

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЗАПОРІЗЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Л.М. Логачова

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

**з дисципліни «Електронні пристрої НВЧ та квантові пристрої»
частина 1: Відбивний клістрон. Лампа рухомої хвилі типу О
для студентів спеціальності 6.090.701 «Радіотехніка» усіх форм
навчання**

Конспект лекцій з дисципліни «Електронні пристрої НВЧ та квантові пристрої». Частина 1: «Відбивний клістрон. Лампа рухомої хвилі». Для студентів спеціальності 6090701 «Радіотехніка»/ Укл. Логачова Л.М. – Запоріжжя: ЗНТУ, 2009. –88 с.

Укладачі: Л.М. Логачова, ст.викладач

Резидент: В.П. Бондарев, доц. к. ф-м. н.

Відповідальний за випуск: Л.М. Логачова, ст.викладач

Затверджено
на засіданні кафедри
радіотехніки і телекомунікацій.
Протокол № 2 від 14.10 2008 р.

Перелік скорочень

НВЧ - надвисокі частоти

ВВВ - Велика Вітчизняна Війна

ЛРХО - лампа рухомої хвилі О-типу

ЛЗХО - лампа зворотної хвилі О-типу

ЛРХМ - лампа рухомої хвилі М-типу

ЛЗХМ - лампа зворотної хвилі М-типу

ЕПЧ - електронне перестроювання частоти

ФЧХ - фазочастотна характеристика

ЗМІСТ

Перелік скорочень	3
Вступ	5
1 Відбивний клістрон.....	7
1.1 Конструкція, принцип роботи.....	7
1.2 Модуляція електронного потоку за швидкістю	12
1.3 Групування електронів Рівняння групування	17
1.4 Зв'язок кута прольоту θ_0 з $U_{\text{відб}}$ і U_0	21
1.5 Конвекційний струм у відбивному клістріні	23
1.6 Спектр конвекційного струму	28
1.7 Зв'язок конвекційного струму і струму наведеного.....	30
1.8 Енергетичний вивід рівняння наведеного струму. Спектр Наведеного струму.....	34
1.9 Баланс фаз.....	38
1.10 Баланс потужностей.....	41
1.11 Пусковий струм.....	44
1.12 Параметри відбивного клістроу.....	46
1.13 Електронне перестроювання частоти.....	49
1.14 Типові данні застосування відбивного клістроу.....	55
2 Лампа рухомої хвилі О-типу.....	56
2.1 Визначення і будова ЛРХ.....	56
2.2 Принцип дії ЛРХ.....	58
2.2.1 Групування електронів в ЛРХ.....	59
2.3 Сповільнюючі системи.....	63
2.3.1 Різновидності сповільнюючих систем	65
2.3.2 Поле в періодичних сповільнюючих системах і просторові гармоніки.....	68
2.3.3 Параметри просторових гармонік	72
2.3.4 Види дисперсії.....	73
2.4 Дисперсійне рівняння (лінійна теорія ЛРХ)	75
2. 5 Параметри і характеристики ЛРХ	80
2.6 Шуми в ЛРХ.....	85
2.7 Деякі типові данні і застосування ЛРХ.....	87
Перелік посилань	88

Вступ

Під діапазоном НВЧ розуміють електромагнітні коливання з частотою $f=3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^{12}$ Гц. Особливо чітко характерні властивості НВЧ-діапазону проявляються на частотах від 1 ГГц ($\lambda=30$ см) до 300 ГГц ($\lambda=1$ мм).

Практичне використання коливань НВЧ почалося в кінці 30-х років, коли були розроблені потужні генератори, на базі яких були створені перші РЛС. Прилади НВЧ знайшли широке застосування і в роки ВВВ, і в післявоєнний час перед усім для радіолокації та радіонавігації. Великий внесок в їх створення внесли вчені М. Д. Девятков, В. І. Калінін, С. Д. Гвоздовер, М. С. Нейман, В. Ф. Коваленко, М. Т. Грехова, М. Ф. Алексєєв, Л. А. Вайнштейн та ін.

На початку 60-х років прилади НВЧ здобули подальший розвиток у зв'язку з потребами космічного зв'язку.

Так само як в низькочастотній електроніці, до середини 60-х років прилади для генерації і підсилення НВЧ-коливань були вакуумними. Поява напівпровідникових матеріалів привела до створення малогабаритних приладів НВЧ, які застосовуються як генератори та підсилювачі низької та середньої потужності.

Використання мікросмужкових ліній передачі та напівпровідникових приладів НВЧ дозволило істотно знизити розміри та масу апаратури НВЧ, що дало можливість новому розвитку НВЧ-електроніки, а саме створенню інтегральних НВЧ-приладів.

Прилади НВЧ знайшли широке застосування не тільки у потужних технологічних установках (сушка, нагрів), але й у радіоастрономії, медицині, наукових дослідженнях, в атомній фізиці (прискорювачі).

Велика кількість різних типів електронних приладів НВЧ викликає певні труднощі в їх класифікації.

Напівпровідникові прилади НВЧ розділяються на дві групи - діоди та транзистори. Діоди (лавинно-пролітні, діоди Ганна), біполярні транзистори, польові транзистори.

Вакуумні прилади розділяються на прилади О і М-типів.

В приладах О-типу використовуються прямолінійні електронні потоки і групування електронів проходить через взаємодію з позовжньою складовою НВЧ-поля, якому електрони віддають свою кінетичну енергію.

У приладах М - типу електрони групуються через взаємодію електронного потоку (у загальному випадку непрямолінійного) з поперечними складовими електричного НВЧ-поля і відбувається передача потенційної енергії електронів електромагнітним коливанням, причому постійні E і H поля являються ортогональними (схрещеними).

Прилади О і М - типів в свою чергу розділяються на прилади з резонансними і нерезонансними коливальними системами. До резонансних приладів О-типу відносять клістри, а до аналогічних приладів М-типу – магнетрони. Серед приладів з нерезонансними системами широке поширення мають лампи рухомої хвилі і зворотної хвилі О-типу (ЛРХО, ЛЗХО). Існують ще ЛРХ і ЛЗХ М-типу (ЛРХМ, ЛЗХМ), та інші різновиди приладів М-типу з нерезонансними сповільнюваними системами, наприклад, амплітрони і дематрони.

1 ВІДБИВНИЙ КЛІСТРОН

Клістрон - перший надвисокочастотний прилад, у якому застосований принцип фазового фокусування. Клістриони відносяться до приладів з динамічним управлінням електронним потоком. Розрізняють пролітні і відбивні клістриони. Загальним принципом всіх клістронів являється модуляція за швидкістю і наступне перетворення її в модуляцію електронного потоку за густиною.

Відбивний клістрон - малопотужний генератор НВЧ- коливань. Принцип його роботи заснований на перетворенні енергії постійного електронного потоку в енергію НВЧ - коливань при короткочасній взаємодії потоку з НВЧ - полем. Конструкція відбивного клістрону була запропонована в 1940 р. М. Д. Девятковим і незалежно від нього – В. Ф. Коваленко.

1. 1 Конструкція, принцип роботи

Відбивний клістрон складається з електронної гармати 1, резонатора 2 і електрода-відбивача 3, який має від'ємний потенціал відносно катода (рис. 1.1). Електрони, які вилітають з катода, прискорюються гарматою і проходять резонатор, де модулюються за швидкістю. При виході з резонатора вони потрапляють в постійне гальмуюче поле, яке утворюється між резонатором і відбивачем. В цьому гальмуючому полі електрони втрачають швидкість, зупиняються і потім знову повертаються в резонатор вже згрупованими. Таким чином, резонатор виконує роль групувача, а потім уловлювача. При поверненні електронів до резонатора, здійснюється негативний зворотній зв'язок, що і приводить до генерації. Траєкторією кожного електрону в просторі взаємодії є парабола, висота якої залежить від початкової швидкості електронів і напруженості гальмуючого електронного поля в цьому просторі.

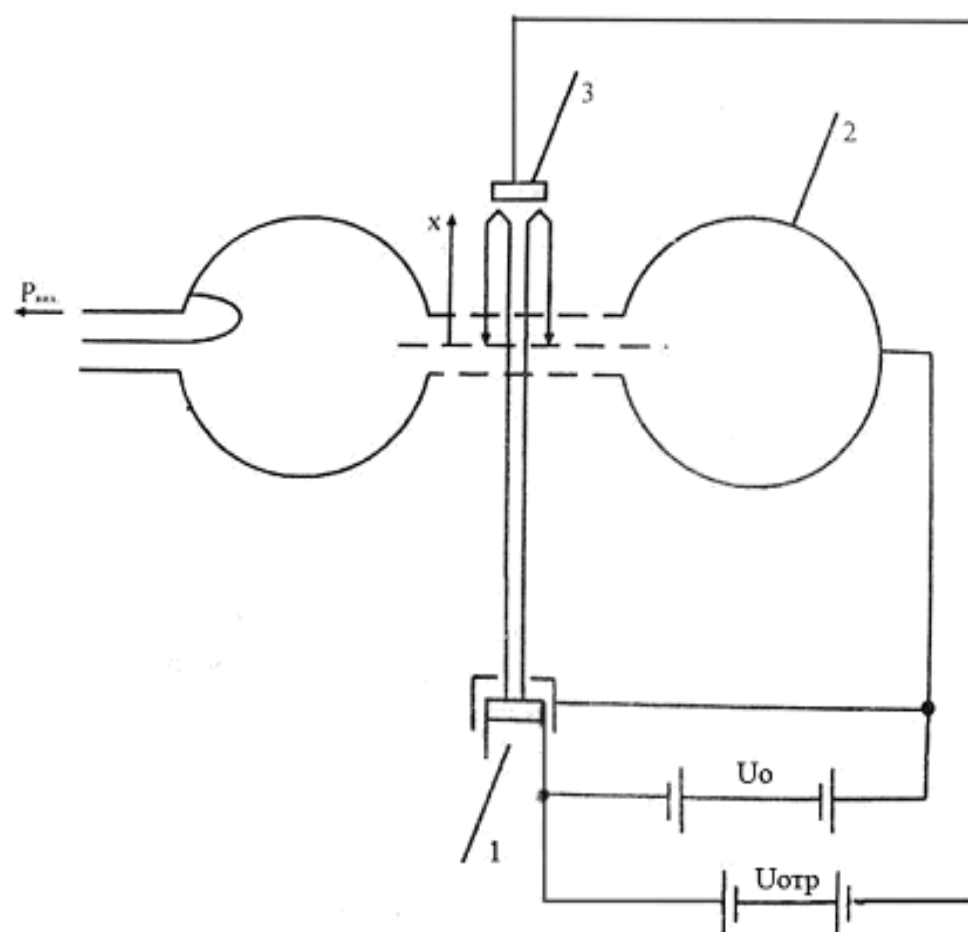


Рисунок 1.1

Рух можна пояснити за допомогою просторово-часової діаграми (рис. 1.2).

По вісі x відкладене зміщення електронів від середини резонатора, а по горизонтальній – час. Максимальні значення x відповідають точкам вертання різних електронів.

Цифрами позначені моменти проходження резонатора різними електронами. Для скорочення будемо говорити про номери електронів. Всі електрони підходять до резонатора з однаковою швидкістю V_0 , яка визначається різницею потенціалів U_0 .

Електрони e_1 , e_5 , e_9 не змінюють швидкість і їх називають незбуреними, або нульовими. Ці електрони пролітають при нульовому значенні електричного поля, не змінюючи своєї кінетичної енергії. Вони мають одну і ту ж точку вертання, амплітуду і однаковий кут прольоту.

Електрони e_2 , e_3 , e_4 приходять в резонатор в прискорюючому півперіоді і тому їх швидкість зростає, притому час прольоту прискорених електронів в резонаторі більший, ніж у незбурених (наприклад, e_5) їх називають "швидкими" електронами.

Вони в гальмуючому електричному полі відбивача віддаляються від резонатора на великі відстані, перед тим, як почнуть зворотній рух. Час руху e_3 , e_4 від резонатора до повернення в нього більше, ніж у e_5 . Тому електрони e_3 , e_4 , що вилетіли з резонатора раніше, можуть повернутися в резонатор одночасно з цим електроном.

Електрони e_6 , e_7 , e_8 - "сповільнені" електрони. Вони вилітають в гальмуючому півперіоді. Електрони e_6 , e_7 , що вилетіли в резонатор пізніше e_5 , попадають в гальмуюче НВЧ - поле, зменшують свою швидкість. Тому точка вертання цих електронів нижче, ніж у e_5 . Зменшення часу прольоту означає, що ці електрони зможуть повернутися в резонатор одночасно з e_5 .

Таким чином, відбувається групування електронів біля незбуреного e_5 , який пролітає через резонатор в момент переходу від прискорюючого півперіоду до гальмуючого. Біля e_1 і e_9 в межах періоду групування неможливе (розгрупування електронів).

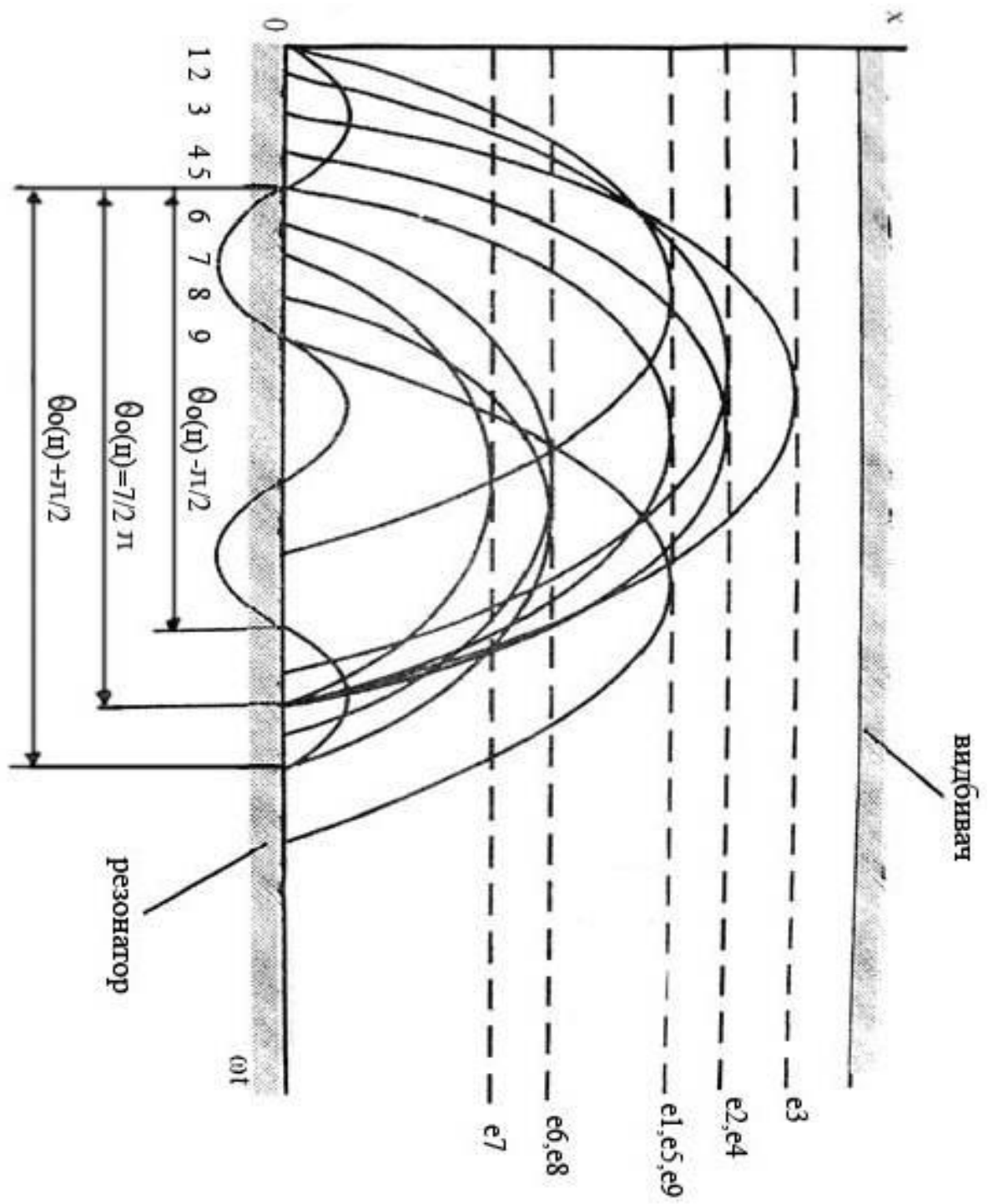


Рис.1.2.

Щоб утворені електронні ущільнення (згустки) віддавали енергію НВЧ-полю і підтримували коливання в резонаторі, вони повинні повертатися в резонатор в гальмуючому півперіоді. При цьому необхідно враховувати, що якщо в якийсь півперіод поле є прискорюючим для електронів, що йдуть від катоду, то це ж поле буде гальмуючим для електронів, які повертаються в резонатор від відбивача. Центр згустку визначається електроном e_5 (незбурений електрон), інші електрони розташовуються в згустку симетрично.

Якщо електрони повертаються в резонатор при амплітудному значенні гальмуючого поля, то енергія, яку вони віддають буде максимальною. Цьому режиму відповідає кут прольоту $\theta_0 = \theta_0(\varphi)$ (рис 1.2).

$$\theta_0(\varphi) = 3,5\pi \quad (1.1)$$

Зміст індексу з'ясується дещо пізніше. Передача енергії від потоку електронів резонатору зменшується, якщо $\theta_0 \neq \theta_0(\varphi)$ і повністю скінчується, коли e_5 повертається в момент нульового поля $\theta_0 = \theta_0(\varphi) + \frac{\pi}{2}$ або $\theta_0 = \theta_0(\varphi) - \frac{\pi}{2}$.

