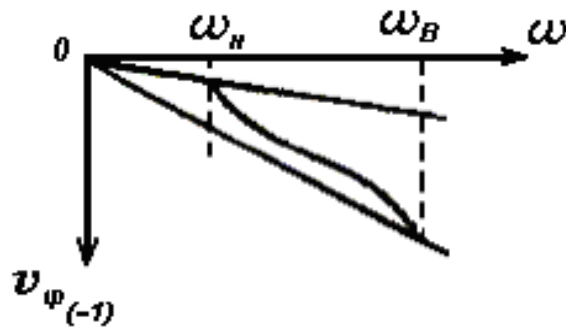


Рис. 5.13

Діапазон електронної перебудови частоти оцінюється коефіцієнтом перекриття  $\delta = \omega_{\max} / \omega_{\min}$ . У дециметровому і сантиметровому діапазонах хвиль  $\delta \approx 2 \dots 2,5$ , у міліметровому  $\delta \approx 1,05 \dots 1,1$ .

2. Вихідна потужність визначається виразом:

$$P_{\text{вих}} = \frac{2}{\pi N} U_0 (I_0 - I_n). \quad (5.20)$$

Струм електронної гармати  $I_0$  повинен перевищувати пусковий  $I_n$  не більше ніж у 5-6 разів. Залежність вихідної потужності від напруги, що прискорює, нелінійна – перепади потужності в діапазоні перебудови досягають 5...10 дБ (рис. 5.14).

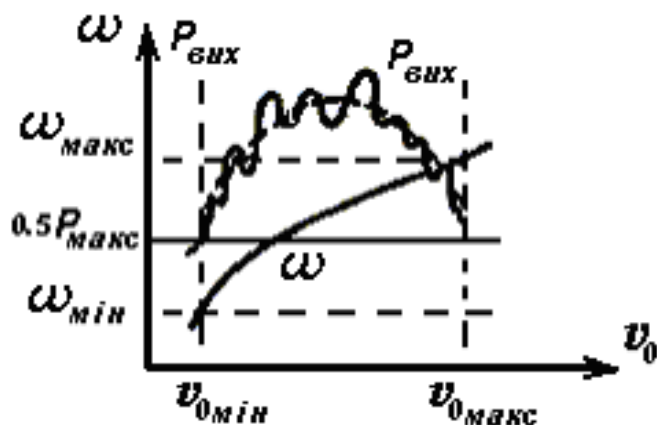


Рис. 5.14

Перепади потужності зумовлюються тим, що не можна забезпечити хороше узгодження в широкій смузі частот, і частина енергії відбивається. Відбита і підсилювана хвилі складаються чи віднімаються в залежності від фази відбитої хвилі, а фаза й амплітуда відбитої хвилі змінюються при зміні  $U_0$ .

3. ККД ламп зворотної хвилі О-типу визначається співвідношенням:

$$\eta_{\text{ел}} \approx 0,84C = 0,84 \sqrt{\frac{R_{\text{св}} I_0}{4U_0}}, \quad (5.21)$$

і складає одиниці відсотків.

### 5.3. ЛАМПИ БІГУЧОЇ І ЗВОРОТНОЇ ХВИЛІ М-ТИПУ (ЛБХМ, ЛЗХМ, АМПЛІТРОН)

#### 5.3.1. Особливості взаємодії НВЧ поля й електронів у приладах ЛБХ і ЛЗХ М-типу

У лампах бігучої і зворотної хвилі енергія НВЧ поля збільшується за рахунок зменшення кінетичної енергії електронів, що групуються при виконанні умови синхронізму в гальмуючій фазі НВЧ поля. При цьому допускається невелике перевищення швидкості електронів над фазовою швидкістю хвилі ( $V_{e0} \approx V_{\varphi}$ ), отже електрони передають лише малу частину своєї кінетичної енергії і електронний ККД приладів О-типу невисокий.

У приладах М-типу електрон здійснює складний рух, але середня швидкість цього руху залишається постійною і рівною переносній швидкості  $V_{\Pi}$ . Тому постійна й кінетична енергія електронів. Під дією поздовжньої складової  $\epsilon_z$  НВЧ поля електрони, не змінюючи середньої кінетичної енергії, зміщуються в область з великим потенціалом (до позитивного електрода). Зменшення, що відбувається при такій взаємодії, потенційної енергії електронів дорівнює енергії, одержуваній гальмуючою фазою НВЧ поля. Таким чином, принципова особливість приладів М-типу полягає в тому, що в процесі взаємодії НВЧ полю передається потенційна енергія електронів.

Чим сильніше гальмуюче поле  $\varepsilon_z$ , тим більша швидкість переносного руху, тим далі електрон зміщується до позитивного електрода і велику потенційну енергію передає НВЧ полю. Початкова швидкість електронів  $V_{e_{oz}}$  у приладах ЛБХ і ЛЗХ М-типу (з інжекттованим електронним потоком) дорівнює переносній швидкості в просторі взаємодії  $V_{\Pi}$  і обидві ці швидкості рівні фазовій швидкості просторової гармоніки  $V_{\phi}$ . Співвідношення  $V_{e_{oz}} = V_{\Pi} = V_{\phi}$  – є умова синхронізму приладів ЛБХ і ЛЗХ М-типу. При цих умовах електрони, що почали рух у гальмуючій фазі НВЧ поля, групуються й зміщаються до позитивного електрода. Електрони, що почали рух у прискорюючій фазі швидко відсортовуються (ідуть на негативний електрод із простору взаємодії).

У ЛБХМ і ЛЗХМ електронний потік вводиться в простір взаємодії за допомогою спеціальної електронно-оптичної системи.

### 5.3.2. Лампа бігучої хвилі М-типу (ЛБХМ). Призначення, будова і принцип дії

Лампа бігучої хвилі М-типу – це підсилювальний прилад М-типу прямої хвилі з інжекттованим електронним потоком, сповільнюючої системи, й електронний потік якої розімкнутий.

Основне застосування ЛБХМ знаходять як кінцеві підсилювачі, що мають вихідну потужність до декількох мегават в імпульсному режимі (рівень власних шумів ЛБХМ дуже великий і їх не можна використовувати для підсилення слабких сигналів). Діапазон робочих частот складає 20...30% від середньої частоти й визначається, в основному, дисперсійною характеристикою системи, що сповільнює (при однакових дисперсійних характеристиках ЛБХМ має більш широку смугу, чим ЛБХО). ККД лампи бігучої хвилі М-типу досягає 50% (значно більше, ніж у ЛБХО). Крім того, при тому самому рівні потужності ЛБХМ мають значно менші напруги, що прискорюють, ніж ЛБХО. Але за коефіцієнтом підсилення ЛБХМ поступається багаторезонаторним клістроном і ЛБХО.

Будова ЛБХМ показана на рис. 5.15 а.

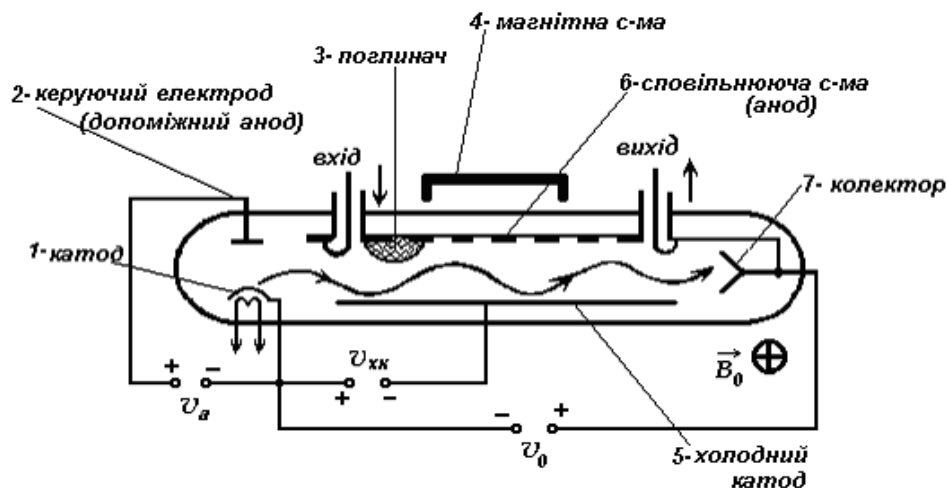


Рис. 5.15 а

У реальних приладах система електродів має не плоску, а кільцеподібну форму (рис. 5.15 б).

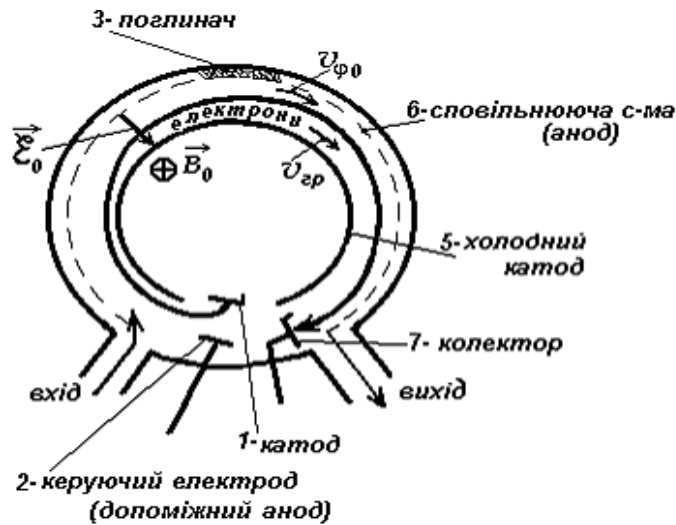


Рис. 5.15 б

Це зменшує габаритні розміри приладу і спрощує створення однорідного магнітного поля  $\vec{B}_0$  зовнішньою магнітною системою. Вхідні та вихідні пристрої – коаксіальні чи хвилеводної конструкції. У просторі взаємодії між системою, що сповільнює (анодом), і холодним катодом (негативним електродом) створюються схрещені постійні електричне і магнітне поля (вектор магнітної  $\vec{B}_0$  індукції перпендикулярний вектору  $\vec{\varepsilon}_0$  напруженості електричного поля).

Електронний потік формується спеціальною системою електродів, названою системою короткої оптики (рис. 5.16).

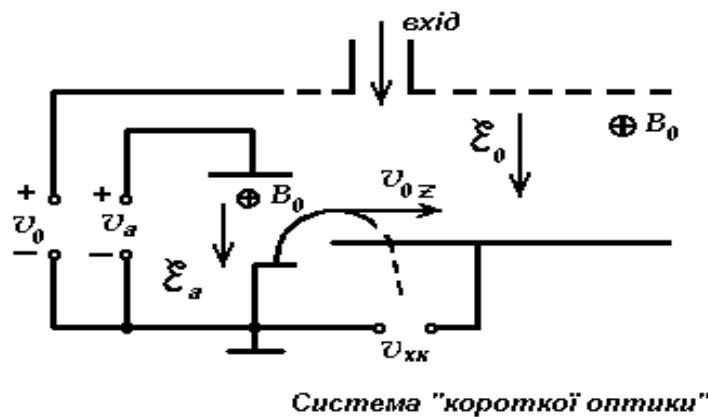


Рис. 5.16

Напруга на керуючому електроді (додатковому аноді)  $U_a$  підбирається так, що електрони, рухаючись по циклоїдальній траєкторії, приходять до початку системи, що сповільнює, у вершині витка циклоїди зі швидкістю  $V_{e_{oz}} = \frac{2\varepsilon_a}{B_0} = \frac{2U_a}{B_0 d_a}$ , де  $d_a$  – відстань між керуючим електродом і катодом.