В цьому випадку одна половина електронів потрапляє в прискорюючий півперіод, а друга - в гальмуючий, в середньому скільки енергії від потоку відбирається, стільки повертається йому полем. Якщо згрупований потік повертається в прискорюючий півперіод, то він зменшує енергію поля і не підтримує коливань в резонаторі. Таким чином є діапазон значень кута прольоту θ_0 , рівний 180° , в якому можливе збільшення енергії НВЧ- коливань в резонаторі.

З рисунка 1.2 видно, що при збільшенні, або зменшенні кута прольоту на 2π від значення $\theta_0(\varphi)$, незбуджений електрон знову потрапляє в максимум гальмуючого поля і в межах зміни кута прольоту на $\pm \frac{\pi}{2}$ від нового значення проходить передача енергії від електронів полю резонатора.

В загальному випадку

$$\theta_0(\varphi) = 2\pi(n + 0.75) \quad (1.2)$$

де $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ - ціле число, яке називається *номером зони генерації*.

На рис 1.2 $n=1$, при цьому час прольоту зростає на один період, а при $n=2$ на 2π . Таким чином, n - це кількість повних пропущених періодів напруги за час прольоту незбурених електронів.

Отже, потужність P_e , яка віддається модульованим за густиною електронним потоком резонатору, залежить від кута прольоту і має зонний характер (рис 1.3).

Кут прольоту, θ_0 (ц), визначений за (1.2) відповідає максимумам P_e , або *центрам генерації*. Це і пояснює зміст індексу для цього кута прольоту.

У відбивному клістріні кут прольоту і, відповідно, потужність змінюють регулюванням напруги на відбивачі $U_{відб}$.

1.2 Модуляція електронного потоку за швидкістю

Визначимо спочатку швидкість електронів V_0 перед входом в резонатор. Зміна кінетичної енергії електронів в прискорюючому полі між катодом і резонатором дорівнює зміні потенціальної енергії eU_0 . Якщо вважати, що початкова швидкість дорівнює нулю, отримаємо

$$V_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}},$$

де m, e - маса і заряд електрона;

Відійдемо спочатку від перетворення модуляції електронного потоку за швидкістю в модуляцію за густиною і розглянемо процес зміни швидкості змінною напругою $U = U_1 \sin \omega t$, накладеною на електроди плоского зазору (рис. 1.4), де U_1 – амплітуда стаціонарних коливань у відбивному клістріні.

Виберемо початок координат x в середині зазору. Енергія, яка отримується одним електроном під час проходження шляху dx всередині зазору, дорівнює

$$dW = e \cdot dU = e \frac{U_1}{a} \sin \omega t dx \quad (1.3)$$

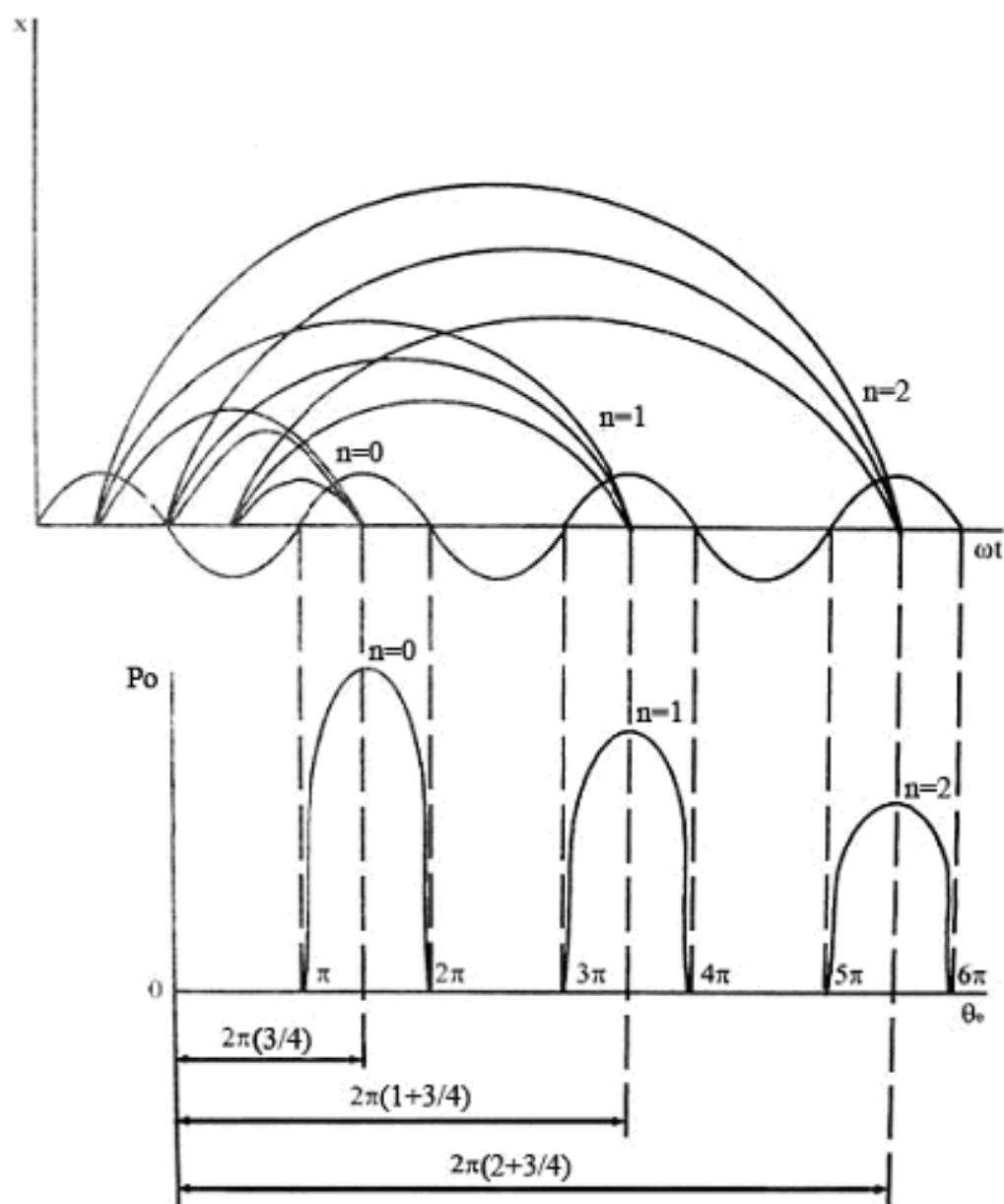


Рисунок 1.3

Напругу U_1 вважаємо позитивною, якщо вона прискорює електрони, які рухаються в напрямку $+x$. Повний приріст енергії електрона ΔW в результаті проходження через весь зазор може бути визначений інтегруванням виразу (1.3) по ширині зазору, тобто від $-d/2$ до $+d/2$. Позначимо через t_0 момент проходження незбуреного електрона e_5 через центр зазору (площина $x=0$); $t_1=x/V_0$ - час перебування електрона в зазорі (час прольоту); t - момент часу виліту електрона з резонатора. Тоді з урахуванням введених позначень, можна записати

$$t = t_0 + t_1 = t_0 + x/V_0$$

Підставимо час t в (1.3), отримуємо приріст кінетичної енергії електронів у вигляді

$$\Delta W = \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \frac{eU_1}{d} \sin\left(\omega t + \frac{\omega x}{V_0}\right) dx.$$

Використовуючи відомі тригонометричні перетворення типу:

$$\sin(\alpha + \beta) = \sin \alpha \cdot \cos \beta + \cos \alpha \cdot \sin \beta; \quad \int \sin x \, dx = -\cos x; \quad \int \cos x \, dx = \sin x$$

Отримаємо

$$\Delta W = eU_1 \sin \omega t_0 \frac{\sin \frac{\theta_0}{2}}{\frac{\theta_0}{2}} = eMU_1 \sin \omega t_0 \quad (1.4)$$

Величина $\theta_0 = \frac{\omega d}{V_0}$ - це незбурений кут прольоту електронів через модулюючий зазор,

$$M = \frac{\sin \frac{\theta_0}{2}}{\frac{\theta_0}{2}} - \text{коефіцієнт взаємодії електронного потоку з полем зазору, який}$$

показує в скільки разів послаблюється вплив високочастотного поля в зазорі на електрони внаслідок скінченного значення часу прольоту в ньому.

На рис. 1.5 зображена залежність M від кута прольоту θ_0 . Найбільше значення $M=1$ відповідає куту прольоту $\theta_0=0$. При значеннях $\theta_0=2\pi n$ ($n=1, 2, 3, \dots$), $M=0$. Повна кінетична енергія електрона, який увійшов в зазор з початковою швидкістю V_0 , на виході із зазору має значення:

$$W = \frac{mV^2}{2} = eU_0 + \Delta W = eU_0 \left(1 + \frac{MU_1}{U_0} \sin \omega t_0 \right)$$

Тоді швидкість електрона V на виході із зазору стає рівною

$$V = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0 \left(1 + \frac{MU_1}{U_0} \sin \omega t_0 \right)} \quad (1.5)$$

Припустимо, що $U_1 \ll U_0$. Якщо розкласти вираз (1.5) в степеневий ряд за малим параметром $\frac{U_1}{U_0}$ і відкинути далі всі члени вище першої степені, то отримаємо:

$$V = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0} \left\{ 1 + \frac{1}{2} M \frac{U_1}{U_0} \sin \omega t_0 - \frac{1}{8} \left(M \frac{U_1}{U_0} \right)^2 \sin^2 \omega t_0 + \dots \right\} \approx V_0 + V_1 \sin \omega t_0 \quad (1.6)$$

де $V_1 = \frac{M}{2} \frac{U_1}{U_0} V_0$ - коефіцієнт модуляції. (1.7)

Рівняння швидкісної модуляції (1.6) разом з коефіцієнтом модуляції (1.7) грає важливу роль в теорії підсилювачів і генераторів НВЧ, в яких використовується управління електронним потоком за швидкістю.

Найбільша амплітуда швидкісної модуляції V_1 за (1.7) досягається при $M \rightarrow 1$, т.б. при $\theta_0 \rightarrow 0$. Чим більший кут прольоту (рис 1.5), тим менше ефективний зазор у відношенні швидкісної модуляції. При $\theta_0=2\pi$ швидкісна модуляція відсутня. Значення $\theta_0 > 2\pi$ не має практичного сенсу через малу абсолютну величину коефіцієнту M .

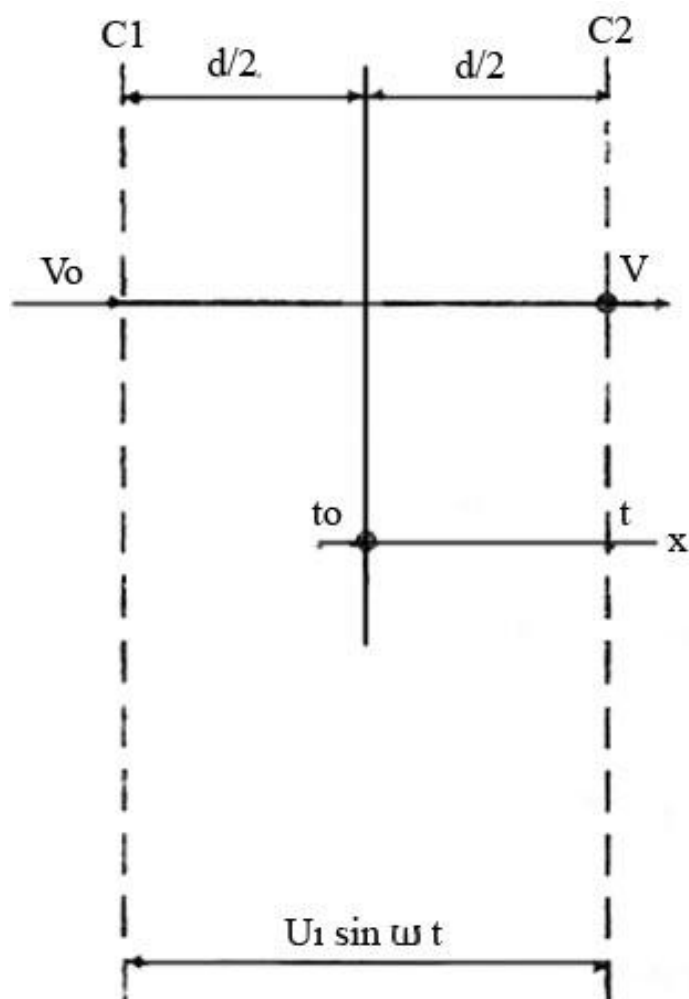


Рисунок 1.4

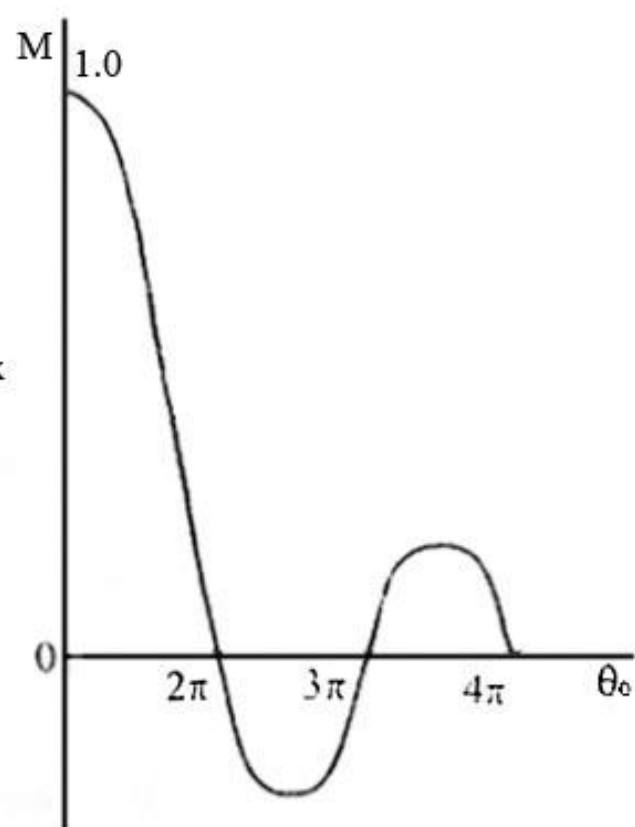


Рисунок 1.5

Значення $\theta_0 > 2\pi$ не має практичного сенсу через малу абсолютну величину коефіцієнту M . При куті прольоту $0 < \theta_0 < 2\pi$, зазор, в який потрапляє немодульований потік, має скінченну активну провідність G_s , яка має позитивний знак. Ця провідність зумовлює в середньому поглинання НВЧ енергії від джерела сигналу на вході. Отже, під дією синусоїдальної вхідної напруги $U_1 \sin \omega t$ швидкість електронів в першому наближенні теж змінюється за синусоїдальним законом відносно рівня U_0 . Модуляція тим сильніша (зміна швидкості), чим більше M .

1. 3 Групування електронів Рівняння групування

При розгляданні процесу модуляції за швидкістю (див п. 1.2) використовувався рис 1.4, на якому початок координат було вибрано в середині зазору.

Для аналізу процесу групування зручніше початок координат сумістити з другою сіткою, яку електрон буде проходити двічі. Розрахуємо повний час прольоту електрона τ в просторі групування від міжелектродних відстаней і постійних напруг $U_{\text{відб}}$ і U_0 прикладених до клістрона (рис 1.1). Всі електроди будемо вважати плоскими. На рис 1.6 показана діаграма розподілу потенціалу, яка відповідає такому з'єднанню джерел. Ця діаграма дозволяє відзначити характер руху електронів в статичному випадку (при відсутності НВЧ- коливань), тому що, швидкість електронів і потенціал точки поля зв'язані умовою збереження енергії:

$$0.5 m V_0^2 = eU_0.$$

Напруженість поля в просторі резонатор-відбивач буде визначатися

$$E = (U_0 - U_{\text{відб}})/D = (U_0 + |U_{\text{відб}}|)/D \quad (1.8)$$

і буде гальмуючим полем. В ньому швидкості електронів зменшуються. Вважаємо, що $D \gg d$. Електрони, які вилітають з катода, прискорюються напругою U_0 , прикладеною до резонатора, а після проходження резонатора потрапляють в гальмуюче поле ділянки резонатор-відбивач, де потенціал лінійно зменшується до $U_{\text{відб}}$. В точці з координатою $x = D_0$, де потенціал поля дорівнює нулю, швидкість електронів теж падає до нуля.