Початкова для простору взаємодії швидкість електронів  $V_{e_{oz}}$  спрямована паралельно електродам і дорівнює переносній швидкості  $V_{\Pi}$ . Потрапляючи в простір взаємодії, електронний потік взаємодіє з електромагнітною хвилею. Під впливом поперечної складової НВЧ поля електрони формуються в згустки навколо електрона, що знаходиться в максимумі гальмуючого поля. Вплив поздовжньої складової приводить до відбору "робочих" електронів і поступовому їхньому зсуву в процесі руху від негативного електрода до системи, що сповільнює. У результаті руху до сповільнюючої системи (анода) електрони втрачають потенційну енергію, віддаючи її НВЧ полю хвилі. Передана полю енергія тим більша, чим більший шлях проходять електрони по напрямку від холодного катода до сповільнюючої системи, тому електронний потік вводиться в простір взаємодії у вигляді плоского променя, притиснутого до холодного катода. Електронний потік, що входить у простір взаємодії, має визначену товщину  $\Delta$ , і верхні електрони потрапляють під вплив більш сильного НВЧ поля, ніж нижні. Тому зсув електронів на верхній межі завжди більший, ніж на нижній, і перетинання пучка пульсує: у гальмуючому полі збільшується, у прискорюючому зменшується. Об'ємна щільність електронного потоку (на відміну від ЛБХО) залишається постійною, тому що одночасно з подовжнім групуванням відбувається збільшення перетину пучку (рис. 5.17, вісь Z у рухомій системі координат).

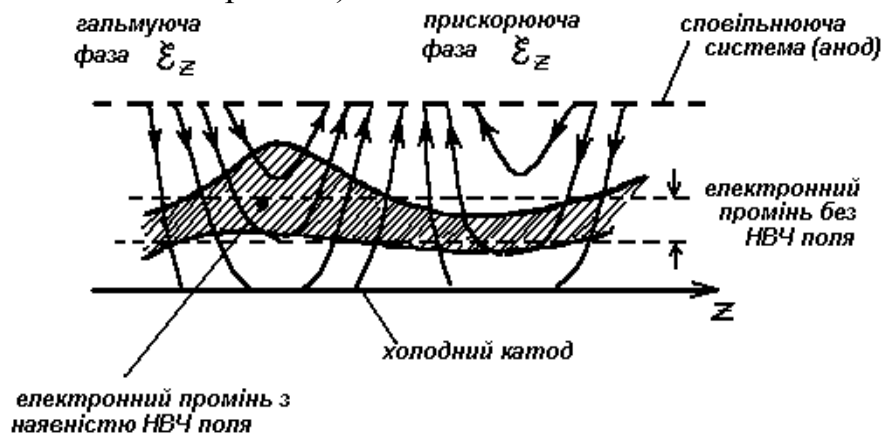


Рис. 5.17

Передача потенційної енергії електронами НВЧ полю в ЛБХМ пояснюється тільки тим, що електрони в гальмуючому НВЧ полі зміщені в область з великим потенціалом статичного поля, тому їхня потенційна енергія перевищує потенційну енергію електронів у прискорюючому НВЧ полі.

Умова ефективної взаємодії електронного потоку з полем НВЧ має вигляд:

$V_{\Pi} = V_{\varphi_0}$ , де  $V_{\Pi} = \frac{\varepsilon_0}{B_0}$  – переносна швидкість електронів у просторі взаємодії;

$\varepsilon_0 = \frac{U_{\text{хк}} + U_0}{d}$  – напруженість постійного електричного поля в просторі взаємодії;  $d$  – відстань між холодним катодом і системою, що сповільнює

(анодом);  $V_{\phi 0}$  – фазова швидкість прямої хвилі (електронний потік взаємодіє з нульовою просторовою гармонікою НВЧ поля).

Відзначимо, що оскільки  $V_{e_{oz}} = V_{\Pi}$ , то:  $\epsilon_a = \frac{\epsilon_0}{2}$ .

Для усунення самозбудження ЛБХМ (за рахунок відбиття хвилі від виходу і входу) вводиться поглинач. Пряма й відбита хвилі загасають майже до нуля. Однак згрупований у згустки електронний потік знову наводить у системі, що сповільнює, за поглиначем коливання, амплітуда яких наростає при русі хвилі до колектора.

### 5.3.3. Основні характеристики ЛБХМ

Коефіцієнт підсилення ЛБХМ визначається за формулою:

$$K_p = 20 \lg \frac{\epsilon_{z_{\text{вих}}}}{\epsilon_{z_{\text{вх}}}} = 54,6DN, \text{ дБ}, \quad (5.22)$$

де:  $D = \sqrt{\frac{I_0 R_{зв} \omega}{\epsilon_0 V_{\phi 0}}}$  – параметр підсилення;

$R_{зв}$  – опір зв'язку з урахуванням втрат енергії в сповільнюючій системі і поглиначів:

$$K_p = 54,6DN - 6 - L, \text{ дБ}. \quad (5.23)$$

У реальних приладах коефіцієнт підсилення досягає 40 дБ.

При малих вхідних сигналах, коли відхилення електронного потоку від холодного катода до системи, що сповільнює, наприкінці лампи менше відстані між цими електродами і всі електрони попадають на колектор, амплітуда вихідних коливань і коефіцієнт підсилення зростають пропорційно вхідному сигналу. При деякому значенні вхідного сигналу електрони наприкінці шляху відхиляються від холодного катода настільки, що потрапляють на систему, що сповільнює, а не на колектор. При цьому НВЧ полю передається найбільша частина потенційної енергії електронів і коефіцієнт підсилення досягає максимального значення (рис. 5.18).

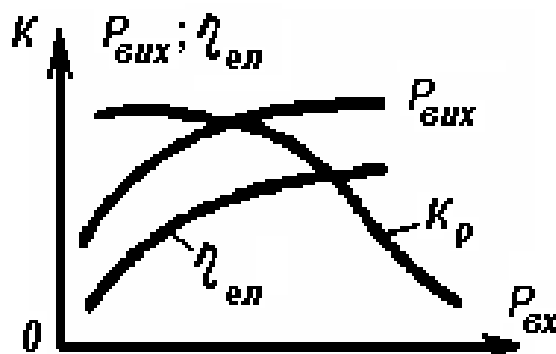


Рис. 5.18

Подальше збільшення вхідного сигналу не супроводжується збільшенням енергії, переданої від електронів НВЧ полю (лише область влучення електронів на систему, що сповільнює, наближається до входу), але коефіцієнт підсилення зменшується, тому що потужність вихідного сигналу наближається до постійного значення (рис. 5.18). ККД ЛБХМ не тільки визначається режимом живлення приладу, але і залежить від потужності вхідного сигналу (рис. 5.18) і лежить у межах  $\eta_{ел} \approx 30...50\%$ .

### 5.3.4. Лампа зворотної хвилі М-типу (ЛЗХМ). Призначення, будова і принцип дії

Лампа зворотної хвилі М-типу – це генераторний прилад М-типу зворотної хвилі з електронною перебудовою частоти, розімкнутим електронним потоком і розімкнутою системою, що сповільнює (звичайно типу "зустрічні штирі"). Генератори на ЛЗХМ здатні забезпечити вихідну потужність у безупинному режимі десятки кіловат у дециметровому й одиниці кіловат у сантиметровому діапазонах. ККД ЛЗХМ складає 50...60%.

ЛЗХМ дозволяють здійснювати електронну перебудову частоти в діапазоні до 30% при значно меншій напрузі  $U_0$ , ніж у ЛЗХО. Причому при лінійній дисперсійній характеристиці сповільнюючої системи  $\omega = f(U_0)$  залежність

також лінійна (оскільки швидкість  $V_{п} = \frac{\epsilon_0}{B_0} = V_{\epsilon_0}$  електронів для ЛЗХМ на

відміну від  $V_{e0} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0} \equiv \sqrt{U_0}$  для ЛЗХО).

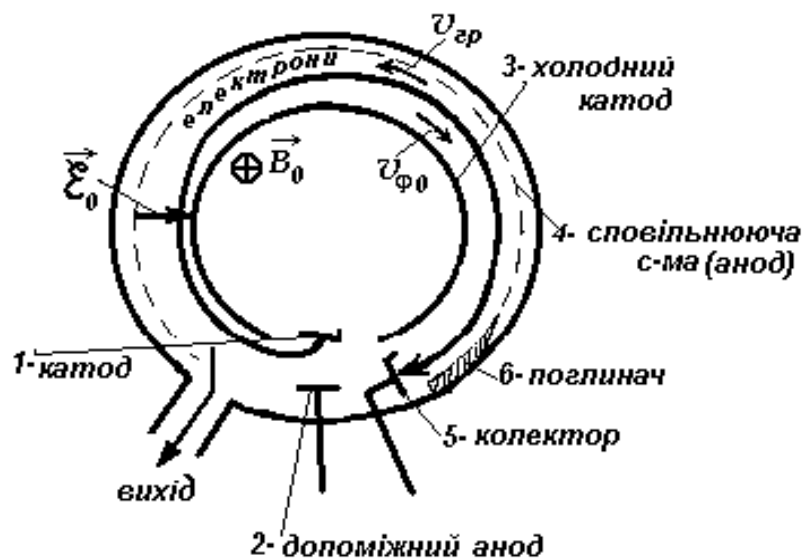


Рис. 5.19

Будова ЛЗХМ (рис. 5.19) подібна з ЛБХМ. Відмінність полягає в тому, що маємо тільки вихід (немає вхідної лінії) і поглинач розташований біля колектора. Електронний потік, утворений системою короткої оптики, у вигляді вузької стрічки рухається в просторі взаємодії між системою, що сповільнює, і негативним електродом. Під впливом флуктуації щільності електронного потоку в системі, що сповільнює, виникають слабкі НВЧ коливання. За допомогою вибору режиму роботи й параметрів системи, що сповільнює, фазова швидкість зворотної просторової гармоніки встановлюється рівною

швидкістю  $V_{\Pi} = \frac{\epsilon_0}{B_0}$  електронів. Починається процес взаємодії електронного

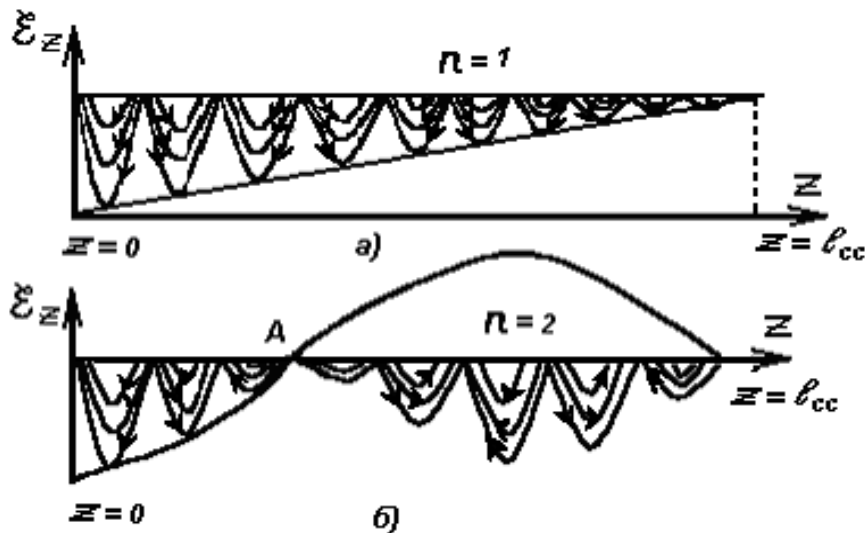
потоку з електричним НВЧ полем. Механізм взаємодії – формування згустків електронів, добір робочих електронів, передача потенційної енергії електронів НВЧ полю – такий же, як і у ЛБХМ. Відмінність полягає в тому, що електрони взаємодіють з НВЧ полем зворотної гармоніки, вектор фазової швидкості  $V_{\phi 0}$  якої збігається з вектором швидкості  $V_{\Pi}$ , а енергія НВЧ поля переноситься усією хвилею в протилежному напрямку. Таким чином, у ЛБХМ, як і в ЛЗХО, є розподілений зворотний зв'язок.

Закон зміни амплітуди електромагнітної хвилі вздовж системи, що сповільнює, у ЛЗХМ має косинусоїдальний характер, причому хвиля може існувати лише при умові що її амплітуда в колекторному кінці дорівнює нулю, а в катодному – максимальна (тут і є відвід НВЧ енергії у навантаження). Небезпеку для роботи приладу являє собою двічі відбита хвиля, що сумується з основною хвилею (із різною фазою) і може істотно вплинути на величину зворотної робочої гармоніки (для виключення цього явища застосовується поглинач).

Основна умова самозбудження ЛЗХМ має вигляд:

$$\frac{\omega}{V_{\phi 0}} D l_{cc} = \left( \pi - 1 \right) \frac{\pi}{2}, \quad (5.24)$$

де  $D$  – параметр підсилення, тобто на довжині  $l_{cc}$  повинно вкладатися непарне число чвертей хвиль (рис. 5.20).



картина поля в ЛЗХМ

Рис. 5.20

У ЛЗХМ, як і в інших автогенераторах, існує кілька областей генерації ( $n$  – номер виду робочого коливання). Для кожної області генерації повинна виконуватися умова балансу потужностей

$$I_0 > I_{П_n} = \frac{\epsilon_0 V_{\phi_0}^2}{16\omega R_{зв} N^2}, \quad (5.25)$$

де:  $N = \frac{l_{сг}}{\lambda_{сг}}$ ;

$R_{зв}$  – опір зв'язку;

$V_{\phi_0}$  – фазова швидкість хвилі, рівна фазовій швидкості нульової зворотної просторової гармоніки.

Найменший пусковий струм  $I_n$  потрібен для  $n=1$  (це основний вид коливань).

### 5.3.5. Основні характеристики ЛЗХМ

Зі збільшенням струму  $I_0$  енергія, одержувана НВЧ полем, зростає, збільшується амплітуда НВЧ коливань. На відміну від ЛБХМ у генераторної ЛЗХМ, перехід у режим насичення відбувається в результаті збільшення струму  $I_0$ , тобто збільшення числа електронів, що взаємодіють із НВЧ полем. Тому з ростом струму  $I_0$  навіть у режимі насичення вихідна потужність збільшується і залежність  $R_{вих} = f(I_0)$  має лінійний характер (рис. 5.21).

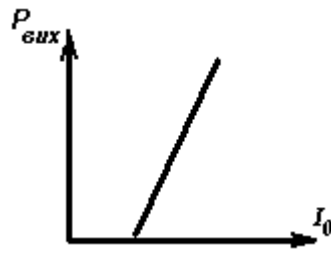


Рис. 5.21

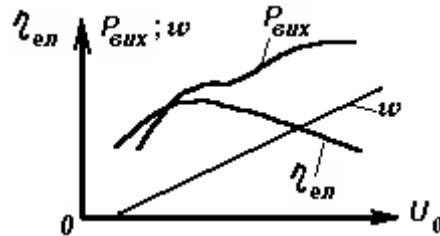


Рис. 5.22

Графіки залежностей вихідної потужності  $R_{\text{вих}}$ , частоти  $\omega$  і ККД  $\eta_{\text{ел}}$  від напруги  $U_0$  приведені на рис. 5.22. Особливістю ЛЗХМ є лінійність частотної характеристики, обумовлена прямою пропорційністю між напругою, що прискорює,  $U_0$  і швидкістю електронів. Оскільки дисперсія зворотної гармоніки аномальна, то зі збільшенням напруги, що прискорює,  $U_0$  (із ростом швидкості  $V_n$ ) частота генеруючих коливань зростає. У межах робочої зміни частоти  $\omega$  потужність  $R_{\text{вих}}$  генератора може змінюватися в кілька разів.

### 5.3.6. Амплітрон. Призначення, будова і принцип дії

Амплітрон (рис. 5.23 а) – це підсилювальний прилад М-типу зворотної хвилі із замкнутим потоком, розімкнутою системою, що сповільнює, і узгодженими вхідними і вихідними пристроями. Він подібний до ЛЗХМ у використанні взаємодії електронів з НВЧ полем зворотної просторової гармоніки в розімкнутій системі, що сповільнює, і багаторезонаторного магнетрона – у замкнутості електронного потоку, що являє собою обертові електронні спиці. Амплітрон має високий ККД (до 70 % і більше), просту конструкцію, порівняно низьку напругу живлення й високу фазову стабільність. Амплітрон працює в діапазоні частот 6...10 % від середньої частоти і використовується в кінцевих багатоступінчастих підсилювачах потужності. Вихідна потужність амплітрона досягає сотень кіловат у безупинному і десятків мегават в імпульсному режимах. Коефіцієнт підсилення амплітрона  $K_p$  невеликий – 10...15 дБ. Будова амплітрона показана на рис. 5.23 б.

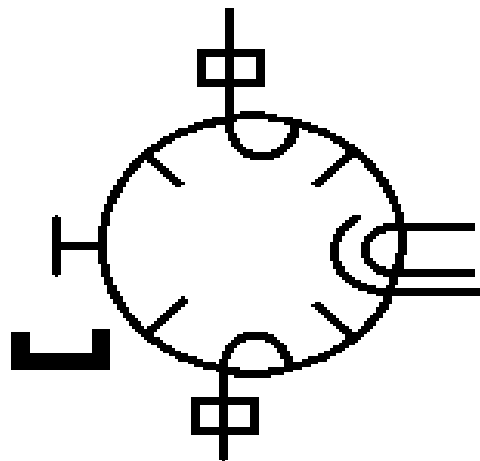


Рис. 5.23 а

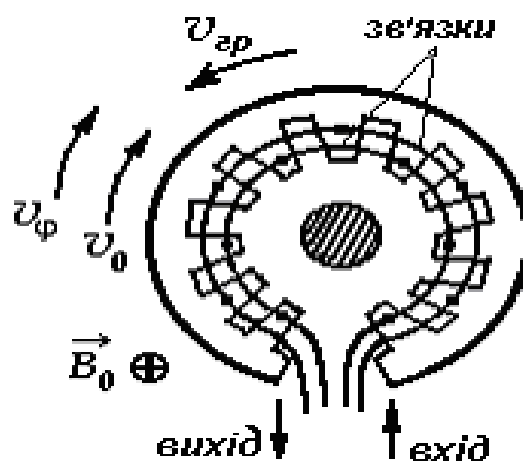


Рис. 5.23 б

Основними елементами амплітрона (як і магнетрона) є циліндричний катод і анодний блок зі зв'язками. Розімкнута система, що сповільнює, створюється шляхом розриву зв'язок, що переходять у вихідний і вхідний пристрої. Наявність розімкненої системи, що сповільнює, забезпечує досить широкую смугу підсилення (6...10% від середньої частоти). Напрямок постійного магнітного поля вибирається таким, щоб рух електронних згустків (спиць) відбував назустріч руху НВЧ енергії в системі, що сповільнює. Магнітне поле створюється зовнішньою системою магнітів, а постійне електричне поле утвориться за рахунок різниці потенціалів між коливальною (сповільнюючою) системою і катодом. Анодний блок заземлюється, а до катода підводиться негативна напруга. Електрони рухаються в постійних схрещених електричному і магнітному полях по епіциклоїдальних траєкторіях. Сформовані спиці (згустки електронів) обертаються разом із полем біжучої хвилі (в амплітроні робочою є зворотна просторова гармоніка).

Для ефективної передачі енергії електронами НВЧ поля центри обертових спиць повинні потрапляти в максимум гальмуючої фази електричного НВЧ поля в кожній ділянці взаємодії. Відзначимо, що в амплітроні число резонаторів  $N$  звичайно непарне, щоб не відбувалося, як у магнетроні, самозбудження на  $\pi$ -

виді коливань. Переміщаючись від 1-го резонатора до передостаннього  $(N-1)$ -го, спиця наприкінці шляху потрапляє у вихідний  $N$ -й резонатор, де поле відсутнє. Потрапити знову в 1-й резонатор електронна спиця повинна в момент часу, коли поле в ньому буде гальмуючим. В іншому випадку механізм взаємодії електронів із хвилею порушиться, спиця почне руйнуватися. Тому число періодів НВЧ коливань, протягом яких електронна спиця робить повний оберт, повинно бути обов'язково цілим, тобто  $k = 1, 2, \dots$ . Оскільки  $k = \frac{N\varphi_0}{2\pi}$ , де  $\varphi_0$  – різниця фаз коливань у сусідніх резонаторах;  $N$  – число резонаторів (включаючи холостий), то цілочисельні періоди  $k$  з'являються лише при визначених значеннях  $\varphi_0$ :

$$\varphi_0 = \frac{2\pi}{N}k, \quad k=1,2,\dots$$

і, відбувається, при визначених частотах підсилення сигналу.

Для системи типу, що сповільнює, "штирі зі зв'язками" нульовою (основною) просторовою гармонікою є зворотня. Для ефективної взаємодії електронів із хвилею потрібно виконання умови синхронізму  $V_{\varphi_0} = \frac{\omega l}{\varphi_0} = V_{e_0}$ .

На практиці допускається відхилення кута  $\varphi_0$  на  $\Delta\varphi_0 = \pm \frac{\pi}{4}$  (при цьому електронні спиці після повного обертю не виходять за межі гальмуючої фази НВЧ поля; електронні спиці мають таку ж періодичність, як і НВЧ поле підсилюваного сигналу).

Амплітрон має одностороннє підсилення: із входу на вихід потужності НВЧ сигналу підсилюється, а з виходу на вхід передається без послаблення. Це вимагає повного узгодження входу і виходу амплітрона з метою запобігання самозбудження.

### 5.3.7. Основні характеристики амплітрона

1. Амплітудні характеристики (рис. 5.24) – це залежності  $P_{\text{вих}} = f(P_{\text{вих}})$  при  $P_0 = \text{const}$ , де  $P_0$  – потужність джерела живлення ( $P_0 = U_a I_a$ ). Якщо подана напруга живлення, то в амплітроні при відсутності вхідного сигналу виникають випадкові коливання. І потрібен вхідний сигнал визначеної потужності для нормальної роботи амплітрона, тобто амплітрон працює в режимі примусової синхронізації від зовнішнього джерела. У режимі автогенерації потужність випадкових коливань тим більша, чим вища потужність джерела живлення  $P_0$ , і тим більш висока потужність  $P_{\text{вих}}$  потрібна для синхронізації приладу і впорядкування процесу.



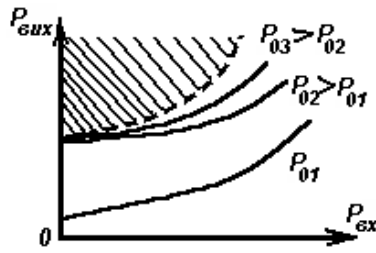


Рис. 5.24

Таким чином, при визначеній (для заданої потужності  $P_0$ ) вхідної потужності  $P_{ВХ_{\min}}$  відбувається формування спиць, що забезпечують підсилення вхідного сигналу, і далі вихідна потужність збільшується менше, тому що амплітрон переходить у режим насичення. У режимі насичення вихідна потужність і ККД максимальні, але коефіцієнт підсилення невеликий. Тому амплітрони служать для підсилення великих вхідних сигналів і застосовуються в дециметровому і сантиметровому діапазонах хвиль у кінцевих підсилювальних каскадах. Часто використовується каскадне включення амплітронів.

В амплітроні принципово не існує обмеження на вихідну потужність, тому що:

$$P_{\text{ВИХ}} = P_{\text{ВХ}} + P_0 \eta ,$$

де  $\eta$  – електронний ККД амплітрона;  $\eta = (P_{\text{ВИХ}} - P_{\text{ВХ}}) / P_0 = (60 \dots 80)\%$ .

Практично  $P_{\text{ВИХ}}$  обмежується емісійною здатністю катода і припустимою потужністю розсіювання на аноді. Характерна риса амплітрона – незначний вплив навантаження на вихідну потужність.

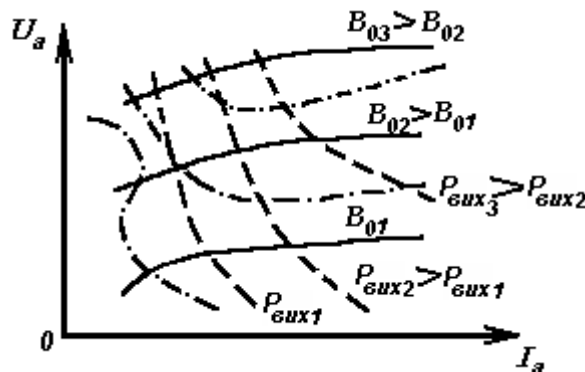


Рис. 5.25

2. Робочі характеристики (рис. 5.25) – це сімейство кривих  $B_0 = \text{const}$ ;  $P_{\text{ВИХ}} = \text{const}$ ;  $\eta = \text{const}$ , у координатах  $(U_a, I_a)$ .