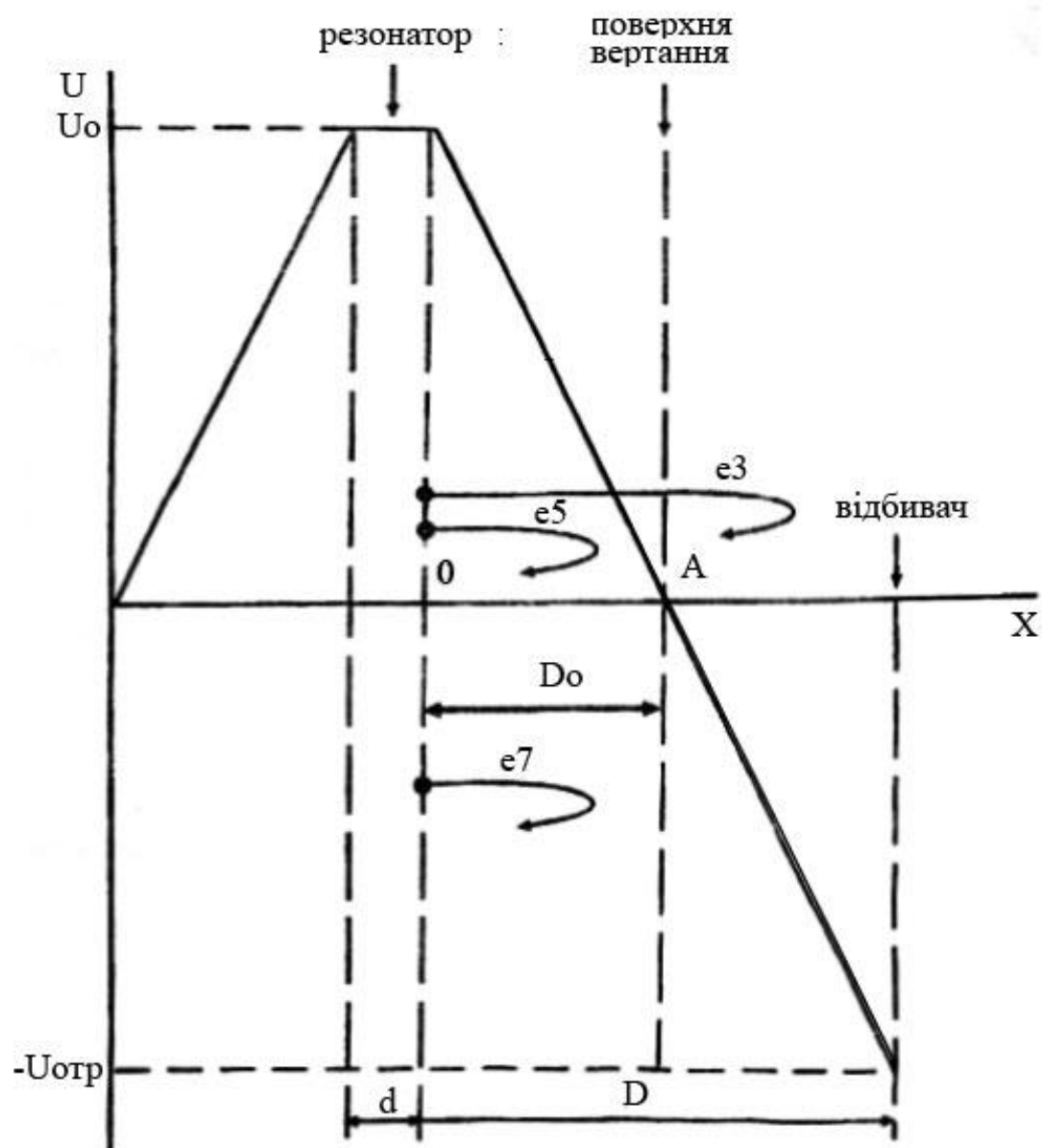


Рисунок 1.6

Тут вони починають прискорений рух в зворотньому напрямку і знову пролітають крізь сітки резонатора в напрямку катода. В результаті електрони осідають на поверхні резонатора, яка має позитивну напругу.

Рух відбивається в статичному полі, тому швидкість в момент повернення в резонатор (швидкість прибуття) дорівнює швидкості при виході із резонатора (швидкість виліту). Таким чином, час руху електрона вгору τ_e і вниз τ_n однакові, т.б. $\tau_e = \tau_n$.

З другого закону Ньютона $F=ma$ відомо, що прискорення a прямо пропорційне силі, діючій на заряд і обернено пропорційне масі електрона ($a=F/m$).

Сила діюча на електрон дорівнює $F=eE$ Звідси прискорення електрона

$$a = (eU)/m \quad (1.9)$$

Час руху вгору (від резонатора до точки А) і назад до резонатора

$$\tau_B = \tau_n = V/a \quad (1.10)$$

Якщо позначити t_0 - момент часу виліту електрона з резонатора, а t_2 - момент часу прибуття в резонатор електрона, то повний час прольоту в просторі резонатор-відбивач $\tau = t_2 - t_0$ з урахуванням (1.6), (1.7), (1.9), (1.10). визначається як

$$t_2 - t_0 = \frac{2V}{a} = \frac{2V_0}{a} \left(1 + \frac{MU_1}{2U_0} \sin \omega t_0 \right) = \tau_n \left(1 + \frac{MU_1}{2U_0} \sin \omega t_0 \right) \quad (1.11)$$

де $\tau_0 = \frac{2V_0}{a}$ - час прольоту незбуреного електрону.

Помножимо обидві частини (1.11) на циклічну частоту ω і введемо позначення

$$\theta_0 = \omega \tau_0 = 2\omega V_0/a \quad (1.12)$$

$$X = \theta_0 \frac{MU_1}{2U_0} \quad (1.13)$$

де θ_0 - кут прольоту незбуреного електрона, X - параметр групування відповідно. Нарешті отримаємо

$$\omega t_2 = \omega t_0 + \theta_0 + X \sin \omega t_0. \quad (1.14)$$

Рівняння (1.14) називається рівнянням групування. Це рівняння аналогічне рівнянню групування електронів в прольотному клістріні, відмінність лише в знакові перед останнім додатком $\omega t_2 = \omega t_0 - X \sin \omega t_0$. Групування проходить біля незбуреного електрона при переході від гальмуючого періоду до прискорюючого періоду, а у відбиваючому клістріні - від прискорюючого до гальмуючого.

Тому можна скористатися висновками, зробленими про групування в пролітному клістріні [1], якщо привести рівняння (1.14) до вигляду

$$\omega t_2 = \omega t_0 + \theta_0 - X \sin \omega t_0$$

Змістимо початок відліку часу на півперіод, тоді замість ωt_0 і ωt_2 треба записати

$$\omega t'_0 = \omega t_0 + \pi$$

$\omega t'_2 = \omega t_0 + \pi$. З урахуванням нових позначень рівняння (1.14) має вигляд

$$\omega t'_2 = \omega t'_0 + \theta_0 - X \sin \omega t_0 \quad (1.15)$$

яке повністю збігається з рівнянням групування пролітного клістроу. Рівняння (1.15) визначає фазу прибуття електрона в резонатор. На рис 1.7 показана залежність фази прибуття $\omega t'_2$ від фази відбуття $\omega t'_0$ при різних значеннях параметру групування. Значення $\omega t'_0$ взяті в межах одного періоду напруги, зображеного в нижній частині рисунка. Значення $\omega t'_0 = 0$ відповідає незбуреному електрону при переході від гальмуючого поля до прискорюючого.

При $X=0$, $\omega t'_2 - \theta_0 = \omega t'_0$, т.б. фаза прибуття електронів в зазорі лінійно зв'язана з фазою виліту електронів. Групування електронів відсутнє, бо всі електрони летять з однаковою швидкістю V_0 . Коефіцієнт модуля $V_1=0$.

Якщо $U_1 \neq 0$ і $M \neq 0$, то при скінченній величині θ_0 , параметр групування X відмінний від нуля. Залежність фази прибуття $\omega t'_2 - \theta_0$ від $\omega t'_0$ перестає бути лінійною. Це означає, що виникає швидкісна модуляція електронів і їх групування

за густиною. Чим більше X , тим сильніше графік прибуття відхиляється від прямої. При деякій величині X можлива неоднозначність залежності $t'_2 = f(t'_0)$. Більш досконалий аналіз зробимо далі при визначенні конвекційного струму. Відсутність повного групування зв'язано з синусоїдальною формою $U_1(t)$, яка сприяє модуляції швидкості електронів. Повне групування можливе при спеціальній формі НВЧ напруги, показаної на рис 1.7 пунктирною лінією. Однак за допомогою одного резонатора важко отримати пилоподібну напругу, яка включає багато гармонічних складових.

1.4 Зв'язок кута прольоту θ_0 з $U_{\text{відб}}$ і U_0

Визначимо аналітичний зв'язок кута прольоту θ_0 з напругою на відбивачі $U_{\text{відб}}$ і прискорюючою напругою U_0 .

Координата максимальної відстані, на яку немодульований електрон наближається до відбивача, визначається з рівності

$$\frac{U_0}{D_0} = \frac{U_0 + |U_{\text{відб}}|}{D} \quad (1.16)$$

З (1.16) визначимо

$$\frac{D_0}{D} = \frac{U_0}{U_0 + |U_{\text{відб}}|} \quad (1.17)$$

Кут прольоту на основі формул, (1.12), (1.9), (1.8)

$$\theta_0 = \omega \tau_0 = \frac{2D\omega V_0 m}{e(U_0 + |U_{\text{відб}}|)} \quad (1.18)$$

Підставляючи в (1.18) величину $V_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}} U_0$ -отримуємо

$$\theta_0 = \frac{4D\omega}{\sqrt{2e/m}} \cdot \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + |U_{\text{відб}}|} \quad (1.19)$$

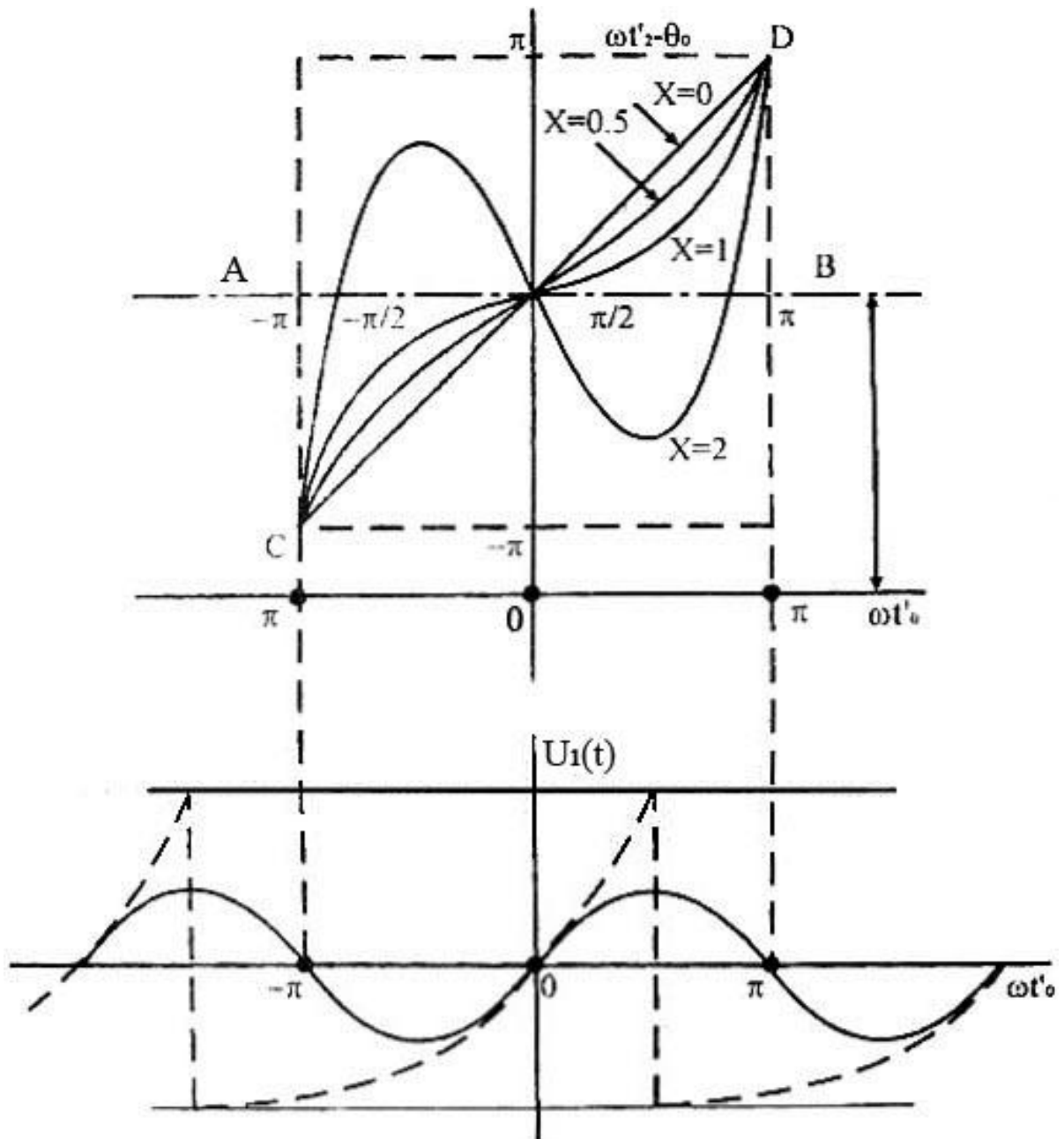


Рисунок 1.7

Напруга відбивача, при якій вихідна потужність максимальна (центром зон), відповідає кутам прольоту (1.2) і може бути визначений за формулою

$$|U_{\text{відб}(n)}| = \frac{2D\omega\sqrt{U_0}}{\pi\sqrt{2e/m}[n + 0,75]} - U_0 \quad (1.20)$$

По цій формулі можна впевнитись, що відстань між центрами сусідніх зон за шкалою напруг $U_{\text{відб}}$ зменшується при збільшенні номера n .

З (1.20) можна отримати вираз для визначення номера спостережуваної зони за результатами вимірювання $U_{\text{відб}(n)}$ і частоти f якщо відомі D і U_0 .

$$n = \frac{4Df}{\sqrt{2e/m}} \cdot \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + |U_{\text{відб}}|} - 0,75 \quad (1.21)$$

1.5 Конвекційний струм у відбивному клістріні

Конвекційний струм - це струм, який обумовлюється рухомими зарядами (електронами). Закон збереження заряду $I = -dq/dt$ дозволяє розраховувати миттєвий конвекційний електронний струм I_2 , який надходить в центр високо-частотного зазору після руху в просторі взаємодії (рис 1.8). При цьому не враховуємо напрямку руху електронів.

Введемо позначення t'_0 - момент часу першого проходження електронами центру зазору; t'_2 - момент другого проходження цього ж електрона центру зазору після його повернення у зазор. Розглянемо три положення електронного згустку:

- а) катод - перша сітка резонатора;
- б) перше проходження середини зазору – відбивач;
- в) відбивач - друге проходження середини зазору

А. Між катодом і першою сіткою резонатора швидкість електронного згустку однакова і дорівнює $V=V_0$. Тому час проходження усіх електронів в цьому проміжку теж однаковий. Отже, для будь-якого перерізу в цьому проміжку миттєве значення конвекційного струму дорівнює сталій складовій струму катода.

$$|dq/dt| = I_0 = \text{const}$$

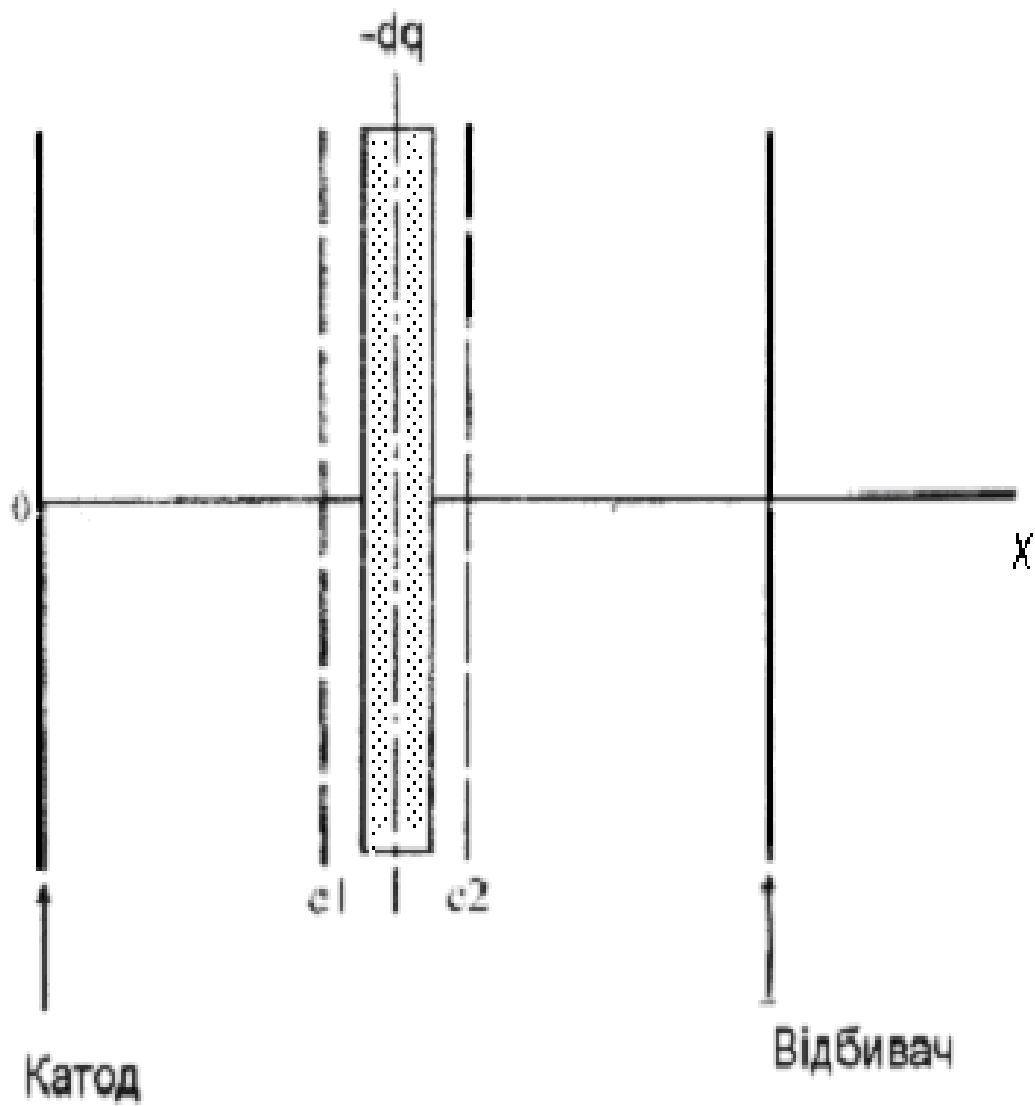


Рисунок 1.8

Б. При першому проходженні центра зазору, швидкість електронного згустку змінюється, але форма згустку ще не встигає змінитися, тому можна приблизно

вважати, що миттєве значення конвекційного струму дорівнює сталій складовій I_0 , т. б.

$$|dq/dt'_0| = I_0,$$

де dt'_0 - час першого проходження згустком центру зазору.

В. При поверненні електронного згустку в центр зазору резонатора, форма його змінюється в наслідок перегруповування електронів в ньому. Тому час другого проходження центру зазору dt'_2 буде відрізнятися від часу першого проходження dt'_0 , т. б.

$$|dq/dt'_2| = I_2 \neq I_0,$$

Через те, що заряди не змінюються $dq=const$ можна записати, використовуючи закон збереження зарядів:

$$I_0|dt'_0| = I_2|dt'_2|, \quad (1.22)$$

Конвекційний струм I_2 , який надходить в центр високочастотного зазору після руху в просторі групування дорівнює:

$$I_2 = I_0 |dt'_0/dt'_2| \quad (1.23)$$

Щоб отримати миттєве значення конвекційного струму, треба знайти похідну $|dt'_0/dt'_2|$. Для цього виконаємо операцію диференціювання над рівнянням (1.15), отримаємо:

$$|dt'_0/dt'_2| = 1/(1 - X \cos \omega t'_0) \quad (1.24)$$

Знайдену похідну (1.24) підставимо в (1.23) і отримаємо

$$I_2 = \frac{I_0}{|dt'_0/dt'_2|} = I_0 \frac{1}{|1 - X \cos \omega t'_0|} \quad (1.25)$$

Дослідимо залежність I_2 від параметру групування X для чотирьох значень ($X=0$, $X<<1$, $X=1$, $X>1$). В знаменник (1.25) входить похідна залежності $\omega t'_2(\omega t'_0)$. При $\omega t'_0 = 0$, ця похідна дорівнює $(1-X)$ і визначається тільки параметром групування. Значення X характеризують різні режими групування и визначають форму конвекційного струму.

Розглянемо випадки, коли згадувана похідна додатня $X<1(A)$, рівна нулю $X=1(C)$ і від'ємна $X>1(B)$.

А При $X=0$, $I_2=I_0$ конвекційний струм дорівнює постійній складовій, т.б. струму катода (рис 1.9).

В $0 \leq X \leq 1$ режим характеризується додатнім нахилом кривої $\omega t'_2(\omega t'_0)$ в точці злому (при $\omega t'_0=0$) і називають його режимом недогрупування електронів. Струм має форму, яка змінюється майже по гармонійному закону

$$I_2 = \frac{1}{|1 - X \cos \omega t'_0|} = I_0(1 + X \cos \omega t'_0), \text{ бо } X \cos \omega t'_0 \ll 1$$

С. При $X=1$, дотична до кривої $\omega t'_2(\omega t'_0)$ в точці злому має нульовий нахил по відношенню до вісі абсцис. Це означає, що відбивається максимальне ущільнення електронів біля електрона 5 (рис 1.2), для якого $\omega t'_0=0$. При цьому конвекційний струм стає нескінченно великим $\cos \omega t'_0=1$ (рис 1.9).

Д. При $X>1$ має місце перегрупування електронів; дотична при $\omega t'_0=0$ має від'ємний нахил, а крива $\omega t'_2(\omega t'_0)$ має два екстремуми біля $\omega t'_1 = -\pi/2, +\pi/2$. При цьому електронний згусток, відповідаючий режиму $X=1$, роздвоюється. Одні згустки утворюються електронами 2,7, а інші електронами 3,8 (рис. 1.2), які мають однакову фазу прибуття в резонатор. Перша група прилітає з випередженням по фазі, а друга з відставанням. Існує два нескінченно великих викиди струму, які відповідають роздвоєнню електронного згустка $X \cos \omega t'_0 = 1$.

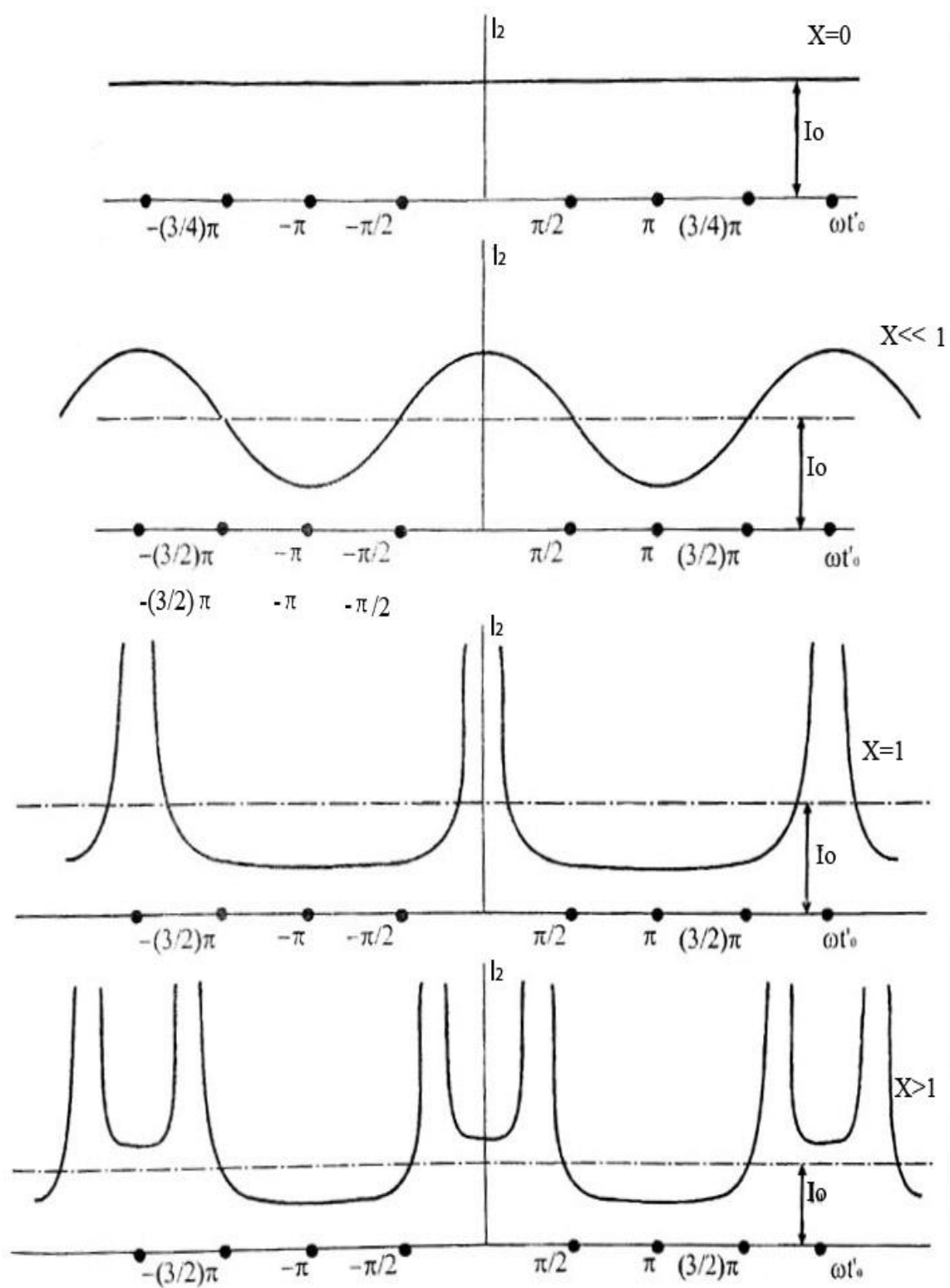


Рисунок 1.9

1.6 Спектр конвекційного струму

Через несінусоїдальний характер конвекційного струму, він повинен мати крім першої гармоніки багато інших гармонічних складових. Крім того, незважаючи на складний характер поведінки конвекційного струму, він все-таки є періодична функція (рис 1 9), яка може бути подана у вигляді гармонічного ряду Фур'є.

Величину $\alpha = \omega t'_2 - \theta_0$ (1.15), відносно якої струм буде парною функцією, зручно використати як аргумент у виразі для конвекційного струму I_2 . Тому в ряді Фур'є можна обмежитися тільки парними членами і подати I_2 у вигляді

$$I_2 = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\alpha \quad (1.26)$$

де:

$$A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} I_2 \cos n\alpha \, d\alpha, \quad n = 0, 1, 2, 3 \quad (1.27)$$

Введемо позначення $\alpha = \omega t'_2 - \theta_0$, $\omega t'_0 = \beta$. Тоді рівняння (1.15) приймає вигляд

$\alpha = \beta - X \sin \beta$. Ураховуючи, що

$d\beta = \omega dt'_0$, а

$d\alpha = \omega dt'_2$, перепишемо (1.25) у нових позначеннях:

$$I_2 = I_0 \frac{dt'_0}{dt'_2} = I_0 \frac{d\beta}{d\alpha} \quad (1.28)$$

Для $n=0$:

$$\frac{A_0}{2} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_0 \, d\beta = I_0$$

а для $n \neq 0$

$$A_n = \frac{2I_0}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n\beta - nX \sin \beta) \, d\beta \quad (1.29)$$

В формулі (1.29) вираз:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n\beta - nX \sin\beta) d\beta = J_n(nX)$$

є інтегральна форма функції Бесселя першого роду n -го порядку.

Тоді (1.29) можна записати як:

$$A_n = 2I_0 J_n(nX)$$

Підставимо знайдені значення $\frac{A_0}{2}$ і A_n у формулу для $I_2(\alpha)$ (1.26) і отримаємо нарешті:

$$I_2 = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX) \cos[n(\omega t'_2 - \theta_0)] \quad (1.30)$$

Амплітудне значення гармоніки з номером n згідно (1.30)

$$I_{(n)} = 2J_n(nX)I_0 \quad (1.31)$$

Для аналізу процесів в клістріні зручні графіки залежності функції Бесселя J_n від параметра групування X при різних номерах гармонік. Ці перераховані функції Бесселя показані на рис 1.10.

Функція $J_n(X)$ досягає максимального значення 0,58 при значенні параметру групування $X=1,84$. Цьому параметру групування відповідає максимальне значення амплітуди першої гармоніки струму, яка дорівнює:

$$I_{1max} = 2 * 0.58I_0 = 1.16 I_0 \quad (1.32)$$

Формула (1.30) справедлива для будь-якої точки простору групування, тому в ній можна опустити індекс 2:

$$I_2 = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX) \cos[n(\omega t - \theta_0)] \quad (1.33)$$

1.7 Зв'язок конвекційного струму і струму наведеного

Повний струм в колі дорівнює сумі струму провідності і струму зміщення

$$i_{\text{повн}} = i_{\text{пров}} + i_{\text{зм}} \quad (1.34)$$

Струм провідності залежить від числа носіїв заряду, які проходять через переріз в 1 сек, т.б. цей струм зв'язаний з перенесенням (конвекцією) заряду. Тому замість струму провідності ми ввели поняття конвекційного струму. З урахуванням цього зауваження можна записати

$$i_{\text{повн}} = i_{\text{конв}} + i_{\text{зм}} \quad (1.35)$$

Густина конвекційного струму визначається формулою

$$j_{\text{конв}} = \rho V, \quad (1.36)$$

де ρ - об'ємна густина заряду;

V - швидкість зарядів.

Густина струму зміщення за означенням:

$$j_{\text{зм}} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1.37)$$

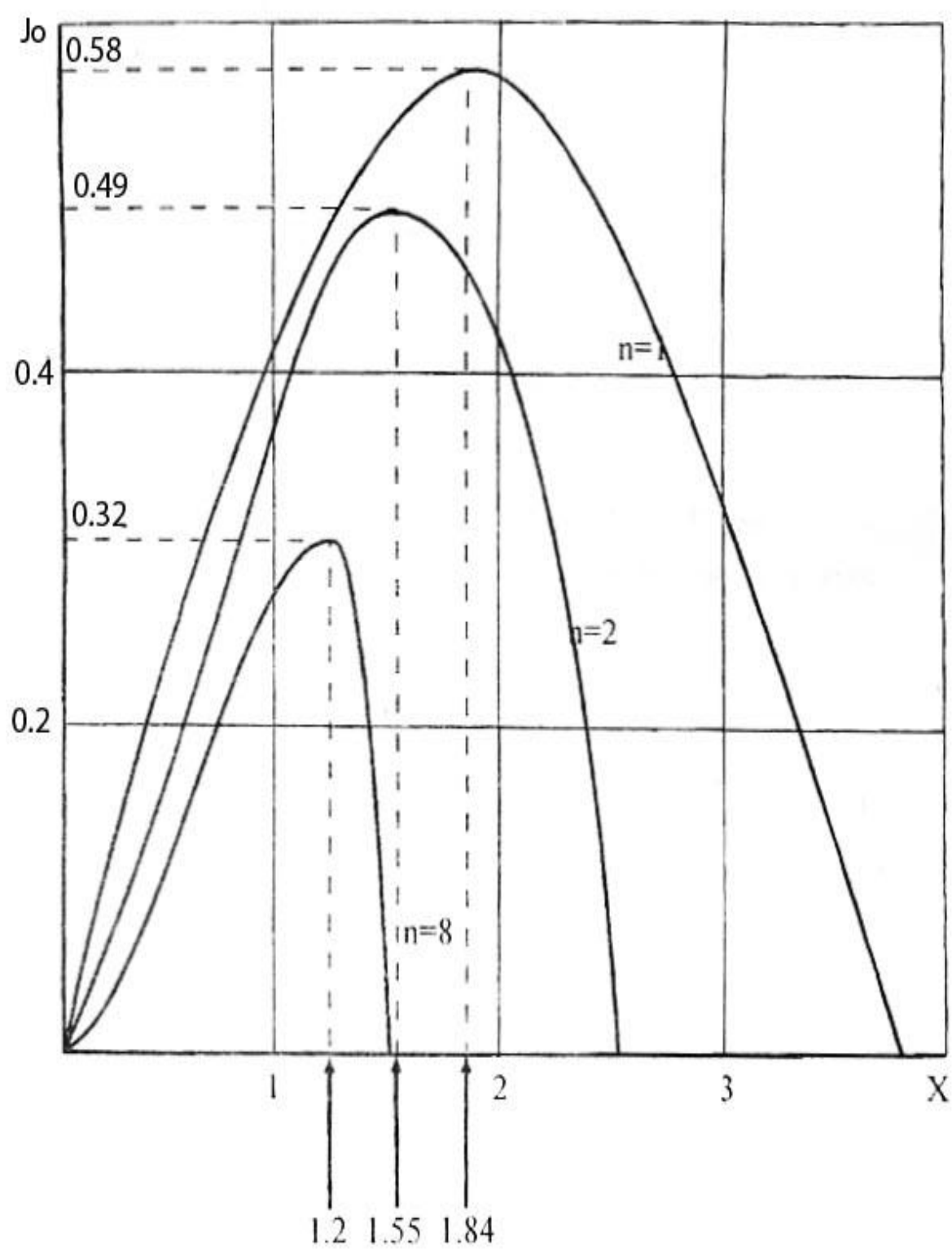


Рисунок 1.10

Густина конвекційного струму визначається формулою

$$j_{\text{конв}} = \rho V \quad (1.36)$$

де ρ - об'ємна густина заряду;

V - швидкість зарядів.

Густина струму зміщення за означенням:

$$j_{\text{зм}} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1.37)$$

де E - напруженість електричного поля, в точці, яка розглядається. Якщо розподіл зарядів в перерізі S рівномірний, то можна записати

$$i_{\text{конв}} = j_{\text{конв}} S \quad i_{\text{зм}} = j_{\text{зм}} S \quad (1.38)$$

В загальному випадку $i_{\text{конв}}$, $i_{\text{зм}}$ уявляються функцією x , t : $i_{\text{конв}}(x, t)$, $i_{\text{зм}}(x, t)$. Але повний струм залишається однаковим, т.б. може бути тільки функцією часу $i_{\text{повн}}(t)$.