Робочі характеристики амплітрона такі ж як і в магнетрона.

### 5.3.8. Стабілітрон. Принцип дії стабілітрона

Стабілітрон – автогенератор НВЧ коливань, що перебудовується за частотою, виконаний на базі амплітрона, що може працювати в режимі генерації коливань, якщо організувати частотновибіркового позитивний зворотний зв'язок (рис. 5.26).

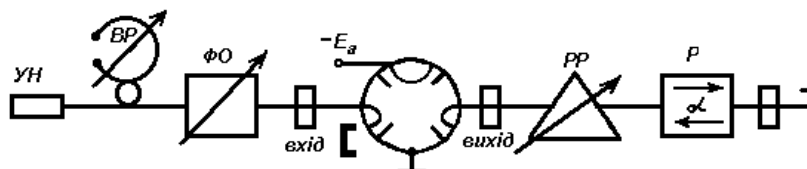


Рис. 5.26

На виході амплітрона включають розгалужувач (РР), від якого в початковий, після включення напруги  $E_a$  момент часу відіб'ється частина енергії паразитної генерації незасинхронизованого амплітрона. Пройшовши систему амплітрона, що сповільнює, (у зворотному напрямку без втрат і переключувань) і фазообертач (ФО), включений у вхідне коло амплітрона, енергія відбитих коливань буде поглинута в кінцевому узгодженому навантаженні (УН), за винятком спектральних складових, частоти яких приблизно дорівнюють резонансній  $f_0$  частоті зовнішнього високодобротного резонатора (ВР). Енергія цих складових частково відіб'ється від місця з'єднання ВР і повернеться на вхід амплітрона. Таким чином, на частоті  $f_0$  коло позитивного зворотного зв'язку виявляється замкнутим і при виконанні умов балансу фаз (за допомогою ФО) і амплітуд (регулюванням відбитої потужності за допомогою РР) стабілітрон збуджується й генерує потужні коливання, високостабільні за частотою, що визначаються добротністю ВР. Застосування резонатора дозволяє підвищити стабільність частоти амплітрона в 100...200 разів. Високодобротний резонатор винесений з приладу, що нагрівається, і включений у вхідний тракт, де потужність порівняно мала. Частота змінюється шляхом перебудови резонатора й одночасного підстроювання ФО у діапазоні до 10% від генеруючої частоти. Слід зазначити, що сучасні коаксіальні магнетрони не поступаються стабілітронам ні за потужністю, ні за ступенем зтягування, ні за електронним зсувом частоти.

Стабілітрони застосовуються як потужні вихідні модулюючі автогенератори однокаскадних радіопередавальних пристроїв і як перебудовувач збудників багатокаскадних передавачів НВЧ.

## Контрольні питання

1. Дайте коротку характеристику ЛБХО. Розкажіть про будову ЛБХО.
2. Як відбувається групування електронів біжучою хвилею НВЧ поля в системі, що сповільнює, ЛБХО?
3. Як визначити для ЛБХО максимально допустиме перевищення швидкості електронів  $V_{e0}$  над фазовою швидкістю  $V_{\phi 0}$  біжучої хвилі?
4. Запишіть вираз для комплексної амплітуди змінної складової електричного струму, утвореної біжучою хвилею, НВЧ поля, в ЛБХО.
5. Запишіть вираз для комплексної амплітуди поздовжньої складової напруженості електричного поля НВЧ, наведеної згрупованим електронним потоком, в ЛБХО.
6. Запишіть характеристичне рівняння сповільнюючої системи ЛБХО, збуджуваної згрупованим електронним потоком.
7. Як описується НВЧ поле в сповільнюючій системі ЛБХО, збуджуваної згрупованим електронним потоком?
8. Як визначається коефіцієнт підсилення ЛБХО? Як визначається фазова чутливість ЛБХО до зміни напруги, що прискорює? Як залежить вихідна потужність ЛБХО від напруги, що прискорює, і потужності вхідного сигналу?
9. Дайте коротку характеристику ЛЗХО. Поясніть будову ЛЗХО.
10. У чому полягає принципова відмінність ЛЗХО від ЛБХО?
11. Запишіть умову фазового синхронізму для ЛЗХО.
12. Як здійснюється позитивний зворотний зв'язок в ЛЗХО?
13. Який вигляд має модуляційна характеристика ЛЗХО?
14. Як визначається і від чого залежить вихідна потужність ЛЗХО?
15. У чому полягають особливості взаємодії НВЧ поля й електронів у приладах М-типу?
16. Дайте коротку характеристику ЛБХМ. Розкажіть про будову ЛБХМ.
17. Як працює система короткої оптики?
18. Розповісти про взаємодію електронного потоку з НВЧ полем у ЛБХМ.
19. Назвіть основні характеристики ЛБХМ.
20. Дайте коротку характеристику ЛЗХМ. Розкажіть про будову ЛЗХМ.
21. Поясніть взаємодію електронного потоку з НВЧ полем в ЛЗХМ.
22. Назвіть основні характеристики ЛЗХМ. У чому полягає лінійність частотної характеристики ЛЗХМ?
23. Дайте коротку характеристику амплітрона. Розкажіть про будову амплітрона.
24. Як взаємодіє електронний потік з НВЧ полем в амплітроні?
25. Що являють собою амплітудні і робочі характеристики амплітрона?
26. Який прилад називається стабілітроном? Який принцип дії стабілітрона?

## 6. ТВЕРДОТІЛІ ПРИЛАДИ НВЧ

### 6.1. ДІОДНІ ТВЕРДОТІЛІ ГЕНЕРАТОРИ

#### 6.1.1. Загальні відомості про діоди твердотілих генераторів НВЧ

Проблема створення багатфункціональної, високонадійної, економічної, малогабаритної апаратури в даний час вирішується шляхом застосування напівпровідникових приладів та інтегральних мікросхем. Для генерування коливань НВЧ були створені нові типи напівпровідникових НВЧ приладів: тунельний діод (Л.Есаки, 1958 р.), лавино-пролітний діод (А.С.Тагер зі співробітниками, В.Рид, 1959 р.), діод Ганна (Дж.Ганн, 1963 р.).

У порівнянні з транзисторами генераторні діоди НВЧ мають істотні переваги за максимальною частотою генерації, вихідною потужністю на частотах вище 5 ГГц, надійності, технологічністю і масогабаритними характеристиками.

Нові прилади виділені в окремий клас електронних приладів напівпровідникових генераторних діодів НВЧ чи діодів з негативним опором, до яких відносяться лавино-пролітні діоди (ЛПД), діоди Ганна (ДГ), тунельні діоди (ТД).

Параметри, сучасних діодних генераторів на ЛПД і ДГ приведені в табл. 6.1, де для порівняння дані параметри генераторів на біполярних транзисторах (БТ).

Швидкий розвиток техніки діодних генераторів (їхня потужність збільшується в 2...3 рази кожні 5...6 років) відбувається як у напрямку підвищення потужностей і робочих частот, так і шляхом розробки оптимальних схем, конструкцій і методів їхнього розрахунку. Багато НВЧ вузлів РЕТ (задаючі генератори, модулятори, помножувачі частоти) розробляються й виготовляються в даний час винятково на напівпровідникових приладах. Це дозволяє підвищити їхню надійність у 2...5 разів, зменшити в 2...3 рази споживану потужність, знизивши в 20...50 разів масу.

Таблиця 6.1

Параметр	ЛПД	ДГ	БТ
Робочий діапазон частот, ГГц	0,2...340	0,1...60	0,5...8
Вихідна потужність: Безперервний режим Імпульсний режим	0,01...8 50...100 (1200)	0,01...1 4 5	0,005...100
ККД, %	0,5...15 (75)	0,5...8	5...60
Надійність, тис. год.	15	50...100	50...100
Робоча напруга, В	28...200	3...20	10...60

Перспективне застосування діодних генераторів у модулях АФАР дециметрового діапазону, де ці прилади забезпечують найвищу імпульсну потужність (~100 Вт) при ККД більше 25 %.

Діодні генератори використовуються в таких системах як задаючі генератори, підсилювачі потужності і гетеродини. Вимоги, що висовуються до задаючих генераторів, зводяться до забезпечення високої стабільності частоти й малого рівня шуму, а для підсилювачів потужності основними вимогами є забезпечення вихідної потужності в заданій смузі частот і високого ККД.

Нелінійні двополосники (діоди) характеризуються опором і провідностями, що визначаються різними способами.

Статичний опір чи опір постійному струму визначається як  $i$  для лінійного елемента, відношенням напруги до струму:  $R_0 = \frac{u}{i}$ . Якщо позначити через  $\alpha$  кут нахилу лінії, що з'єднує точку А характеристики (рис. 6.1) з початком координат, то  $R_0 \cong \text{ctg}\alpha$ . Величина, протилежна  $R_0$ , називається статичною провідністю:  $G = \frac{i}{u}$ .

Диференційний опір  $R$  визначається як відношення:

$$R = \frac{du}{di} \quad (6.1)$$

Заміняючи нескінченно малі збільшення малими кінцевими  $\Delta u$  і  $\Delta i$ , одержуємо  $R \approx \frac{\Delta u}{\Delta i}$ . Якщо кут нахилу дотичної до характеристики в точці А позначити  $\beta$ , то  $R \cong \text{ctg}\beta$ . Для характеристики  $i = \varphi(u)$  похідна  $\frac{di}{du} = \varphi'(u)$  і

$$R = \frac{1}{\varphi'(u)}$$

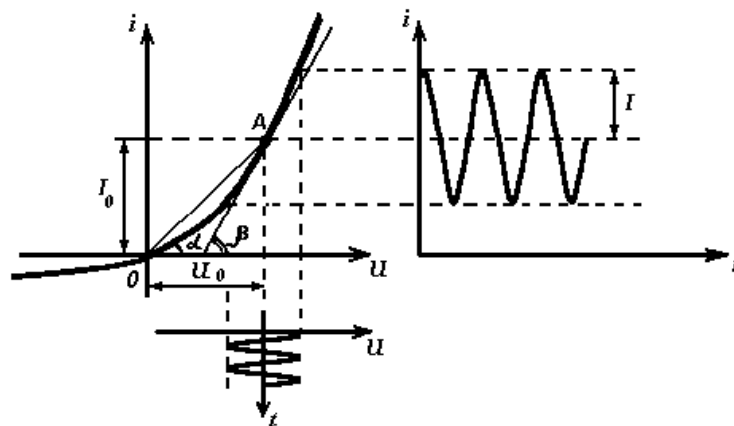


Рис. 6.1

Величина  $G = \frac{1}{R} = \frac{di}{du}$  називається диференціальною провідністю. Диференціальні та статичні параметри нелінійних елементів залежать від

напруги  $u$ . На практиці переважно використовуються диференціальні параметри, вони збігаються з відповідними малосигнальними параметрами транзисторів й електронних ламп.

Коли на нелінійний елемент діє напруга  $u = U_0 + U \cos \omega t$  з малою амплітудою  $U$ , невелику ділянку вольт-амперної характеристики, у межах якої відбувається зміна напруги, можна замінити дотичною. Тоді струм, що протікає через цей елемент:  $i = I_0 + I \cos \omega t$ , причому:

$$I = \frac{U}{R} = UG. \quad (6.2)$$

Таким чином, диференціальний опір – це опір нелінійного елемента змінного струму малої амплітуди. Диференціальний опір приладів з вольт-амперною характеристикою  $N$  чи  $S$ -типів позитивний у всіх режимах, за винятком тих, котрі відповідають падаючим ділянкам, де він негативний.