Проінтегруємо повний струм по координаті x в межах інтервалу інтегрування d , тоді:

$$\frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{повн}}(t) dx = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{конв}}(x, t) dx + \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{зм}}(x, t) dx \quad (1.39)$$

Перший доданок в правій частині рівності, є середнє значення конвекційного струму в проміжку в момент часу t , т.б.

$$i_{\text{конв.ср}}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{конв}}(x, t) dx \quad (1.40)$$

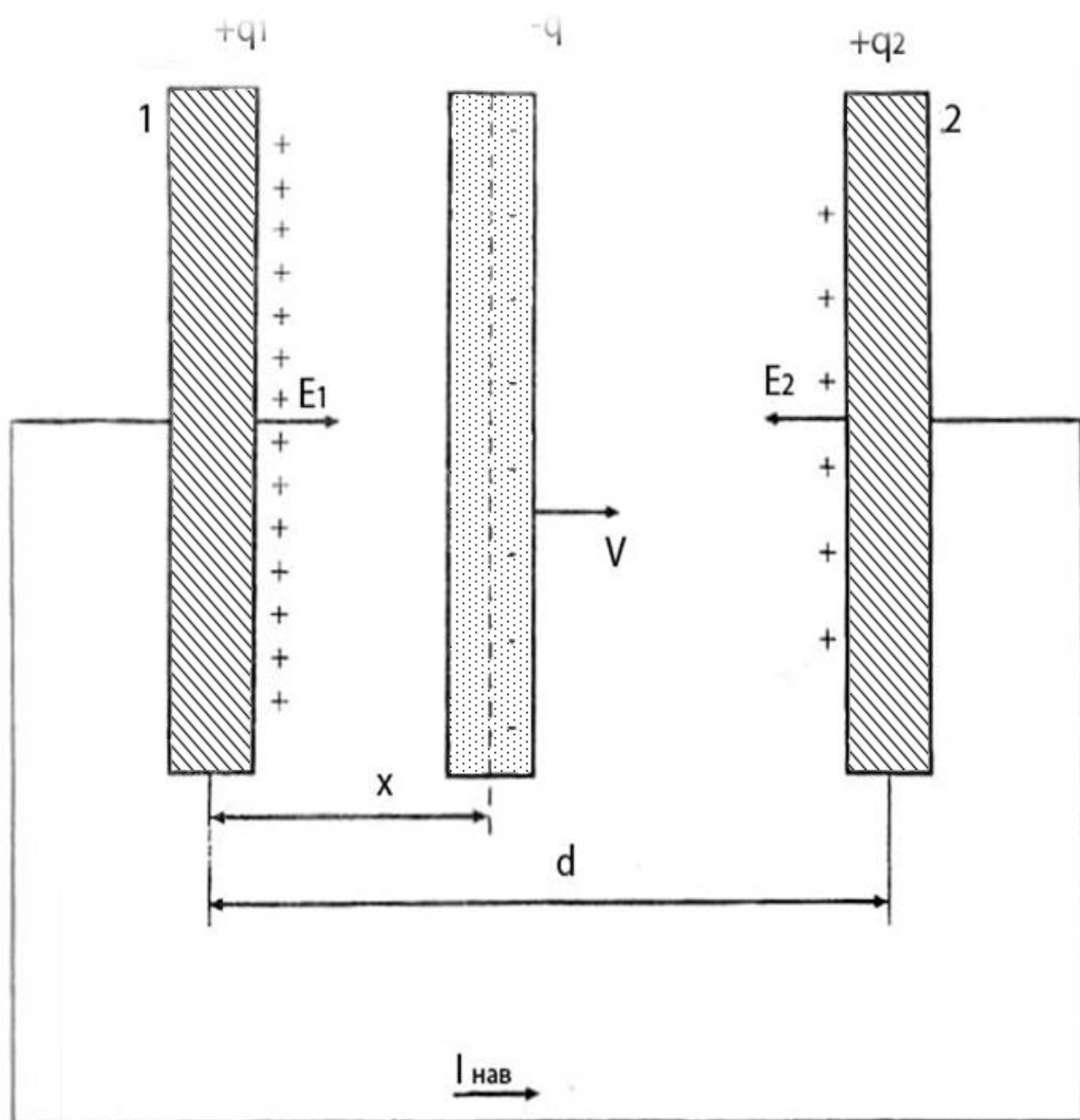


Рисунок 1.11

Цей струм назвали наведеним струмом і він протікає у зовнішніх колах

$$i_{\text{конв}}(t) \equiv i_{\text{конв.ср}}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{конв}}(x, t) dx \quad (1.41)$$

Фізичний зміст наведеного струму: відомо, що заряд, який знаходиться поблизу металевої поверхні наводить на неї рівній за величиною заряд протилежного знаку (явище електростатичної індукції). Тобто електронний шар з зарядом $-q$ (рис 1.11) наводить на електроді 1 заряд $+q_1$, а на електроді 2 заряд $+q_2$, так, що $q = q_1 + q_2$.

Під час руху шару від електрода 1 до електрода 2 напруженість E_1 спадає, напруженість E_2 підвищується. Відповідно, наведений заряд q_1 зменшується, а q_2 збільшується. Зміна в часі q_1 і q_2 під час руху шару електронів ($-q$), викликає появу у зовнішньому колі наведеного струму, напрямленого від електрода 1 до електрода 2. Наведений струм можна розглядати як зрівнювальний струм, який забезпечує перерозподіл зарядів q_1 і q_2 під час руху в зазорі, щоб збереглася рівність $q = q_1 + q_2$. Важливо що $i_{\text{нав}}$, не зв'язан з прямим надходженням електронів на електроди і існує тільки протягом часу прольоту електронів в проміжку між електродами.

1.8 Енергетичне доведення рівняння наведеного струму Спектр наведеного струму

Звернемося до наведення струму у зовнішньому колі двохсіткового зазору клістрона (рис. 1.12). Зробимо енергетичний вивід рівняння наведеного струму. Виберемо початок координат в середині зазору. Між сітками знаходиться шар заряду dq товщина dx . До сіток прикладений потенціал U_1 . Позначимо через E напруженість електричного поля в точці, де в даний момент знаходиться заряд dq .

Відомо, якщо на заряд, розміщений в електричному полі з напруженістю E , діє сила F , то при його пересуванні, буде здійснюватися робота проти сил поля.

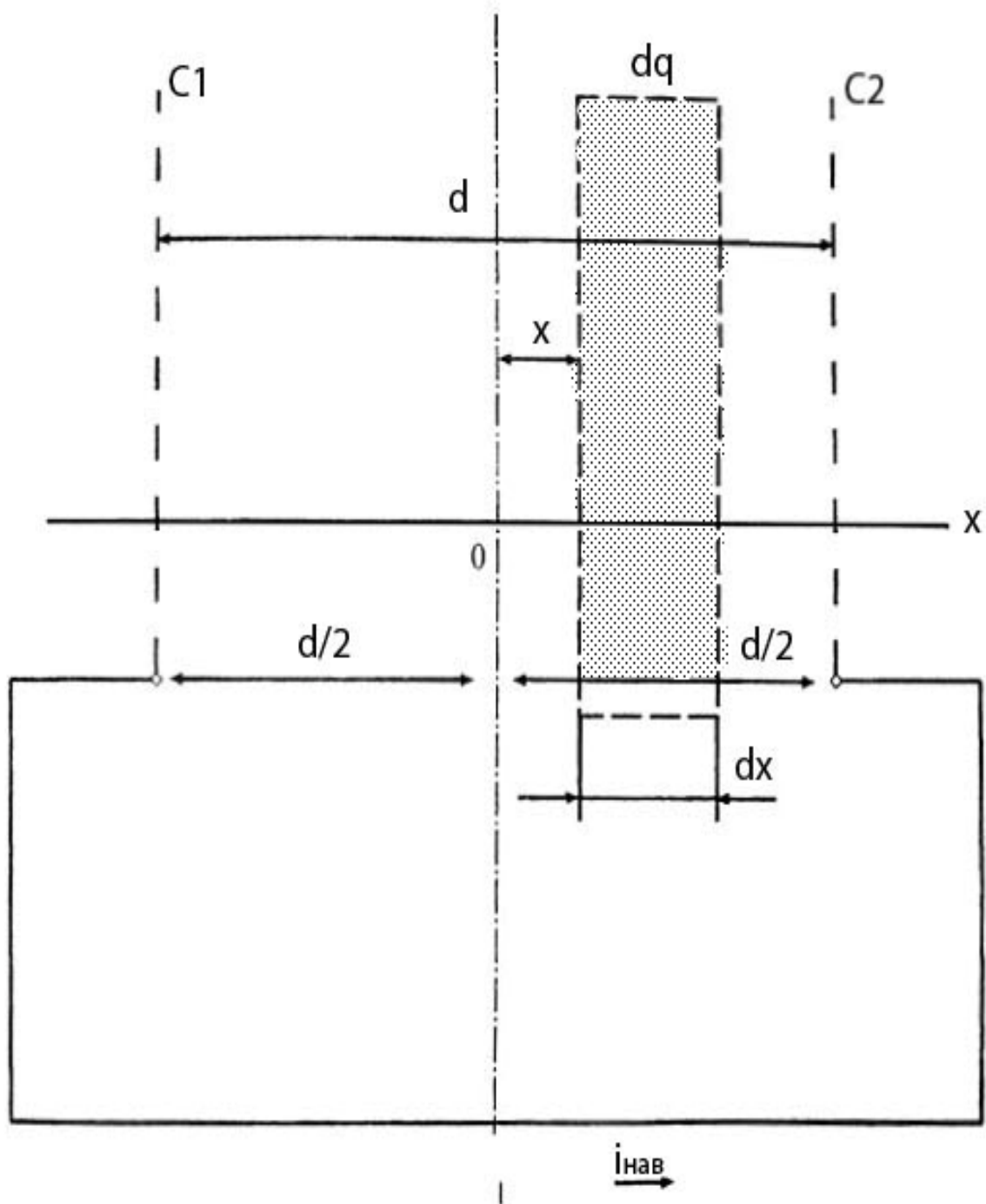


Рисунок 1.12

$$dA = F dS = qEdS,$$

де $F = qE$ - сила, діюча на заряд

dS - елемент переміщення

В даному випадку елементарна робота, яку виконує шар заряду dq під час руху в гальмуючому полі E на відстані dx дорівнює:

$$dA = dqE dx \quad (1.41)$$

Відомо, що енергія джерела струму визначається

$$dW = \xi I dt$$

Робота визначена в (1.41), іде на створення енергії наведеного струму, яка виділяється у навантаженні за одиницю часу:

$$dW = U_1 di_{\text{наб}} dt \quad (1.42)$$

В силу закону збереження енергії (енергія джерела струму дорівнює роботі сил електричного поля) можна записати, що $dA = dW$. Прирівняємо (1.41) з (1.42) і отримуємо:

$$dqEdx = U_1 di_{\text{наб}} dt$$

Через те, що $E = U_1/d$, отримаємо, зробивши нескладні перетворення

$$di_{\text{наб}} = \frac{1}{d} \frac{dq}{dt} dx \quad (1.43)$$

Для знаходження сумарного наведеного струму, необхідно проінтегрувати (1.43) по ширині зазору d

$$i_{\text{наб}} = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{dq}{dt} dx = \frac{1}{d} \int_0^d i_{\text{наб}} dx \quad (1.44)$$

Формула (1.44) співпадає з визначенням раніше виразом для наведеного струму (1.41).

Визначимо спектр наведеного струму. Через те, що конвекційний струм має гармонічні складові, які визначаються рядом (1.33), наведений струм теж повинен мати ті ж гармоніки. Якщо підставити (1.33) в (1.44) і зробити інтегрування по ширині зазору, то отримаємо

$$\begin{aligned} I_{\text{наб}} &= \int_{-d/2}^{+d/2} \left\{ I_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_0 J_n(nX) \cos[n(\omega t'_2 - q)] \right\} dx = \\ &= I_0 + 2M_0 \sum_{n=1}^{\infty} I_0 J_n(nX) \cos[n(\omega t'_2 - \theta_0^{(n)})] \end{aligned} \quad (1.44)$$

де $M_0 = \frac{\sin(\theta_0^{(n)}/2)}{\theta_0^{(n)}/2}$ - коефіцієнт взаємодії n - гармоніки конвекційного струму

з НВЧ полем резонатора;

$\theta_0^{(n)} = \frac{wxn}{V_0}$ - кут прольоту для n – гармоніки;

Всі раніше зроблені зауваження відносно залежності коефіцієнту M від кута прольоту (див п. 1.2) справедливі тут для M_n . Спектр наведеного струму (1.44) повністю співпадає з виразом для спектру конвекційного струму (1.33) з точністю до множника M_n .

Амплітудне значення гармоніки наведеного струму з номером n згідно з (1.44) дорівнює:

$$I_{\text{наб}}^{(n)} = 2M_n I_0 J_n(nX) \quad (1.45)$$

1.9 Баланс фаз

Баланс фаз. Частота в автоколивальній системі визначається балансом фаз, тому необхідно вивести фазові співвідношення для відбивного клістрону. Для цього скористаємося просторово-часовою діаграмою (Рис 1.13).

Розглянемо випадок, коли $\theta_0 \neq \theta_{0(\text{ц})} \neq 2\pi(n + 3/4)$, т.б. кут прольоту $\theta_0 \neq \theta_{0(\text{ц})}$. На рис 1.22 точка O' відповідає моменту прибуття незбуреного електрона в гальмуючий півперіод, час руху враховується кутом θ_0 .

Форма хвилі конвекційного струму зображена кривою $i_{(1)}$. Крива $i_{(1)}$ симетрична по відношенню до точки O' (центр згустку електронів), тому тут розташовується амплітудне значення $I_{(1)}$ першої гармоніки конвекційного струму $i_{(1)}$, при розкладанні його в ряд Фур'є.

Зсув по фазі між $I_{(1)}$ і прокладеною до зазору напругою U_1 відповідає точкам O' і O'' .

Наведений струм $I_{\text{наб}(1)}$ зв'язаний з $I_{(1)}$ і співпадає з ним за фазою ($I_{\text{наб}} < I_{(1)}$) і одночасно він рівний за величиною струму резонатора, але протилежний за фазою ($I_{\text{наб}(1)} = -I_{\text{рез}(1)}$).

Для урахування фазових співвідношень скористаємося еквівалентною схемою резонатора (рис. 1.14, а). Тут C - визначається ємністю зазору; L - порожниною резонатора, $R_{\text{н}}$ - визначає втрати в навантаженні.

Порядок побудови діаграми: зобразимо напругу на зазорі вектором U_1 . Будемо його рахувати базовим. Тоді перша гармоніка конвекційного струму відстає за фазою на кут $\theta_0 - \pi/2$ відносно U_1 . Перша гармоніка $I_{\text{наб}(1)}$ співпадає за фазою з $I_{(1)}$, а струм резонатора $I_{\text{рез}(1)}$ протилежний за фазою. В загальному випадку між U_1 і $I_{\text{рез}(1)}$ існує зсув фаз $\varphi_{\text{рез}}$. Це означає, що частота генерованих коливань ω_r не співпадає з власною частотою резонатора ω_0 , т.б. $\omega_r \neq \omega_0$ (рис 1.14 ,б).

Тільки в конкретному випадку, коли кут прольоту θ_0 такий, що $I_{\text{рез}(1)}$ співпадає з U_1 , тоді $\varphi_{\text{рез}} = 0$, т.б. $\omega_r = \omega_0$.

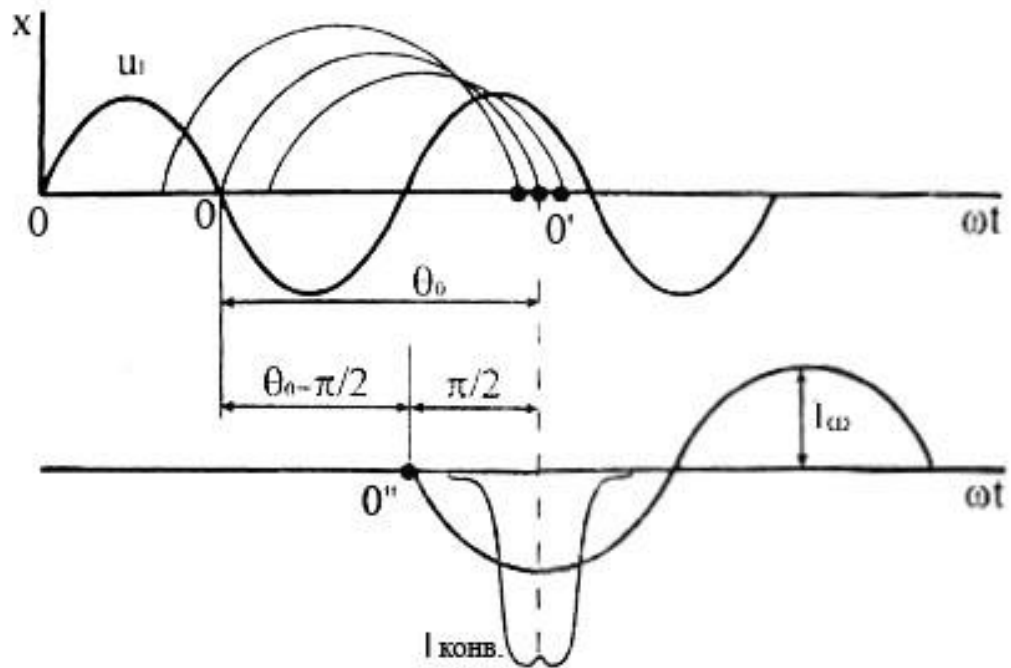


Рисунок 1.13

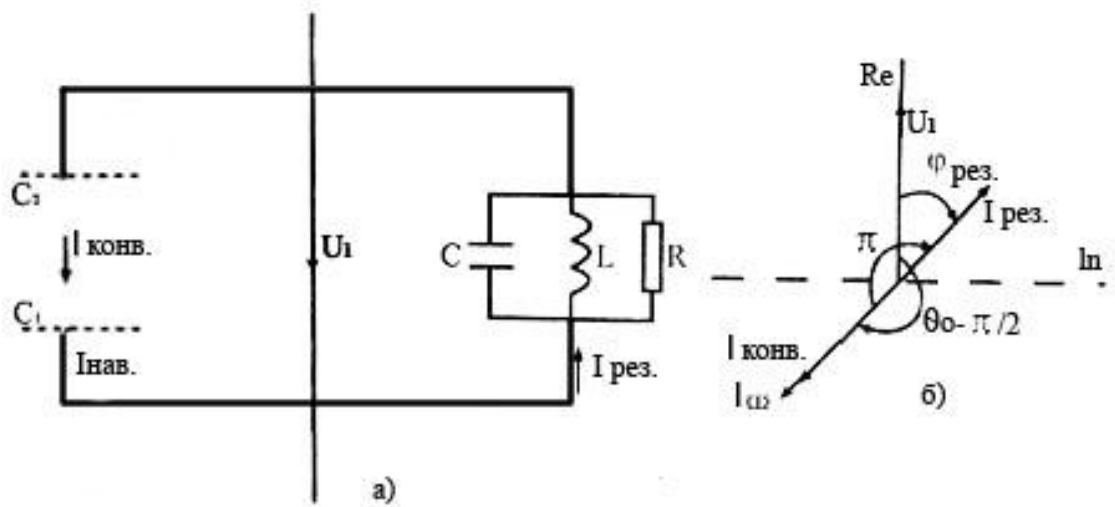


Рисунок 1.14

Баланс фаз можна отримати, сумуючи фазові зсуви при обході векторної діаграми від U_1 до цього ж вектора:

$$\sum \varphi = \theta_0 - \frac{\pi}{2} + (\pi - \varphi_{\text{рез.}}) = \theta_0 + \frac{\pi}{2} - \varphi_{\text{рез.}}$$

Через те, що вектор повертається в початкове положення, то сумарний кут кратний 2π :

$$\sum \varphi = \theta_0 + \frac{\pi}{2} - \varphi_{\text{рез.}} = 2\pi k \quad (1.46)$$

Якщо номер зони $n=0$, то кут прольоту $\theta_0 < 2\pi$ і $\sum \varphi$ має мінімальне значення 2π , т.б. $k=1$.