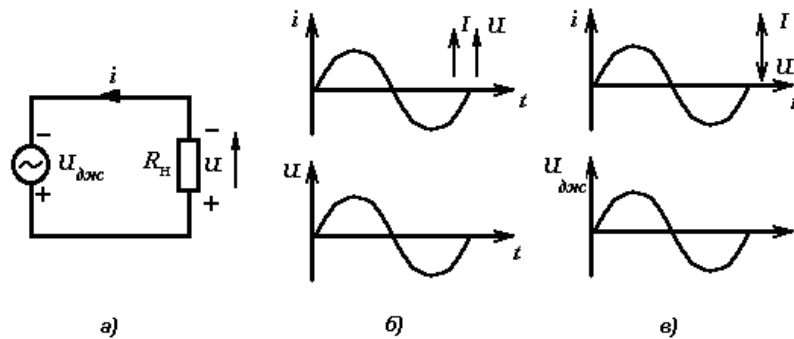


Рис. 6.2

Для з'ясування змісту негативного диференціального опору розглянемо найпростіше коло змінного струму, що складається з джерела синусоїдальної напруги  $U_{дж} = U \sin \omega t$  і резистора  $R_H$  (рис. 6.2 а). Вважаємо, що в якийсь момент часу полярність напруг відповідає позначеній на рисунку, струм  $i = I \sin \omega t$  тече в напрямку, зазначеному стрілкою. У резисторі  $R_H$  струм і напруга синфазні, що показано на графіках коливань і векторній діаграмі (рис. 6.2 б). Відношення комплексних амплітуд:  $\frac{\dot{U}}{\dot{I}} = \frac{U}{I} = R_H > 0$ . Середня потужність у резисторі  $R_H$ :

$$P = R_e \left\{ \frac{1}{2} \dot{U} \dot{I} \right\} = \frac{1}{2} UI > 0,$$

що свідчить про споживання енергії резистором  $R_H$ . У джерелі енергії струм і напруга протифазні (рис. 6.2 в). Тому його опір  $z_{дж} = \frac{\dot{U}}{\dot{I}} = R_{дж}$  і середня

потужність  $P_{дж} = R_e \left\{ \frac{1}{2} U_{дж} I \right\} = \frac{1}{2} UI > 0$  негативні. Таким чином, позитивний диференціальний опір є споживачем, а негативний – джерелом енергії змінного струму.

### 6.1.2. Принцип дії і характеристики діодних генераторів

Діодний генератор у загальному випадку складається з генераторного діода і зовнішнього діода кола. Для аналізу роботи генератора діод представимо у вигляді двополюсника з повним опором :

$$z_d = r_d + jx_d,$$

де  $r_d$  і  $x_d$  – відповідно активна і реактивна складові.

Якщо струм і напруга на вході двополюсника змінюються по гармонійному закону з частотою  $\omega = 2\pi f$ ;  $i = I_1 \sin \omega t$ ;  $u = U_1 \sin(\omega t + \varphi)$ , то середня за період  $T$  потужність, споживана двополюсником:

$$P_d = \frac{1}{T} \int_0^T i u dt = \frac{1}{2} U_1 I_1 \cos \varphi.$$

Тоді:

$$z_d = \frac{U_1}{I_1} \cos \varphi + \frac{U_1}{I_1} \sin \varphi.$$

Якщо  $0,5\pi \leq \varphi \leq 1,5\pi$ , то  $P_d < 0$  і активна складова повного опору двополюсника  $r_d < 0$ . Це означає, що двополюсник віддає у зовнішнє коло енергію високочастотних коливань за рахунок перетворення енергії джерела живлення. Тобто дія негативного опору еквівалентна включенню в електричне коло джерела коливальної потужності.

Тому як генераторні діоди використовуються напівпровідникові діоди, що мають падаючу ділянку ВАХ з негативним опором (провідністю).

У залежності від фізичної природи виникнення падаючої ділянки можливі ВАХ  $S$ -типу і  $N$ -типу (рис. 6.3). Відповідно розрізняють діоди  $S$ -типу, до яких відносяться лавино-пролітні, і  $N$ -типу, до яких відносяться діоди Ганна.

Для діодів  $S$ -типу напруга є однозначною функцією струму  $u = f(i)$ , а для діодів  $N$ -типу струм є однозначною функцією напруги  $i = f(u)$ .

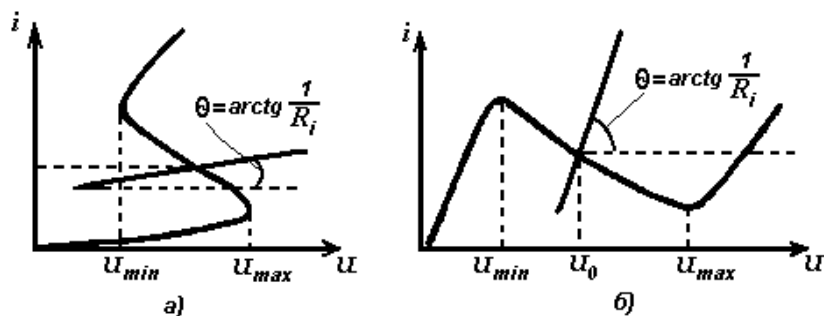


Рис. 6.3

Тому робоча точка може бути встановлена тільки в межах падаючої ділянки ВАХ, якщо внутрішній опір джерела живлення  $R_i$  великий ( $R_i \gg r_d$ ) для діодів  $S$ -типу (джерело струму) і малий ( $R_i \ll r_d$ ) для діодів  $N$ -типу (джерело напруги).

У динамічному режимі, коли напруга і струм діода змінюються в часі, у як незалежну зміню для ЛПД приймають струм, а для ДГ – напругу. Повний опір ЛПД і повна провідність ДГ у динамічному режимі має комплексний характер:  $z_d = r_d + jx_d$ ;  $G_d = g_d + jb_d$ , причому модуль негативного опору чи провідності, а також потужність, що віддається в зовнішнє коло, залежать від фазового зсуву  $\varphi_d$ .

Позитивний характер реактивної складової відповідає індуктивному характеру послідовного реактивного опору й ємкісному характеру паралельної провідності.

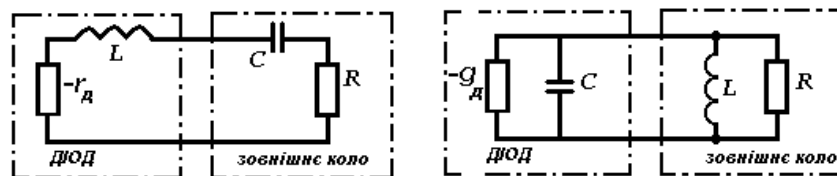


Рис. 6.4

Для збудження коливань у зовнішньому колі ЛПД необхідно включати в зовнішнє коло послідовно, а ДГ – паралельно, як показано на рис. 6.4, де приведені узагальнені еквівалентні схеми генератора на ЛПД у вигляді послідовного коливального контуру, в який включено негативний опір діода  $r_d$ , і генератора на ДГ – у вигляді паралельного коливального контуру, шунтованого негативною провідністю діода –  $g_d$ . Коливальні системи в залежності від діапазону частот можуть бути реалізовані на смугових лініях, відрізках коаксіальних ліній, об'ємних резонаторах. Режим роботи діодного генератора (автогенерація, підсилення) установлюється в залежності від співвідношення параметрів діода й зовнішнього кола. При цьому найважливіше значення має залежність негативного опору (провідності) діода від амплітуди коливань  $r_d(U_1)$ ;  $g_d(U_1)$ . Характер цієї залежності визначається фізичними процесами в діоді, що обумовлюють виникнення негативного опору. Через складність процесів строгий аналітичний вираз залежності  $r_d(U_1)$  відсутній. У результаті експериментальних досліджень встановлено, що в режимі слабкого сигналу умовою самозбудження діодного генератора є нерівність  $|G| > r_d$  чи  $|R| > r_d$ . У цьому випадку в схемі автогенератора (див. рис. 6.2) встановлюється режим автогенерації.

Фізично генераторний діод являє собою плоский шар напівпровідника, який утворює діодний проміжок, укладений між двома електродами-виводами,



що обмежують простір взаємодії. Носії зарядів генеруються в проміжку чи інjektуються з електродів і переміщуються під дією електричного поля, створеного зовнішнім джерелом.

За певних умов у діоді можуть виникати різні процеси, наприклад: ударна іонізація, лавинний пробій, тунельний ефект, що приводять до появи негативної провідності, що дозволяє використовувати діод як генератор. Розмаїття електронних процесів у напівпровіднику обумовлює розмаїття типів діодів.

### 6.1.3. НВЧ генератори на лавино-пролітних діодах

Лавино-пролітний діод (ЛПД) – це напівпровідниковий діод, що працює в режимі лавинного множення носіїв заряду при зворотному зсуві напруги  $U_0$  на  $p-n$ -переході.

Генерація коливань за допомогою ЛПД заснована на двох фізичних явищах: лавинному множенні носіїв заряду й прольоті цими носіями збідненого шару діода під дією електричного поля за визначений час.

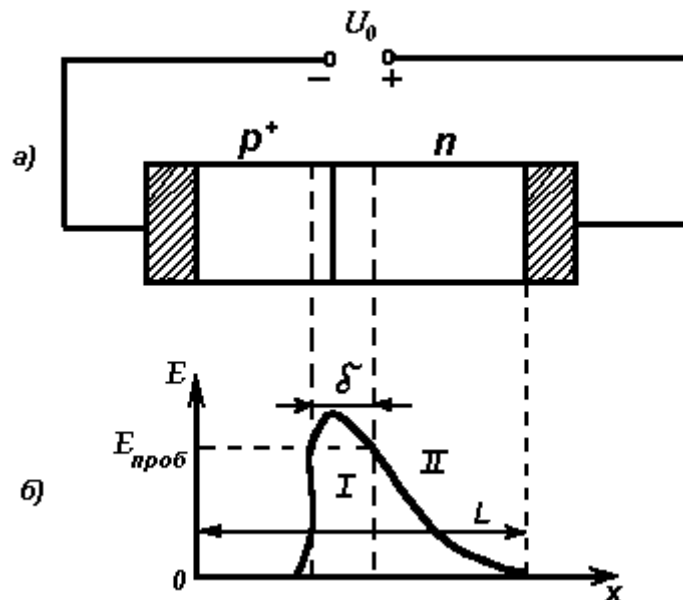


Рис. 6.5

На рис. 6.5 а зображена структура  $p-n$ -переходу, а на рис. 6.5 б – зміна напруженості електричного поля за структурою при зворотній прикладеній напрузі  $U_0$ . При підвищенні  $U_0$  напруженість електричного поля  $E$  в запірному шарі росте і при  $U_0 = U_{пр}$  стає більшою  $E = \dots 6 \cdot 10^7$  В/м, відповідно при ударній іонізації в невеликій частині ( $\delta \ll L$ ) запірного шару, що називається областю лавинного множення. Окремі електрони і дірки отримують від зовнішнього поля енергію, достатню для того, щоб вирватися із системи валентних зв'язків. Це приводить до появи нових пар вільних носіїв, і процес іонізації розвивається лавиноподібно, настає лавинний пробій запірного пласта, різко зростає зворотний струм переходу. Струм через перехід при зворотній напрузі викликаний рухом неосновних носіїв. На рис. 6.5 показана область лавинного

множення (ділянка I) і пролітний простір  $W = L - \delta$ , розташований між областю лавинного множення й омичним контактом  $n$ -області (ділянка II).

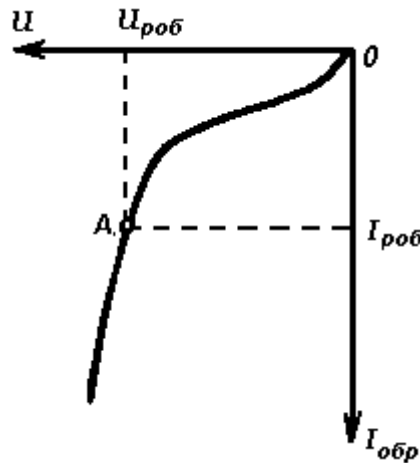


Рис. 6.6

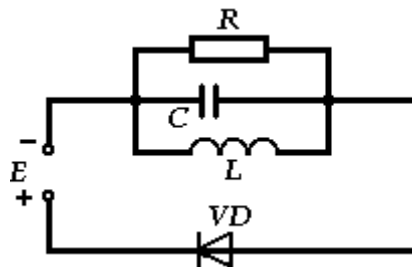


Рис. 6.7

ЛПД звичайно працює в режимі "розвинутого" пробою, коли різко зростає робочий струм. На рис. 6.6 показана статична вольт-амперна характеристика ЛПД. Залежність  $I_q \sim U_0$  у робочій області струмів дуже крута і струм ЛПД необхідно обмежувати зовнішнім колом, в іншому випадку лавинний пробій перейде в тепловий і діод вийде з ладу. Якщо ж діод підключений до резонансної системи  $LC$  (рис. 6.7) і до діода, крім постійної напруги, прикладена змінна, то в моменти негативних напівперіодів струм у діоді буде різко зростати, а в моменти позитивних напівперіодів – припинятися (рис. 6.8).