При будь-якому номері n кут прольоту θ_0 збільшується на $2\pi n$, т.б. $k = n + 1$ і в загальному випадку баланс фаз можна записати:

$$\sum \varphi = 2\pi(n + 1) = \theta_0 + \frac{\pi}{2} - \varphi_{\text{рез.}} \quad (1.47)$$

З (1.47) визначимо $\varphi_{\text{рез.}}$

$$\varphi_{\text{рез.}} = -2\pi(n + 1) + \theta_0 + \frac{\pi}{2}$$

або

$$\varphi_{\text{рез.}} = \theta_0 - \theta_{0(\text{ц})}. \quad (1.48)$$

де $\theta_{0(\text{ц})} = 2\pi(n + 0.75)$.

Таким чином, баланс фаз у відбивальному клістріоні означає, що зсув фаз в резонаторі завжди дорівнює різниці між дійсним кутом прольоту і кутом прольоту для центральної зони $\varphi_{\text{рез.}}$, залежить від частоти, а $\theta_0 - \theta_{0(\text{ц})}$ від $U_{\text{відб.}}$.

1.10 Баланс потужностей

Для аналізу скористаємося еквівалентною схемою коливальної системи клістрона (рис 1.15), в якій елементи C і L - еквівалентні ємність і індуктивність резонатора, G_p - провідність резонатора, яка враховує втрати в резонаторі, G_H - провідність активного навантаження, перерахованого до зазору резонатора. Потужність коливань у відбивному клістріні в режимі стаціонарних коливань визначається з балансу потужностей:

$$P_e = P_{em}, \quad (1.49)$$

де P_e - потужність, яка передається електронним потоком НВЧ-полю в зазорі резонатора (електронна потужність),

P_{em} - повна потужність втрат автоколивальної системи, тоді повна потужність втрат

$$P_{em} = GU_1^2/2, \quad (1.50)$$

де $G=G_p+G_H$ - повна провідність коливальної системи;

U_1 - напруга на зазорі.

З виразу (1.50) видно, що потужність втрат зв'язана з U_1 квадратичним законом.

Електронна потужність, яка створюється $I_{нав(1)}$ в резонаторі при наявності зсуву фаз $\varphi_{рез}$, між $I_{рез(1)}$ і U_1 .

$$P_e = 0.5I_{рез(1)} \cdot U_1 \cos \varphi_{рез} \quad (1.51)$$

Через те, що $I_{рез(1)} = I_{нав(1)}$, то (1.51) можна записати:

$$P_e = 0.5I_{нав(1)} \cdot U_1 \cos \varphi_{рез}, \quad (1.51)$$

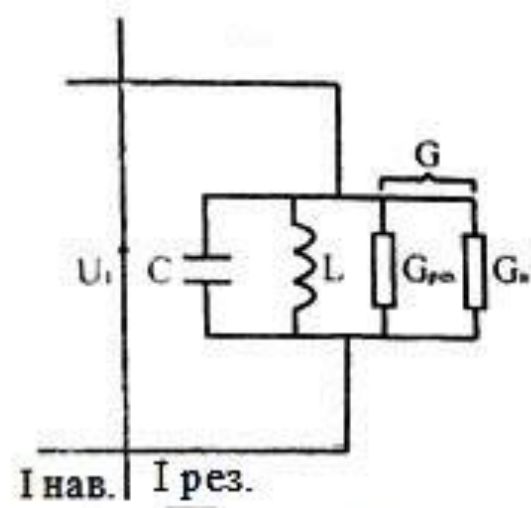


Рисунок 1.15

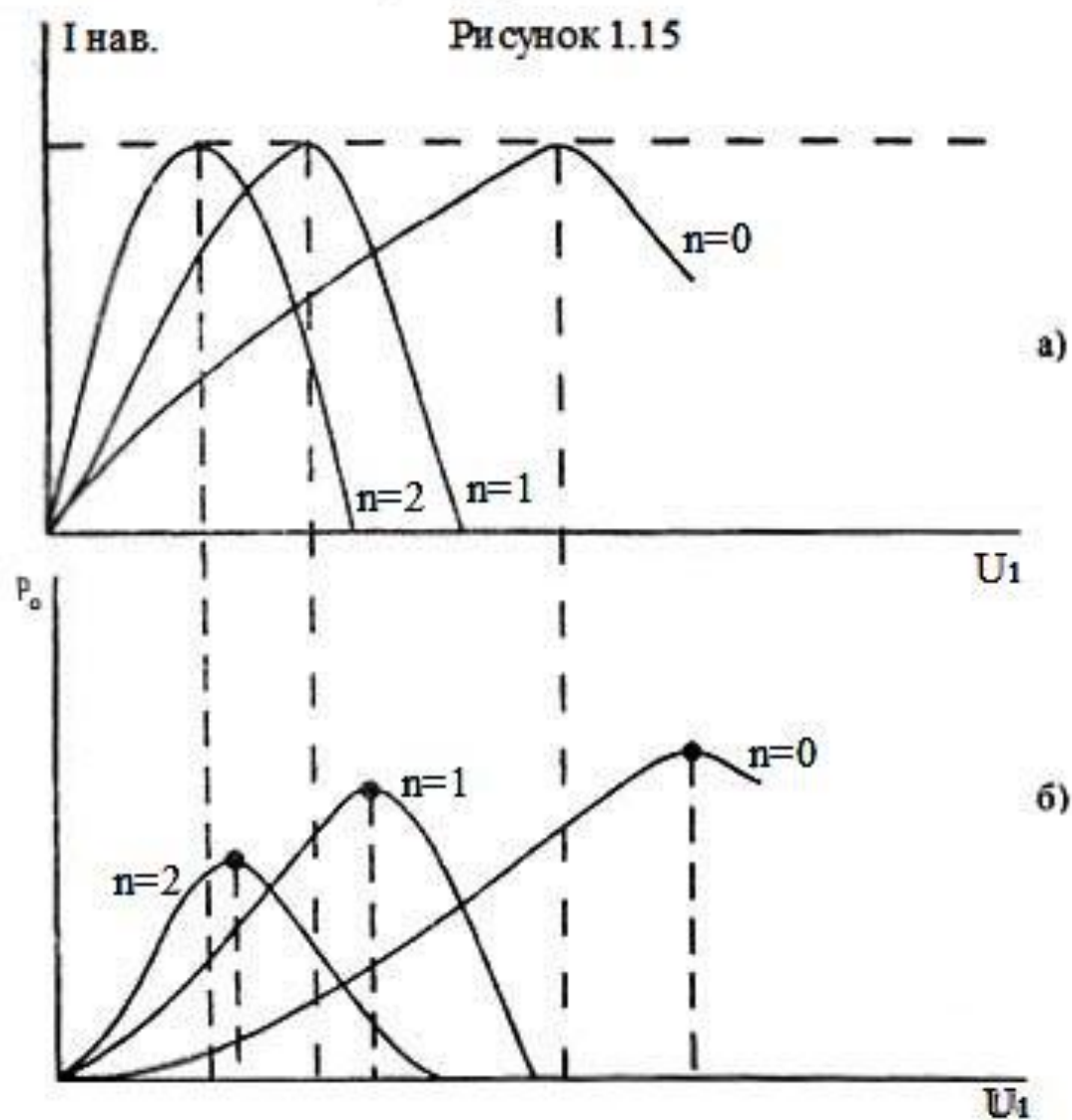


Рисунок 1.16

Відомо, що $I_{\text{наб}(1)}$ являється функцією параметру групування X , який зв'язаний з напругою U_1

$$I_{\text{наб}(1)} = 2MI_0J_1(X) = 2MI_0J_1\left(\frac{M\theta_0}{2U_0}\right) = 2MI_0J_1(\alpha U_1), \quad (1.52)$$

де $\alpha = \frac{M\theta_0}{2U_0}$.

При куті прольоту $\theta_0 = 2\pi(n + 0.75)$, який відповідає центру зони генерації

$$\alpha = \pi M (n + 0.75) / U_0, \quad (1.53)$$

Тоді з урахуванням (1.53) можна переписати (1.52) у вигляді

$$I_{\text{наб}(1)} = 2MI_0J_1[\pi M (n + 0.75)U_1/U_0] \quad (1.54)$$

На рис 1.16, а показана залежність $I_{\text{наб}(1)}$ від U_1 , яка визначається за формулою (1.54) для різних номерів зон. Із збільшенням n зростає коефіцієнт α і тому максимальне значення функції Бесселя, яке відповідає аргументу $\alpha U_1 = 1.84$, настає при меншому значенні U_1 .

При куті прольоту $\theta_0 = \theta_{0(\text{ц})}$, $\varphi_{\text{рез}} = 0$ відповідно $\cos \varphi_{\text{рез}} = 1$, тому (1.52) можна записати

$$P_{\text{с(ц)}} = 0.5I_{\text{наб}(1)}U_1, \quad (1.55)$$

Залежність $P_{\text{с(ц)}}$ від U_1 при різних n показана на рис 1.16, б. Максимуми кривих зсунуті праворуч відносно максимумів $(I_{\text{наб}(1)}U_1)$; з зростанням n , максимальне значення потужності зменшується. Пояснення такого характеру залежності $P_{\text{с(ц)}}(U_1)$ буде зроблене в п 1.12.

З балансу потужностей (1.49) визначимо амплітуду напруги U_1 і потужності в режимі стаціонарних коливань. На рис 1.17 одночасно зображені залежності $P_{\text{с(ц)}}(U_1)$ і $P_{\text{вт}}(U_1)$ для різних зон при різних значеннях G .

Точки перетину кривих $P_{\varepsilon(\omega)}(U_1)$ і $P_{\varepsilon m}(U_1)$ відповідають балансу потужностей (1.49), і визначають амплітуду стаціонарних коливань, наприклад, $U_1^{(0)}$, $U_1^{(1)}$, $U_1^{(2)}$.

При деякій G точки перетину кривих співпадають з максимумами кривих $P_{\varepsilon(\omega)}$. В цьому випадку провідність і амплітуду стаціонарних коливань називають оптимальними (G_{opt} , $U_{1 opt}$). Для кожної зони є своя G_{opt} : $G_{opt}^{(0)}$, $G_{opt}^{(1)}$, $G_{opt}^{(2)}$.

Оптимальні значення амплітуди зменшуються з ростом n , так, що $U_{opt}^{(0)} > U_{opt}^{(1)} > U_{opt}^{(2)}$.

1.11 Пусковий струм

Найдемо пускові умови, за яких в різних зонах настає самозбудження. В момент початку самозбурення амплітуда коливань U_1 настільки мала, що параметр групування $X \ll 1$. Тому можна скористатися лінійною апроксимацією функції Бесселя $J_1(X) \approx X/2$. В цьому випадку наведений струм $I_{\text{наб}(1)} = 2MI_0J_1(X)$ буде дорівнювати J

$$I_{\text{наб}(1)} \cong MX I_0 \quad (1.56)$$

Тоді (1.55) з урахуванням (1.56) запишемо:

$$P_{\varepsilon(\omega)} = 0.5I_{\text{наб}(1)}U_1 = 0.5MX I_0 U_1 \quad (1.57)$$

Підставляючи (1.57) в баланс потужностей (1.49), знайдемо пусковий струм $I_{0(\text{пуск})} = I_0$:

$$I_{0(\text{пуск})} = GU_1/MX \quad (1.58)$$

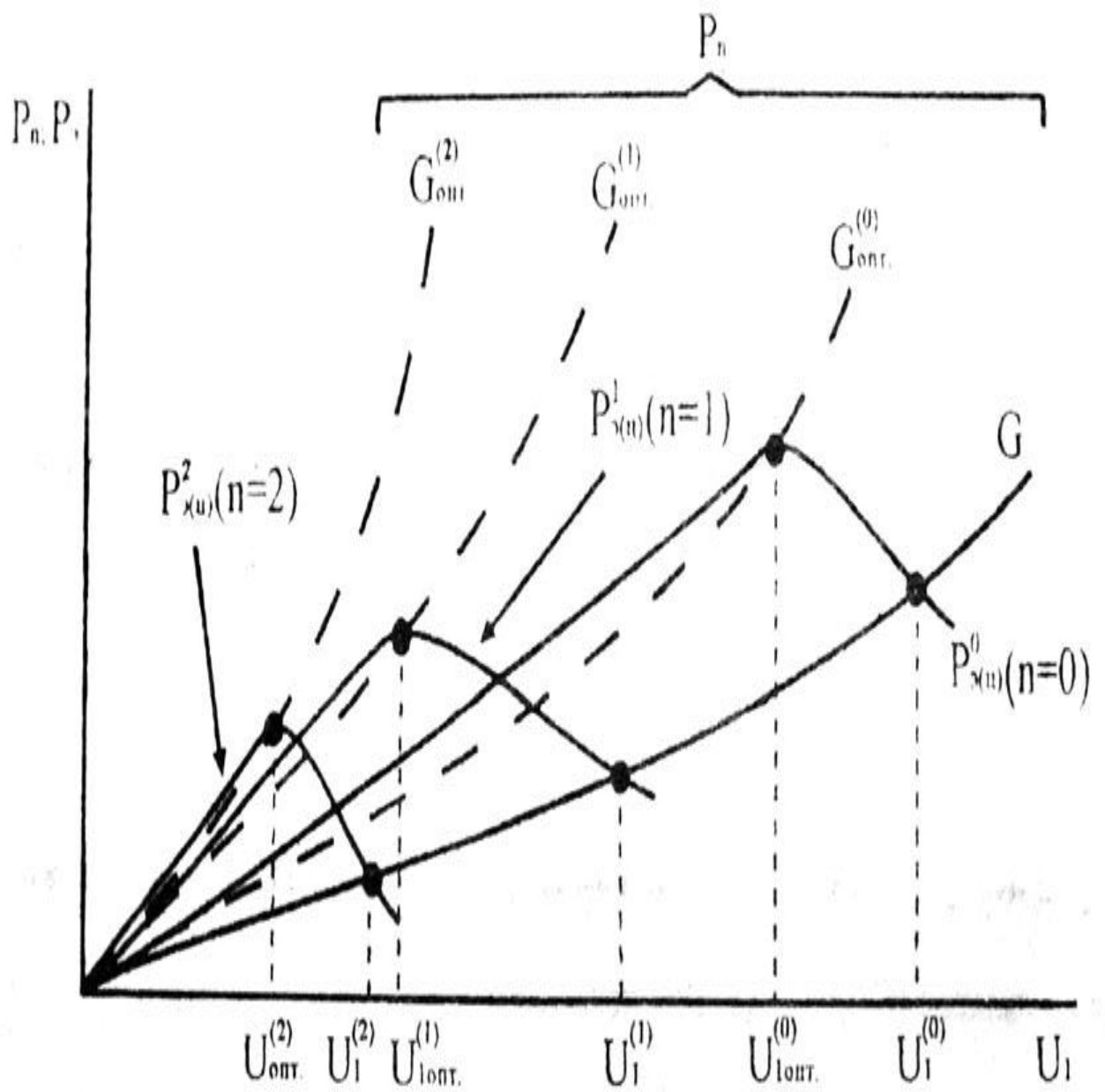


Рисунок 1.17

Скориставшись (1.13) і враховуючи, що кут прольоту відповідає центру зони і рівний $\theta_{0(u)} = 2\pi(n + 3/4)$, вираз (1.58) зведемо до вигляду

$$I_{0(\text{пуск})} = \frac{GU_0}{\pi M^2(n+3/4)} \quad (1.59)$$

З (1.59) слідує, що робочий струм клістрона повинен бути більшим деякого мінімального значення, яке забезпечує самозбудження $I_0 \geq I_{0(\text{пуск})}$. Цей вираз можна розглядати, як умову амплітудного самозбудження відбивного клістрону.

Збільшення G в (1.59) приводить до росту $P_{\text{вт}}$. Тому для компенсації втрат необхідна більша P_e , а відповідно великий $I_{(\text{пуск})}$ (збільшення числа електронів в потоці). З (1.59) слідує, що самозбудження полегшується з ростом номера зони.

1.12 Параметри відбивного клістрону.

Потужність відбивного клістрона $P_{e(u)}$. Найдемо оптимальні умови, при яких $P_{e(u)}$ буде найбільшою. Для цього виразимо $P_{e(u)}$ через параметр групування. Використовуючи (1.13) і вираз для першої гармоніки наведеного струму $I_{\text{наб}(1)} = 2MI_0J_1(X)$, отримаємо

$$P_{e(u)} = \frac{2P_0}{\theta_{0(u)}} I_0 X J_1(X) = \frac{P_0}{\pi \left(n + \frac{3}{4}\right)} X J_1(X) \quad (1.60)$$

де $P_0 = I_0 U_0$ - потужність, яка споживається від джерела живлення.

Графік залежності $XJ(X)$ показаний на рис 1.18,а. Максимум кривих зміщений праворуч від максимуму функції Бесселя і настає при $X = 2,42$. Тобто $X = 2,41$ відповідає за означенням максимуму потужності.

Залежність $P_{e(u)}$ в центрах зон від параметру групування показана на рисунку 1.18, б.