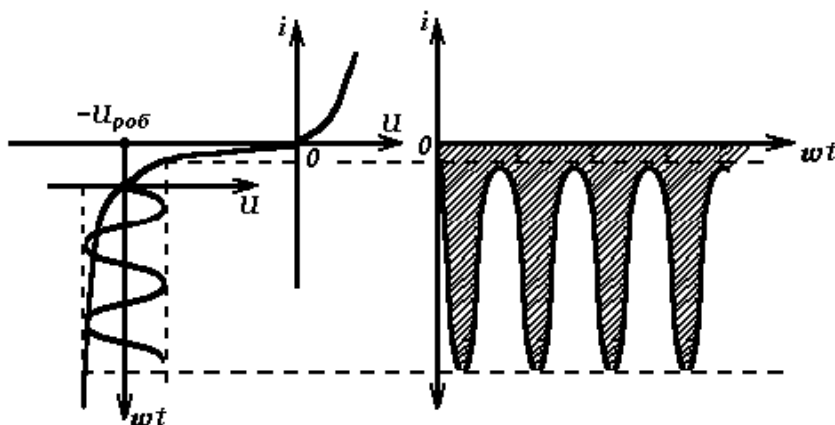


Рис. 6.8

Таким чином, у діоді під дією змінної напруги утворюються імпульси струму.

У пролітній області потік носіїв заряду взаємодіє з полем НВЧ протягом часу  $T_{пр}$ , обумовленого товщиною пролітної області  $W$  і швидкістю руху носіїв  $V_H$ .

Вибираючи товщину  $W$ , встановлюють таке значення  $T_{пр} = \frac{W}{V_H}$ , при якому

фазове зрушення між струмом першої гармоніки і напругою близьке до  $\pi$ . При цьому наростання напруги весь час буде супроводжуватися зменшенням струму, а зменшення напруги, навпаки – ростом струму (рис. 6.9).

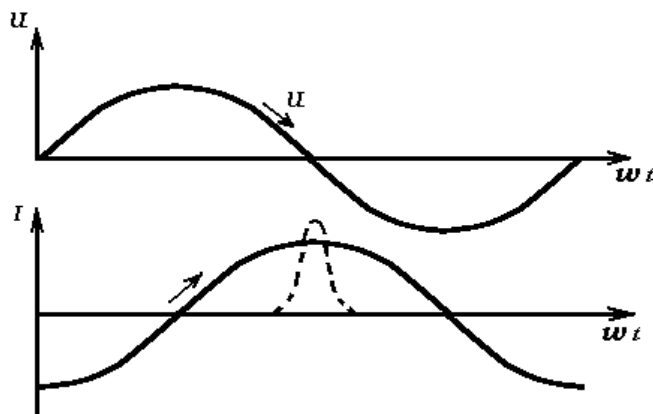


Рис. 6.9

Це свідчить про те, що для даної частоти змінної напруги протягом усього періоду коливань виконується умова негативного диференційного опору, тобто

$R_d = \frac{dU}{dI} < 0$ . Отже, завдяки інерційності лавинного, процесу й наявності

пролітного проміжку виконується умова фазування  $\frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{3}{2}\pi$ , а енергія потоку носіїв заряду передається полю, що обумовлює генерацію коливань НВЧ.

Необхідна умова існування коливань:

$$\frac{1}{4}T_0 < \Delta t_3 < \frac{3}{4}T_0,$$

де  $T_0$  – період коливань генератора;

$\Delta t_3$  – час запізнювання струму щодо напруги на діоді.

Ця умова визначає діапазонність генератора на ЛПД. Оскільки при перебудові зовнішнього резонатора зсув фаз між напругою і струмом першої гармоніки уже не дорівнює  $\pi$ , то генеруюча потужність зменшується. При підвищенні частоти генеруючих коливань потрібно зменшувати довжину пролітного простору і, отже, товщину шару лавинного множення. При постійній напруженості  $E$  це викликає необхідність зменшувати робочу напругу, що у свою чергу призводить до зниження генеруючої потужності.

Даний режим роботи ЛПД називають пролітним (ІМРАТТ). у цьому режимі генерують коливання в діапазоні 1...340 ГГц.

Режим характеризується ККД, приблизно рівним 30 %.

У ЛПД, крім пролітного режиму, можливий також аномальний режим, чи режим із захопленою плазмою (ТРАРАТТ), що базується на двох фізичних явищах: існуванні захопленої плазми й періодичному переміщенні області лавинного пробію вздовж пролітної ділянки.

Для реалізації аномального режиму потрібна спеціальна коливальна система та діод зі структурою  $p^+ - n - n^+$ -типу (рис. 6.10).

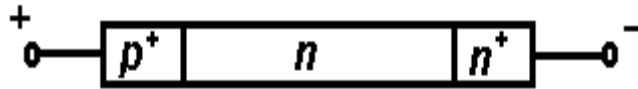


Рис. 6.10

До діода повинен бути прикладений імпульс з амплітудою, що перевищує значення пробивної напруги приблизно у два рази.

На відміну від пролітного режиму, у якому область лавинного множення зосереджена на  $p^+ - n$ - границі переходу, в аномальному режимі область лавинного множення охоплює всю  $n$ -область.

Унаслідок високої провідності плазми напруга на діоді різко падає, а струм залишається великим, що забезпечує негативний динамічний опір приладу. Зниження напруженості електричного поля приводить до зменшення швидкості дрейфу електронів і дірок (згустків плазми), тому час розсмоктування плазми значно більший за час прольоту електронами області дрейфу ЛПД у пролітному режимі. Таким чином, при одній і тій же ширині  $n$ -області частота коливань в аномальному режимі в кілька разів менша, ніж у пролітному.

Аномальний режим використовують у сантиметровому діапазоні хвиль, причому внаслідок того, що необхідно працювати з великими струмами й важко розсіювати велику потужність, у ЛПД використовують імпульсний режим із тривалістю імпульсу  $\sim 1$  мкс. Діапазоні частот 1...4 ГГц. Від одного діода може бути отримана потужність більша 100 Вт, при ККД до 25...40%, на частотах  $\sim 10$  ГГц імпульсна потужність досягає 30 Вт.

Таблиця 6.2

Тип діода	$f_{\min} - f_{\max}$ ГГц	$P_{\text{ном}}$ , Вт	$U_0$ , В	$I_0$ , мА	$\eta$ , %
2A706A	8,5...10,5	0,1	50...120	-	3...6
AA707	12,4...15	0,2	35...60	60...140	5
AA730A	8,0...11,5	1,5	50...95	170...300	10
КЛ717А	32...37,5	0,05	25...40	80...250	-

Конструкції ЛПД постійно удосконалюються. Поряд з германієвими та кремнієвими діодами використовуються діоди на арсеніді галію, у тому числі з бар'єром Шотки. Крім діодів з одним пролітним простором (однопрогонових), використовуються діоди з двома пролітними просторами. Удосконалюються способи відводу тепла від переходів, у результаті чого з'являється можливість збільшити вихідну потужність ЛПД.

#### 6.1.4. НВЧ генератори на діодах Ганна

Діод Ганна (ДГ) являє собою однорідну пластинку з напівпровідника з двома омичними контактами. На відміну від інших діодів у ДГ немає  $p-n$ -переходу.

Основним матеріалом для ДГ служить арсенід галію  $GaAs$ , використовується також фосфід індію  $InP$ -типу.

На рис. 6.11 показаний зв'язок енергії електронів у валентній зоні і зоні провідності арсеніду галію з хвильовим числом  $k$ , що, як відомо, визначає імпульс частки  $p = \hbar \cdot k$  ( $\hbar$  – постійна Планка). Залежність енергії  $W$  від числа  $k$  у зоні провідності має два мінімуми чи "долини", одна з яких – центральна, відповідає мінімальній енергії. Інтервал енергії між мінімумами енергії в долинах  $GaAs \cdot \Delta W = 0,36\text{eV}$ .

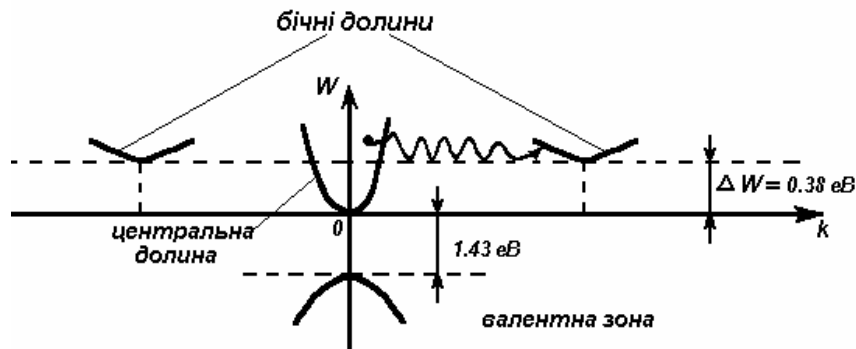


Рис. 6.11

Електрони, що знаходяться в центральній долині, мають концентрацію  $N_1$ ,

$$\text{ефективну масу } m_1 \approx 0,07m_0, \text{ і } \mu_{N_1} = 5000 \dots 8000 \left[ \frac{m^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right].$$

$$\text{У бічних площинах відповідно: } N_2, m_2 \approx 0,4m_0 \text{ і } \mu_{N_2} = 100 \dots 200 \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right],$$

при чому  $m_1 \ll m_2, \mu_{N_1} \ll \mu_{N_2}$

Відповідно до закону розподілу Больцмана, концентрації вільних електронів  $N_2$  і  $N_1$  на рівнях  $W_2$  і  $W_1$  відносяться як  $\frac{N_2}{N_1} = A \exp\left\{-\frac{W_2 - W_1}{kT}\right\}$ ,

де  $A$  – константа;  
 $k$  – постійна Больцмана;  
 $T$  – температура.

У стані термодинамічної рівноваги при слабких електричних полях переважна більшість електронів знаходиться в центральній долині  $N_1 \gg N_2$ . При цьому дрейфова швидкість електронів (пунктир 1 на рис. 6.12).

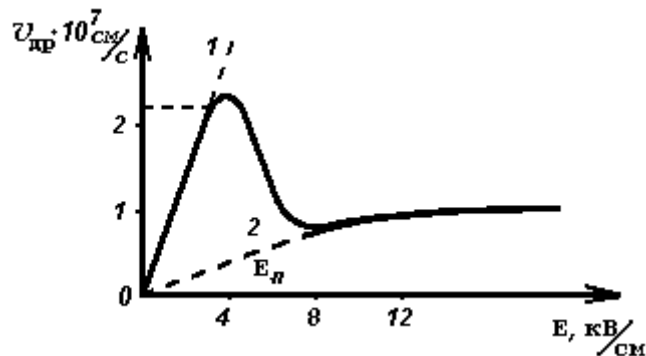


Рис. 6.12

Зі збільшенням напруженості електричного поля швидкість  $U_{др}$  змінюється за лінійним законом ( $\mu_{N_1} = \text{const}$ ) (див. рис. 6.11). Якщо напруженість стає більшою від граничного значення  $E_{п} \approx 2...5$  кВ/см, то електрони, прискорюючись полем, починають переходити з центральної зони в бічні (міждолинний перехід). Цей процес протікає практично миттєво за час, рівний  $10^{-13}$  с. У бічних зонах рухливість електронів різко зменшується  $\mu_{N_2} \ll \mu_{N_1}$ , тому при подальшому рості напруженості  $E$  швидкість електронів зменшується. При визначеному значенні напруженості електричного поля  $E = E_M = 10...20$  кВ/см усі електрони переходять із центральної в бічні зони  $U_{др} = \mu_{N_2} E$ . При  $E = E_M$  швидкість зменшується до значення  $(0,5...0,9) V_n$ . Для полів, що лежать в інтервалі від  $E_{п}$  до  $E_M$ , середня дрейфова швидкість описується виразом:

$$U_{др} = \frac{E \left[ \mu_{N_1} N_1 \left( \frac{N_1}{N_1 + N_2} \right) + \mu_{N_2} N_2 \left( \frac{N_2}{N_1 + N_2} \right) \right]}{N_1 + N_2}$$

Залежність  $U_{др} = f(E)$  на ділянці полів  $E_M > E > E_{п}$  має негативну похідну  $dU_{др}/dE$ , що відповідає негативній об'ємній диференціальній провідності. При температурі 300 К гранична напруженість поля  $E_{п} \approx 3,5$  кВ/см, максимальна швидкість дрейфу  $E_{др\text{max}} \approx 2 \cdot 10^7$  см/с. При  $E > 30$  кВ/см дрейфова швидкість досягає насичення і не залежить від напруженості.

Швидкість насичення  $V_{\text{нас}} = (0,8 \dots 1) \cdot 10^7$  см/с. Струм, що проходить через діод, визначається виразом:

$$I = eSN_0U_{\text{др}},$$

де  $S$  – площа поперечного перерізу напівпровідника;

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Тому при умові сталості  $N_0$  збільшення швидкості  $U_{\text{др}}$  рівнозначно наявності негативної диференціальної провідності.

Залежність  $I = f(E)$  приведена на рис. 6.13.

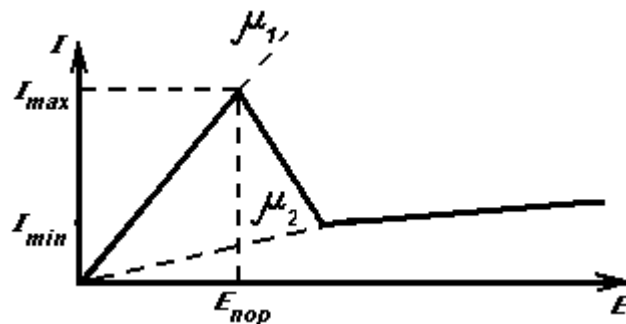


Рис. 6.13

Але практично одержати таку статичну вольт-амперну характеристику (ВАХ) не вдається, тому що в кристалі чи біля контактів завжди є неоднорідності, у результаті чого виникають локальні напруженості електричного поля, що перевищують середню напруженість. Тому не забезпечується одночасний перехід більшості електронів у кристалі з центральної долини в бічну.

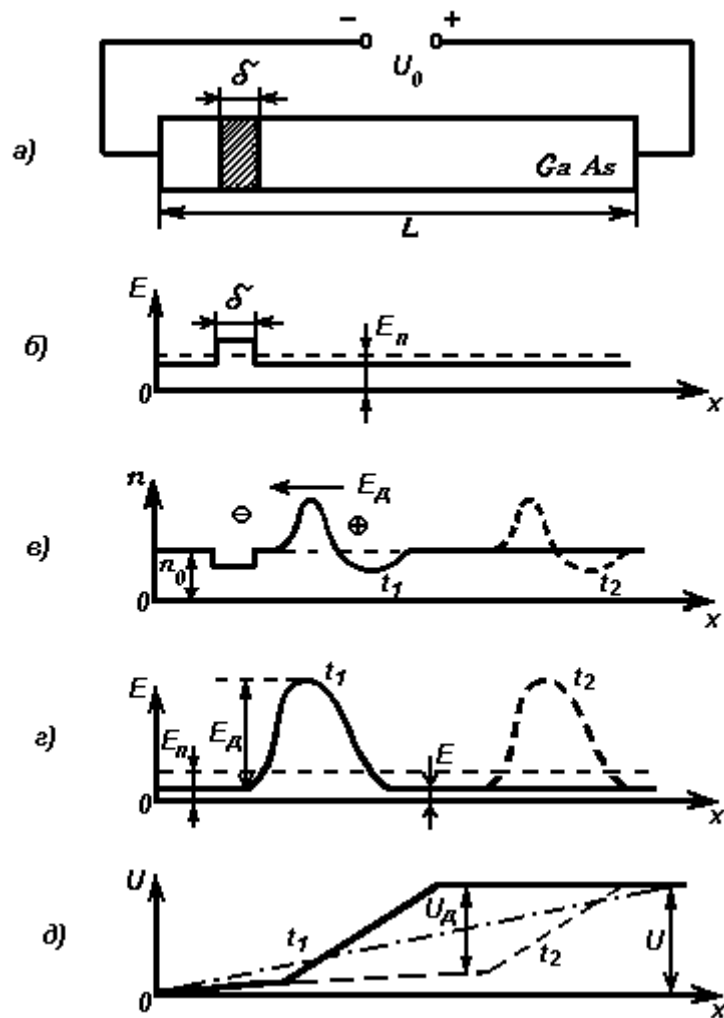


Рис. 6.14

Негативна диференціальна провідність властива лише для деякої області напівпровідника (область об'ємної нестійкості). Розглянемо виникнення електромагнітних коливань в однорідному кристалі арсеніду галію  $GaAs$ . Припустимо, що на ділянці  $\delta$  кристала  $GaAs$  (рис. 6.14 а) існує неоднорідність, обумовлена розбіжністю концентрації донорної домішки. Збільшення опору приведе до росту напруженості поля  $E$  на ділянці  $\delta$  в порівнянні з іншими ділянками (рис. 6.14 б). Якщо напруженість поля  $E$  на ділянці  $\delta$  перевищить граничну  $E_{\Pi}$ , а поза ним буде нижчою, то на ділянці  $\delta$  почнеться перехід електронів із центральної долини в бічну, що супроводжується зниженням рухливості електронів, а отже, і дрейфової швидкості, тому що  $U_{др} = \mu E$ .

Електрони, що опинилися в бічній долині, відстають від електронів, що не перейшли, так що в лівій частині ділянки спостерігається надлишок електронів (негативний об'ємний заряд), а в правій – нестача, тобто об'ємний позитивний заряд донорних іонів, що не компенсується зарядом електронів. Утворений подвійний електричний шар об'ємного заряду (рис. 6.14 в) називається електричним доменом. У цілому домен повинен бути електрично нейтральним. Так як електрони в напівпровіднику рухаються, то і домен переміщається в



тому ж напрямку, ідучи від ділянки з неоднорідністю. На рис. 6.14 в показані положення домена в моменти часу  $t_1$  і  $t_2$ .

Утворення домена означає збільшення напруженості поля в ньому (рис. 6.14 г) і різниці потенціалів на ділянці, займаній доменом (рис. 6.14 д). При постійній зовнішній напрузі  $U_0$  це приводить до зменшення падіння напруженості на іншій частині напівпровідника й напруженості поля поза доменом. На ділянці неоднорідності напруженість поля стає значно меншою граничної, що перешкоджає виникненню нового домена. Наростання напруженості поля в домені припиниться, коли його швидкість  $U_d$  зрівняється зі швидкістю електронів поза доменом.

Після утворення стабільного домена сильного поля протягом часу його руху від катода до анода струм, що проходить через напівпровідник, залишається постійним. Досягши анода, домен зникає. Після цього напруженість у напівпровіднику підвищується, а коли вона досягне граничного значення  $E_{\text{гран}}$ , почнеться утворення нового домена. При цьому струм досягає максимального значення (рис. 6.14):

$$I_{\text{max}} = SeN_0U_{\text{др max}},$$

де  $S$  – площа перетину зразка.

Такий режим називають пролітним. У цьому режимі струм через кристал являє собою імпульси, що слідуєть з періодом  $T = t_{\text{пр}} = \frac{l}{U_{\text{др}}}$ . Діод генерує

НВЧ коливання з пролітною частотою  $f = \frac{1}{t_{\text{пр}}} = \frac{U_{\text{др}}}{l}$ , обумовленою довжиною кристала і слабою залежністю від навантаження. (рис.6.15)

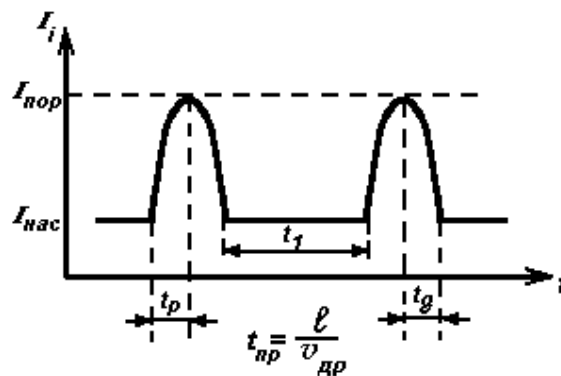


Рис. 6.15

Для утворення домена і, отже, для одержання коливань у зовнішньому колі необхідна як висока різниця концентрація електронів  $N_0$  у зоні провідності, так і достатня для того, щоб зміг утворитися домен, довжина напівпровідника  $l$ . Тому одним з найважливіших параметрів приладів, заснованих на ефекті Ганна, є добуток  $N_0l$ .

В автогенераторах НВЧ можуть використовуватися прилади з  $N_0l \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Прилади, у яких  $10^{10} < N_0l < 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , характеризуються стабільним розподілом електричного поля. Їх застосовують як стабільні підсилювачі.

У залежності від параметрів кристала, навантаження, величини напруги живлення генератори на ДГ можуть працювати в різних режимах: доменних, ОНОЗ (обмеженого нагромадження об'ємного заряду), гібридному і підсилювальному (названому також режимом негативної провідності).

Для доменних режимів роботи ДГ характерна наявність у зразку сформованого дипольного домену протягом значного періоду коливачь. Розглянемо доменні режими ДГ для еквівалентної схеми генератора (рис. 6.16 а).

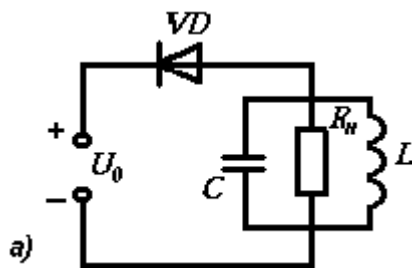


Рис. 6.16 а

Напруга на діоді змінюється за синусоїдальним законом. Генерація можлива при  $U_0 > U_{\text{пор}}$ . При малому опорі навантаження  $R_n$ , коли  $R_n \cong R_0$ , де

$R_0 = \frac{l}{eN_0\mu S}$ , – опір ДГ у слабкому полі, амплітуда напруги НВЧ  $U_m$  – мала і миттєва напруга на діоді перевищує граничне значення (рис. 6.16 б, крива 1).

Тут має місце пролітний режим (рис. 6.16 в). Тому, що відношення  $\frac{U_m}{U_0}$  мале,

ККД у пролітному режимі не перевищує кілька відсотків і цей режим не має практичного значення.