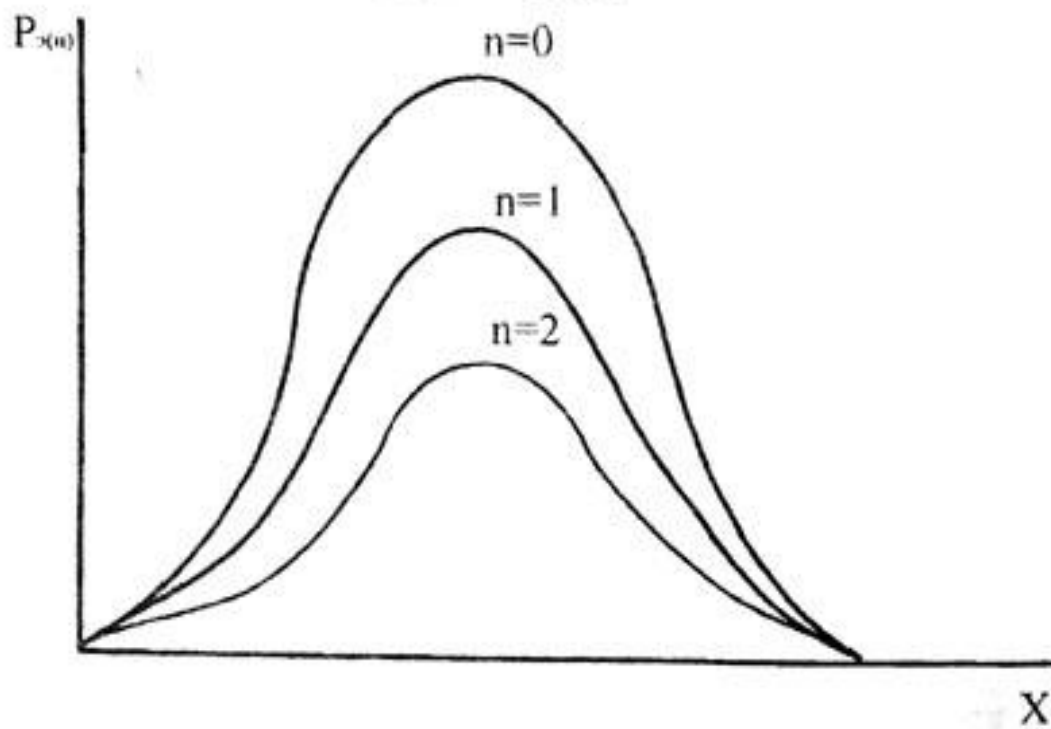
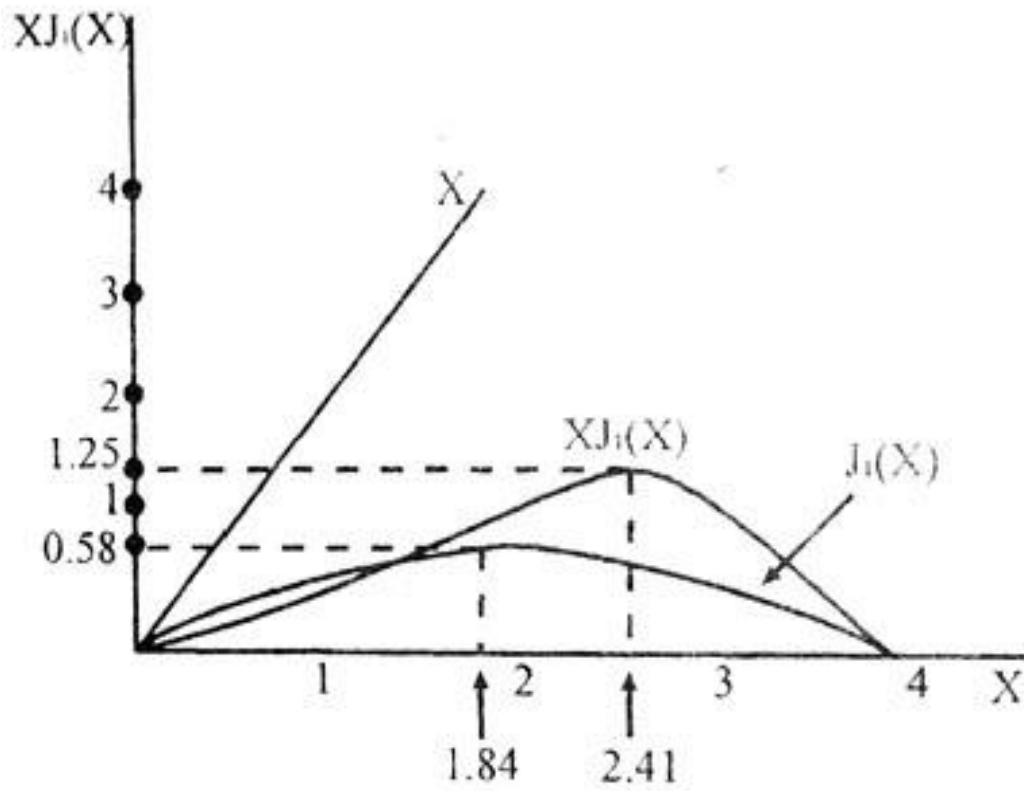


Рисунок 1.18

Для отримання максимальної потужності, необхідно, щоб $X = X_{opt} = 2.41$. Через те, що $J_1(2.41)^{0.52}$, то

$$P_{e(\psi) \max} = 2,5 \frac{P_0}{\theta_{0(\psi)}} \quad (1.61)$$

Зі збільшенням номера зони $P_{e(\psi) \max}$ зменшується.

Коливальна напруга U_1 . Визначимо як залежить U_1 від номера зони генерації n і параметру групування X_{opt} . Коливальна напруга U_1 на зазорі, яка відповідає максимуму $P_{e(\psi)}$ буде дорівнювати, використовуючи (1.13):

$$U_1 = \frac{2U_0 X}{M_1 \theta_{0(\psi)}} = \frac{2U_0 2.41}{M_1 2\pi (n+3/4)} \approx \frac{1}{N} \quad (1.62)$$

З (1.62) видно, що U_1 збільшується зі зменшенням номера зони. Це означає, що для досягнення однієї і тієї ж степені групування ($X=const$) в різних зонах, необхідні різні U_1 . Так в зонах з малими номерами, в яких кут прольоту невеликий, необхідна глибока модуляція швидкості в зазорі і великі величини U_1 .

Електронний ККД. При оптимальному куті прольоту ККД визначається з (1.60)

$$\eta_e = \frac{P_{e(\psi)}}{m} = \frac{2XJ_1(X)}{\theta_{0(\psi)}} = \frac{XJ_1(X)}{\pi (n+3/4)} \quad (1.63)$$

Максимальне значення $\eta_{e \max}$, яке відповідає $P_{e(\max)}$, настає при $X = X_{opt} = 2.41$.

$$\eta_{e \max} = \frac{2.41 J_1(2.41)}{\pi (n+3/4)} \approx \frac{0.4}{n+0.75}$$

За цією формулою для $n=0$ ККД складає 53%, а в зонах при $n=1$ і $n=2$ дорівнює 22,7 і 14,5% відповідно. Але ці данні виявляються дуже завищеними.

1.13 Електронне перестроювання частоти

Частота генеруючих коливань. У виразі (1.47) від частоти залежать кут прольоту θ_0 і зсув фаз в резонаторі $\varphi_{\text{рез}}$. Залежність $\varphi_{\text{рез}}(\omega)$ називається фазочастотною характеристикою резонатора (рис. 1.19).

З рисунка видно, що граничні значення $\varphi_{\text{рез}}(\pi/2 \text{ і } -\pi/2)$. Поблизу власної частоти резонатора ω_0 залежність $\varphi_{\text{рез}}(\omega)$ дуже сильна і тим сильніша, чим більший резонатор.

Кут прольоту визначається за формулою (1.19) і залежить від U_0 і $U_{\text{відб}}$. Тому при зміні цих величин буде змінюватися і кут прольоту θ_0 . Щоб зберегти рівність для балансу фаз (1.47), необхідно змінювати $\varphi_{\text{рез}}$. А це можливо тільки при зміні частоти. Таким чином, змінюючи U_0 і $U_{\text{відб}}$ можна перестроювати частоту клістрона. Як правило змінюючи $U_{\text{відб}}$.

Зміна частоти коливань при зміні напруги на електродах називається *електронним перестроюванням частоти*. Для центру зони $U_{\text{відб}} = U_{\text{відб}(ц)}$, кут прольоту $\theta_0 = \theta_{0(ц)}$. При зміні $U_{\text{відб}}$ від $U_{\text{відб}(ц)}$ кут прольоту θ_0 відхиляється від $\theta_{0(ц)}$. Введемо величини $d|U_{\text{відб}}| = |U_{\text{відб}}| - |U_{\text{відб}(ц)}|$ і $d\theta_0 = \theta_0 - \theta_{0(ц)}$.

Тоді з(1.19)

$$\frac{d\theta_0}{d|U_{\text{відб}}|} = -\frac{\theta_0}{U_0 + |U_{\text{відб}}|}$$

Якщо замість $d\theta_0$ і $d|U_{\text{відб}}|$ підставити їх значення, то отримаємо

$$\theta_0 - \theta_{0(ц)} = \varphi_{\text{рез}} = \frac{|U_{\text{відб}(ц)}| - |U_{\text{відб}}|}{U_0 + |U_{\text{відб}}|} \quad (1.64)$$

При цьому баланс фаз (1.48) потребує, щоб зсув фаз в коливальній системі (резонаторі) за величиною і знаком був такий ж, як зміна кута прольоту $\varphi_{\text{рез}} = \theta_0 - \theta_{0(ц)}$.

Розглянемо три випадки, які ілюструють процес перестроювання частоти в залежності від напруги на відбивачі.

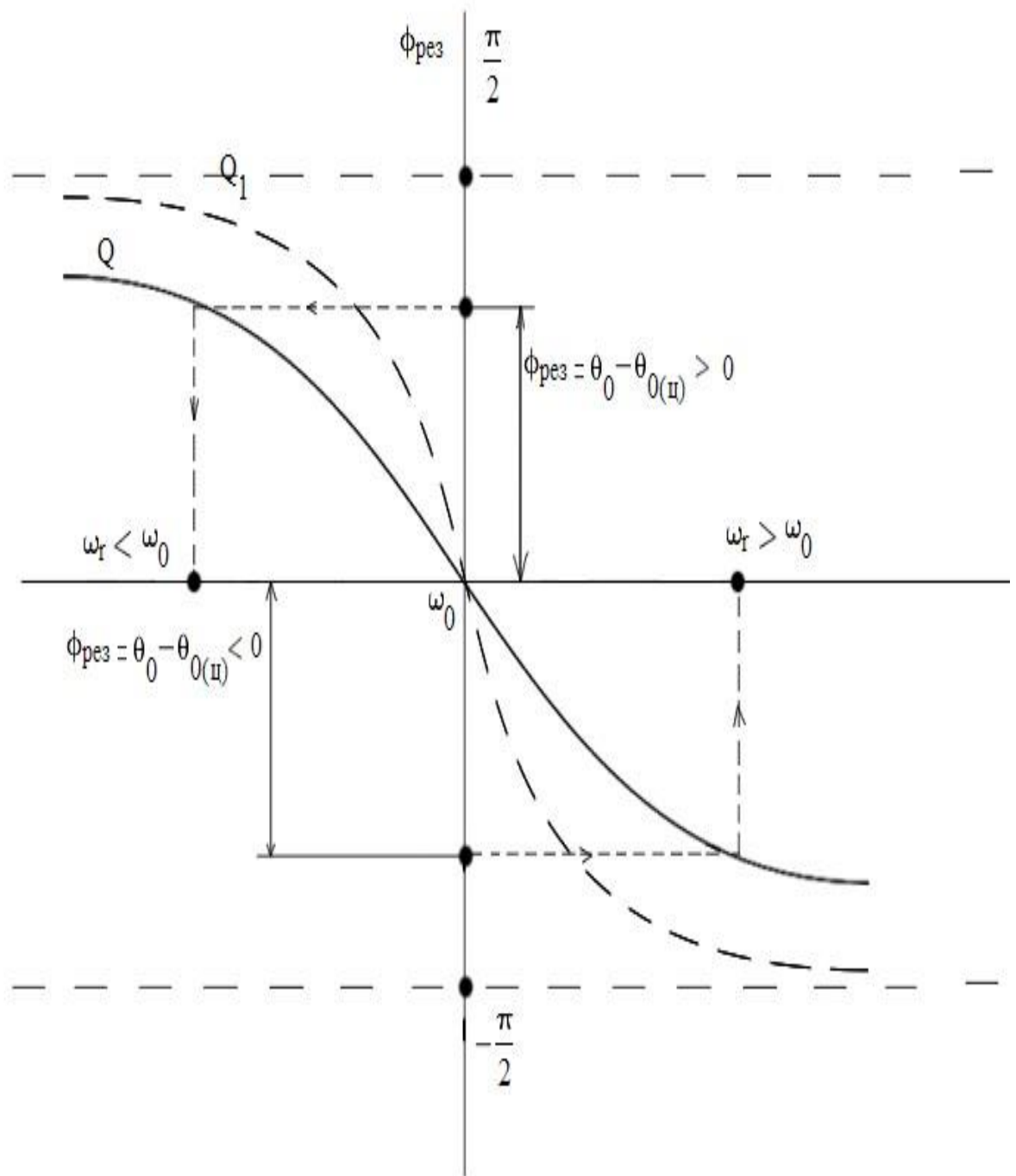


Рис. 1.19 – Фазочастотна характеристика резонатора

А. Абсолютна величина $|U_{\text{відб}}| = |U_{\text{відб}(ц)}|$, тоді $\theta_0 = \theta_{0(ц)}$ і відповідно умові (1.48), $\varphi_{\text{рез}} = 0$, що означає, що частота генеруючих коливань дорівнює власній частоті резонатора $\omega_r = \omega_0$ (рис 1.20, а).

Б. Якщо $|U_{\text{відб}}| > |U_{\text{відб}(ц)}|$, то дріб у (1.64) від'ємна, відповідно $\theta_0 - \theta_{0(ц)} < 0$ і тому $\varphi_{\text{рез}} < 0$ (струм в резонаторі $I_{\text{рез}(1)}$ випереджає за фазою напругу U_1). У відповідності з фазочастотною характеристикою (рис 1.19) зсув $\varphi_{\text{рез}} < 0$ можна отримати, якщо $\omega_r > \omega_0$ (рис 1.20, б).

В. Якщо $|U_{\text{відб}}| < |U_{\text{відб}(ц)}|$, то дріб у (1.64) додатній, відповідно $\theta_0 - \theta_{0(ц)} > 0$ і тому $\varphi_{\text{рез}} > 0$ (струм в резисторі $I_{\text{рез}(1)}$ відстає за фазою від U_1). У відповідності з ФЧХ (рис 1.19) зсув $\varphi_{\text{рез}} > 0$ можна отримати, якщо $\omega_r < \omega_0$ (рис 1.20, в)

Зв'язок фази $\varphi_{\text{рез}}$ з частотою для коливального контуру (резонатора), як правило, записується в вигляді

$$\operatorname{tg} \varphi_{\text{рез}} = -2Q_n(\Delta\omega/\omega_0) \quad (1.65)$$

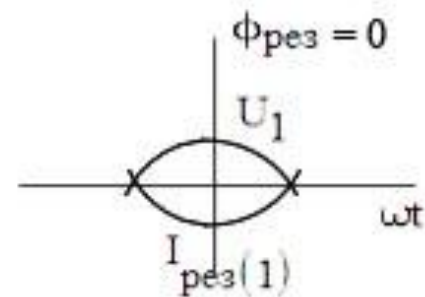
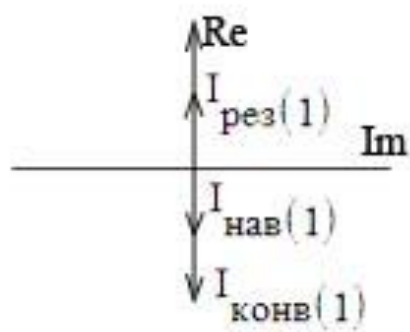
де $\Delta\omega = \omega - \omega_0 = \omega_r - \omega_0$ - відхилення частоти від власної частоти резонатора;

Q_n - добротність коливальної системи з урахуванням навантаження (навантажена добротність):

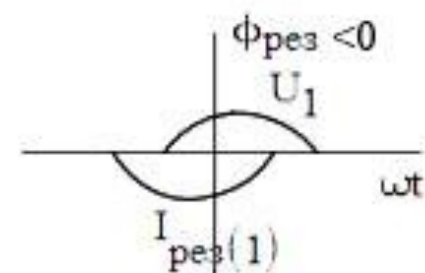
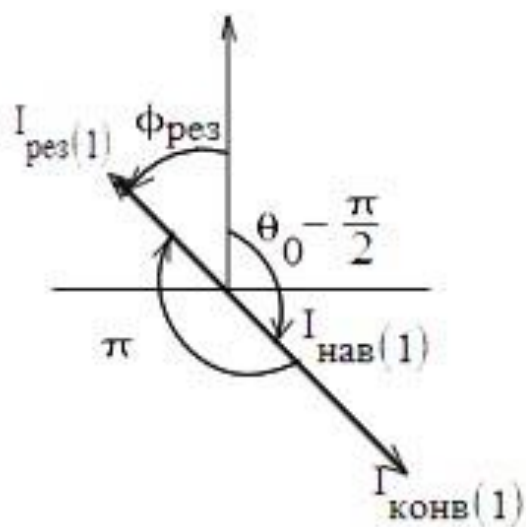
$$Q_n = \frac{\omega_0 C}{G_{\text{повн}}} = \frac{\omega_0 C}{G_p + G} \quad (1.66)$$

В (1.66) ємність C в загальному випадку не дорівнює зосередженій ємності зазору. Підставивши в (1.66) замість $\varphi_{\text{рез}}$ величину (1.64), отримаємо

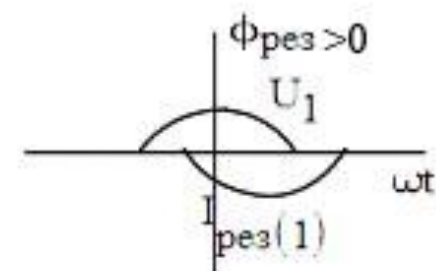
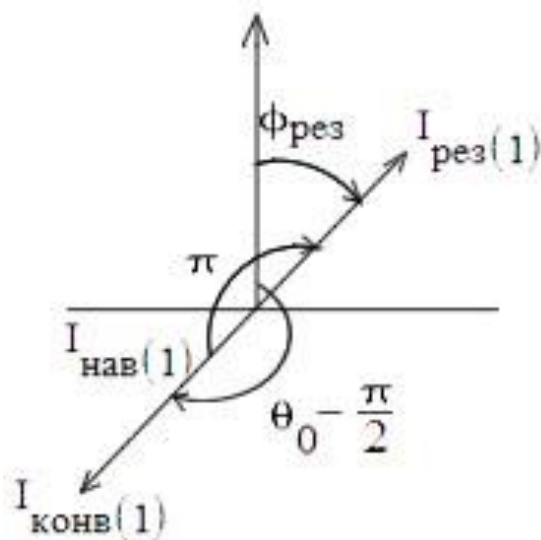
$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q_n} \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi(n+0.75)(|U_{\text{відб}(ц)}| - |U_{\text{відб}}|)}{U_0 + |U_{\text{відб}}|} \right] \quad (1.67)$$



а)



б)



в)

Рисунок 1.20

З (1.67) видно, що залежність $\Delta\omega(U_{\text{відб}})$ тангенціальна і залежить від номера зони n .