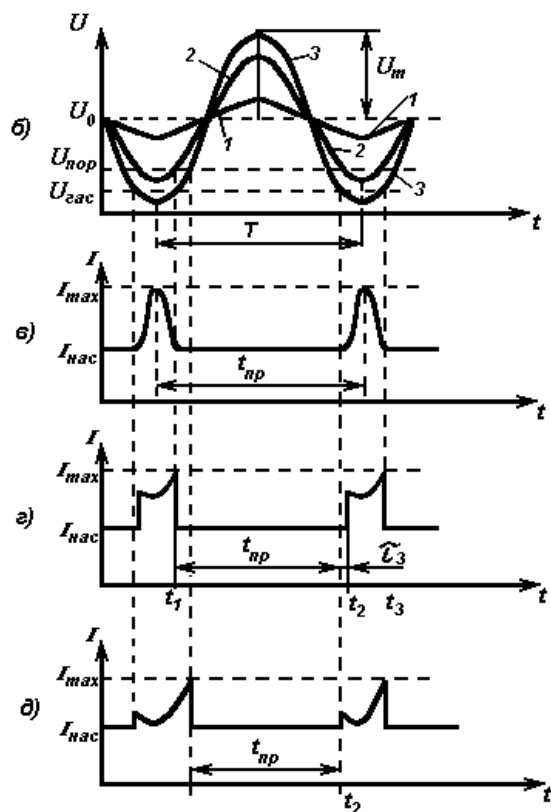


Рис. 6.16

Режим із затримкою утворення домена має місце при великих амплітудах коливань НВЧ (рис. 6.16 б, крива 2) при підключенні діода до високодобротного контуру  $R_H > R_0$ . Домен утвориться, коли напруга на діоді перевищить граничну, тобто в момент часу  $i_1$  (рис. 6.16 г). Утворення та рух домена визначається НВЧ напругою. Очевидно, режим можливий, якщо  $t_{пр}$  знаходиться в межах  $\frac{1}{2}T < t_{пр} < T$  і частота генеруючих коливань складає

$$\frac{1}{2}f_{пр} < f < f_{пр}, \text{ ККД у цьому режимі може досягати } 25\%.$$

Режим із придушенням (гасінням) домена виникає при дуже великих амплітудах напруги НВЧ, так що протягом частини періоду коливань напруга на діоді стає меншою від напруги гасіння (рис. 6.16 б, крива 3). При  $U < U_{гас}$  домен розсмоктується і далі струм змінюється пропорційно напрузі. Імпульси струму мають значний провал (рис. 6.16 д), що приводить до погіршення енергетичних характеристик через зменшення амплітуди першої гармоніки. Як і в режимі з затримкою утворення домена, у цьому режимі частота генерації визначається високодобротним зовнішнім контуром і може змінюватися шляхом його перебудови в діапазоні  $0,5f_{пр} < f < \dots 3f_{пр}$ .

Розглянуті режими застосовуються на частотах до 10 ГГц. На частотах понад 10 ГГц використовують режим обмеженого нагромадження об'ємного заряду (ОНОЗ), відкритий у 1967 р. при моделюванні на ЕОМ.

Тут, як і в попередніх випадках, ДГ навантажений на паралельний контур, у якого  $R_H > R_0$ .

Режим виникає в тому випадку, коли час формування домена перевищує період коливань:  $\tau_d \geq T$ . Для цього робочу частоту, напругу живлення й амплітуду коливань вибирають настільки великими, щоб напруга на ДГ пробігала через область негативної диференціальної провідності за час, менший від часу формування. При цьому помітний просторовий заряд не встигає сформуватися. Електричне поле залишається однорідним і вольт-амперна характеристика збігається зі статичною (рис. 6.13).

Для реалізації режиму ОНОЗ використовують спеціальні ДГ зі строго однорідним профілем легування.

Параметри й основні характеристики ДГ деяких типів приведені в табл. 6.3

Таблиця 6.3

Тип діода	$f_{\min} - f_{\max}$ ГГц	$R_{\text{НОМ}}$ , Вт	$U_0$ , В	$J_0$ , А	$R_0$ , Ом
3А705	5...8	0,05...0,1	5	-	10...20
3А703	8...12	0,05...0,1	3,5	-	5...10
3А712	12...18	0,15...0,3	2,7	-	1...2
АА716А	18...20	0,15	6,3	0,9...2	-
АА716И	20...25,8	0,15	6,3	0,9...2	-

Головна перевага режиму ОНОЗ полягає в тому, що частота генерації цілком визначається настроюванням коливальної системи і не зв'язана з пролітною частотою. Це дозволяє підбираючи розміри кристала, одержувати великі потужності в порівнянні з іншими режимами. ККД діодів Ганна в режимі ОНОЗ досягає 20...25 % на частоті 20 ГГц.

Гібридний режим є проміжним між режимами ОНОЗ і доменними. Відмінність його від режиму ОНОЗ полягає в тому, що час формування домена складає велику частину періоду, а від доменних режимів – у тому, що домен розсмоктується не встигнувши цілком сформуватися.

Частотний діапазон, що перекривається ДГ, дуже широкий і складає 100 МГц...160 ГГц. На частотах від 1 до 150 ГГц ці діоди використовуються в основному для створення НВЧ генераторів.

### 6.1.5. Конструкції діодних генераторів

Загальні вимоги до діодних генераторів зводяться до забезпечення заданих робочої частоти і режиму роботи, смуги пропускання, стійкості, максимального ККД і тепловідвода.

Елементами конструкції діодного генератора, що забезпечують задані вимоги, є резонатор, зв'язаний з діодом і навантаженням, пристрій зв'язку

навантаження з резонатором, НВЧ трансформатор опорів, кола живлення з ФНЧ. Узагальнена структурна схема діодного генератора показана на рис. 6.17. Конструктивне виконання генератора залежить від типу резонатора. У залежності від діапазону, у якому працює генератор, як коливальні системи можуть бути використані відрізки коаксіальних ліній, смугові лінії і відрізки хвилеводу.

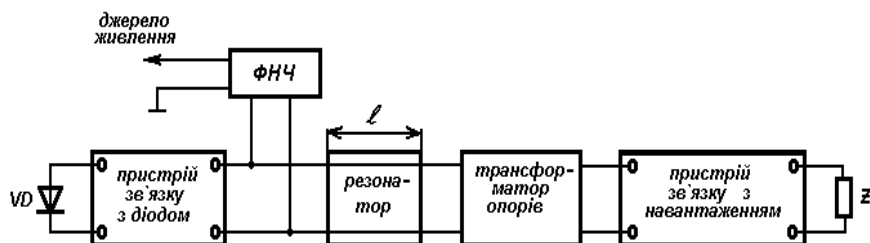


Рис. 6.17

Коаксіальна конструкція (рис. 6.18) характеризується простотою, найбільшим діапазоном механічної й електричної перебудови.

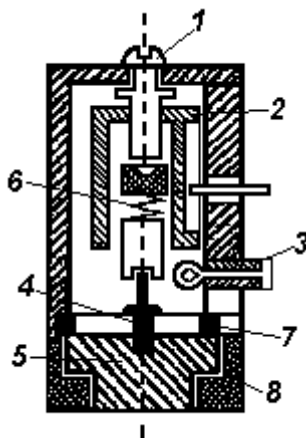


Рис. 6.18

У розглянутій конструкції перебудова на частоті здійснюється настроювальним гвинтом (1), за допомогою якого пересувається короткозамкнутий поршень (2). Зв'язок з навантаженням індуктивного типу здійснюється через петлю зв'язку (3). Контакт діода (4) з тепловідводом (5) забезпечується за допомогою пружини (6). Джерело живлення підключається до діода через мідний тепловідвод (5), ізолюваний від корпусу шайбою блокувального конденсатора і діелектричним тримачем (8).

Смугові конструкції найбільш перспективні для застосування в бортовій апаратурі, тому що вони легші, менші, дешевші й надійніші за конструкції на об'ємних резонаторах.

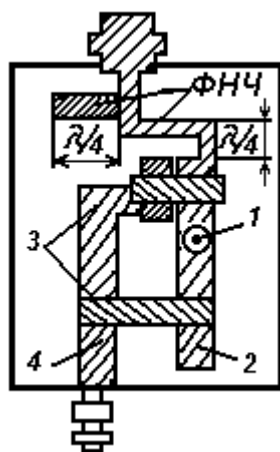


Рис. 6.19

У схемі (рис. 6.19) діод (1) розміщений у розімкнутій лінії-резонаторі (2), підключеної ємкістю зв'язку (3) до вихідної лінії (4).

Хвилеводна конструкція характеризується малими втратами, порівняно вузьким діапазоном перебудови, зручна при використанні в багатодіодних генераторах.

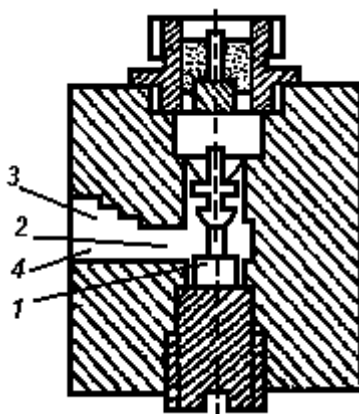


Рис. 6.20

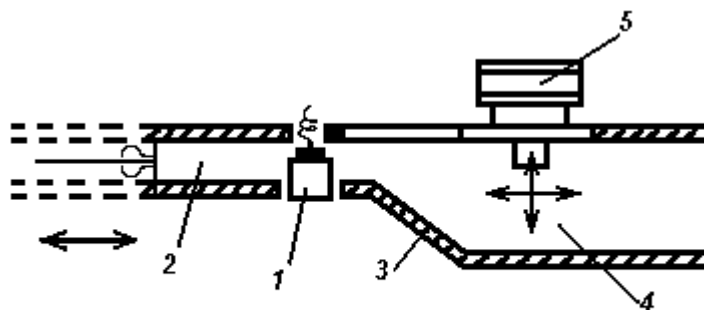


Рис. 6.21

У хвилеводних конструкціях часто використовують хвилевод зменшеної висоти. У цьому випадку перехід до стандартного хвилеводу здійснюється

через погоджуючий трансформатор, виконаний у виді східчастого (рис. 6.20) чи плавного (рис. 9.21) переходу (на малюнках позначено: 1 – діод, 2 – хвилевід зменшеної висоти, 3 – погоджуючий перехід, 4 – стандартний хвилевід).

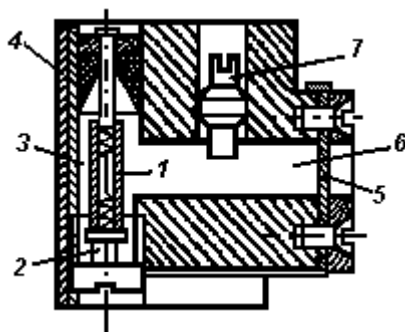


Рис. 6.22

Основою коаксіально-хвильоводної конструкції (рис. 6.22) є коаксіально-хвильоводний перехід (1). Діод (2) розташований на короткозамкнутому кінці коаксіальної лінії (3), на іншому її кінці можуть бути розміщені або пересувний короткозамикальний поршень, або ФНЧ, через який підводиться напруга живлення до діода, або погоджене навантаження (4). Погоджене навантаження забезпечує стійкість схеми щодо збудження паразитної автогенерації, що обумовлює істотні переваги саме цього варіанта конструкції і його найбільш широке практичне застосування.

### Контрольні питання

1. Пояснити хід вольт-амперної характеристики ЛПД.
2. Дайте характеристику режимів роботи генератора на ЛПД.
3. Запишіть і поясніть умову існування коливань у генераторі на ЛПД.
4. У чому полягають фізичні основи роботи діода Ганна?
5. Пояснити хід вольт-амперної характеристики діода Ганна.
6. Пояснити роботу генератора на діоді Ганна в пролітному режимі.
7. Дайте характеристику режимів роботи генератора на діоді Ганна. Які параметри впливають на їхнє формування?
8. Пояснити роботу генератора на діоді Ганна в режимі з придушенням і затримкою доменів.
9. Пояснити особливості конструкції діодних генераторів.

## Література

1. Гостев В.И., Ильницкий А.И., и др. Радиопередающие устройства РЕТ. Основы генерирования электромагнитных колебаний и управление их переметрами., К., КВИРТУ ПВО, 1992 г.
2. Радиопередающие устройства РЭТ., учебник, М., Военное издательство., 1991 г.
3. Благовецкий М.В., Белов Л.А. и др., Устройства генерирования и формирования радиосигналов. М., Радио и связь, 1994 г.
4. Власов В.А., Шахгильдан В.В. и др., Проектирование радиопередающих устройств. М., Радио и связь, 1993 г.
5. Гостев В.И., Ильницкий А.И., Харитонов В.А., Типовые радиопередающие устройства РЕТ. К., КВИРТУ ПВО, 1991 г.
6. Радиопередающие устройства, ред. Шахгильдан В.В. М., Радио и связь, 2003 г.
7. Вамберский М.В., Казанцев В.И., Шалухай С.А. Передающие устройства СВЧ. М., Высшая школа, 1984 г.