Крутизна і діапазон електронного перестроювання частоти (ЕПЧ).

Якщо в (1.67) виразити $\omega_0 = 2\pi f_0$, а $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ і розділити обидві частини на $\Delta|U_{\text{відб}}|$, то отримаємо:

$$\frac{\Delta f}{\Delta|U_{\text{відб}}|} = S_{\text{епч}} \approx \frac{f}{Q_n} \cdot \frac{\pi(n+0.75)}{U_0 + |U_{\text{відб}}|} \quad (1.68)$$

Вираз (1.68) називають крутизною електронного перестроювання в точці максимальної потужності (центри зони).

$$S_{\text{епч}} = \frac{df}{dU_{\text{відб}}}, \text{ МГц/В} \quad (1.69)$$

При визначенні $S_{\text{епч}}$ в (1.67) зміну $U_{\text{відб}}$ рахуємо малою, це дозволяє замінити тангенс аргументом в (1.68). На величину крутизни впливають $U_{\text{відб}}$ і Q_n .

Зони з великими номерами мають менше значення $|U_{\text{відб(ц)}}|$. Тому в (1.68) чисельник зростає, а знаменник зменшується, тобто $S_{\text{епч}}$ зростає.

При збільшенні добротності Q_n крутизна спадає, Q_n в (1.66) залежить від G_n , то з ростом G_n , під'єднаної паралельно до резонатора, виникає зменшення Q_n , що в результаті збільшує крутизну $S_{\text{епч}}$. Але зменшення добротності Q_n приводить до зменшення вихідної потужності. Тому необхідно вибирати проміжні значення добротності. Все про що говорилося, легко пояснюється за допомогою ФЧХ (рис. 1.19). Зі збільшенням Q_n залежність $\varphi_{\text{рез}}(\omega)$ поблизу ω_0 стає більш сильною, тому початкова зміна кута прольоту приведе до меншої зміни частоти генеруючих коливань, т.б. до спаду крутизни. Як правило в клістродах $S_{\text{епч}}$, порядку 1 МГц/В.

На рис 1.21 показана зміна частоти в межах декількох зон, які визначаються за формулою (1.67).

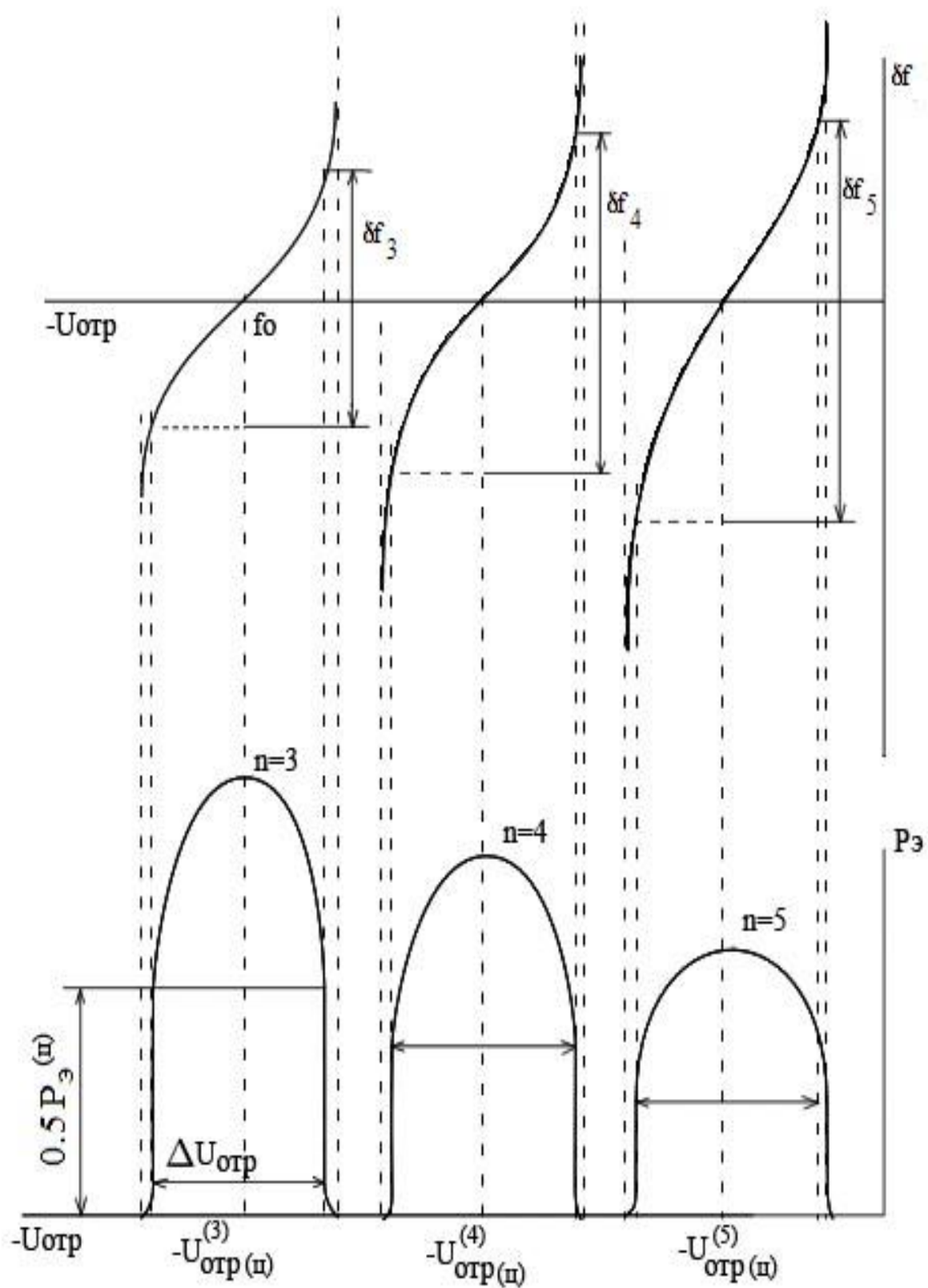


Рисунок 1.21

Діапазон електронного перестроювання (Δf)- інтервал зміни частоти генеруючих коливань між точками половинної потужності. Ширина діапазону електронного перестроювання зростає при збільшенні номеру зони. Як правило $\Delta f < 1\%$ (рис 1.21).

1.14 Типові данні і застосування відбивного клістрону

Параметрами відбивного клістрону являються вихідна потужність, робочий діапазон частот генеруючих коливань, діапазон і крутизна електронного перестроювання частоти.

- Вихідна потужність сучасних відбивних клістронів підвищеної потужності коливається в межах 0,25-1,8 Вт.

- Робочий діапазон можна регулювати механічним регулюванням ємності, або індуктивності основного і додаткового резонаторів (зміну частоти на $\pm 10\%$ можна досягнути зміною відстані між сітками. Індуктивне перестроювання в клістронах з резистором зовні балону за допомогою поршня $\pm 20\%$). Недолік механічного перестроювання - порівняно низька стабільність при зміні зовнішніх умов[1].

- Діапазон електронного перестроювання Δf складає 10-50 МГц, т.б. менше 1%, але в спеціальних клістронах може досягнути 10-15%.

- Крутизна електронного перестроювання

- в десятисантиметровому діапазоні 0,3-0,5 МГц/В,

- в трьохсантиметровому діапазоні 1,0-2,5 МГц/В,

- в восьмиміліметровому діапазоні 5-8 МГц/В,

- ККД не перевищує декількох відсотків

- Прискорююча напруга U_0 складає 250-450 В - низьковольтних клістронів і 750-2500 В - високовольтних клістронів.

- Маса в межах 0,05-0,3 кг

- Термін служби 15-20 тис годин.

Клістроны отримали широке застосування в дм, см, мм діапазонах. Застосовуються в якості гетеродинів НВЧ приймачів, у вимірювальних генераторах для лабораторних досліджень, малопотужних передавачах в радіорелейній, радіонавігаційній і телевізійній апаратурі, в якості генераторів накачки для па

раметричних підсилювачів НВЧ і т.д. Вони являються найбільш масовими електронними приладами НВЧ, але в останні роки відчувається конкуренція з боку твердотілих генераторів, НВЧ- транзисторних генераторів з перемножувальними колами, генераторів Ганна, лавинно-пролітних діодів (низькі напруги живлення і зменшення ваги, габаритів) Але в них недолік - високий рівень шуму[2].

2 ЛАМПА РУХОМОЇ ХВИЛІ О-ТИПУ (ЛРХ)

2.1 Визначення і будова ЛРХ

Визначення: ЛРХ О-типу називають електронний прилад НВЧ діапазону, в якому використовується довга взаємодія згрупованого потоку електронів, які рухаються в поперемножувальному електричному і магнітному полях, з прямою гармонікою сигналу, яка поширюється поперемножувальною системою.

Будова: ЛРХ – це довга скляна колба голчастої форми (1) (рис. 2.1). Ліворуч розташовується ряд електродів (електронна гармата), яка призначена для утворення вузьконаправленого пучка електронів. Електронна гармата складається з катода (2), керуючого електрода (3), одного, або двох анодів (4,5) Катод (2) виконаний у вигляді циліндра, дно якого вгнуте, сферичне, покрите оксидним (емітуючим) шаром.

Керуючий електрод (3) і аноди (4,5) виконані у вигляді дисків з отворами, або циліндрів з перегородками, з невеликими отворами (діафрагмами) в центрі. Керуючий електрод (3) виконує роль сітки і, як правило, знаходиться під невеликим від'ємним потенціалом ($U_{кер}$), рис. 2.1. Змінюючи величину цього потенціалу, можна змінювати інтенсивність електронного потоку.

На аноди (4,5) подається позитивна напруга U_0 . Через різниці потенціалів керуючого електрода (3) і аноду (4) утворюється система електростатичних лінз, яка попередньо фокусує електронний промінь. Якщо використовується другий анод (5), то поле між анодом (4) і анодом (5) утворює електронну лінзу.

Після другого аноду (5), потік електронів представляє собою вузький циліндричний промінь, який потім по осі поперемножувальної системи (9) рухається до колектора (6), де і зупиняється. Колектор (6) має форму стакану, або конуса і знаходиться під позитивним потенціалом.

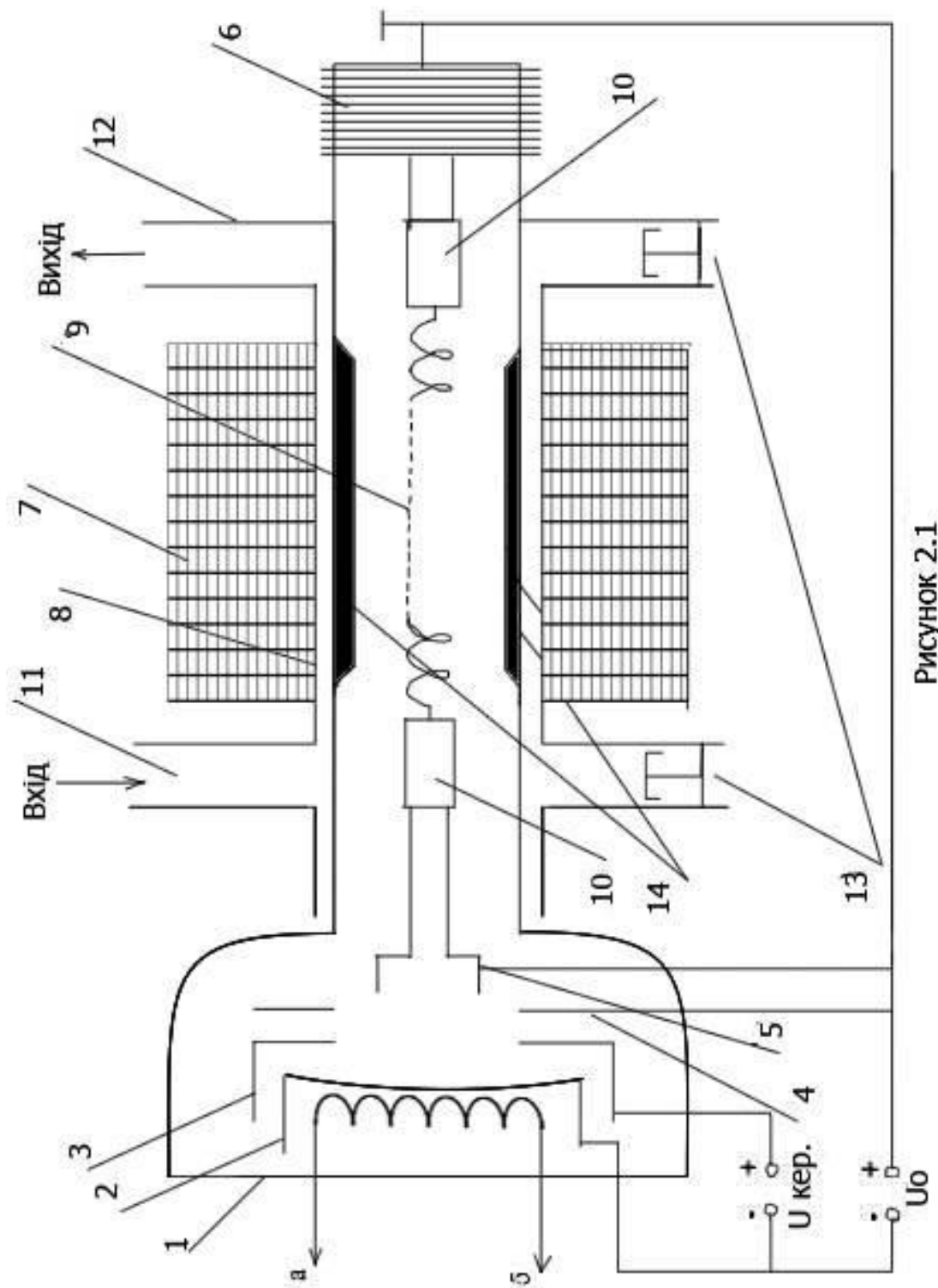


Рисунок 2.1

Остаточно електронний промінь фокусується магнітним полем довгої катушки (7), яка намотана на металевий каркас (8). Сама лампа розміщена всередині цього соленоїда.

В якості сповільнюючої системи в ЛРХ частіше всього використовується спіраль (9). На початку і в кінці спіраль має великий крок намотки і плавно переходить в два циліндри (10), які утворюють зв'язок спіралі з вхідною (11) і вихідною (12) коаксіальними лініями.

Важливою проблемою в підсилювачах на ЛРХ являється узгодження з СС з хвильовим опором вхідного фідера і опором навантаження. При неповному узгодженні, частина енергії НВЧ коливань відбивається і утворюється зворотній зв'язок. Можливе самозбудження ЛРХ. Усувається це за допомогою КЗ настоюваних хвилеводів (13), які вмикаються паралельно до входу і виходу, а також вводиться спеціальний поглинач (14). Він виконаний у вигляді вставлень з добре поглинаючих ВЧ матеріалів.

2.2 Принцип дії ЛРХ

НВЧ коливання, які підлягають підсиленню, поступають до входу лампи і поширюються вздовж спіральної сповільнюючої системи (ССС). Параметри спіралі вибираються такими, щоб забезпечити потрібне сповільнення, але при цьому повинна бути невелика дисперсія, для отримання рівномірного підсилення в широкій смузі частот при незмінній прискорюючій напрузі. Ефективна взаємодія електронного потоку з хвилею проходить при умові, що $V_{\phi} \approx V_0$. Під час руху електронів в середині спіралі в полі рухомої хвилі, вони взаємодіють з цією хвилею. В залежності від фази НВЧ поля, електрони при вході в спіралі гальмуються, або прискорюються. В результаті різниці швидкостей електронів відбувається їх групування в згустки. Якщо правильно вибрати V_{ϕ} і V_0 , згустки утворюються в тій же частині біжучої хвилі, де електрони гальмуються.

При подальшому русі, електрони поступово гальмуються, передаючи свою кінетичну енергію хвилі, амплітуда якої значно перевищує амплітуду сигналу на вході.

2.2.1 Групування електронів в ЛРХ

Електричне поле в спіралі. Припустимо, що на вхід ЛРХ подається НВЧ коливання з частотою ω . Представимо повздовжню складову електричного поля E_z у вигляді рухомої хвилі.

$$E_z = E_{z0} \cdot \exp(\omega t - \beta z),$$

де $\beta = \frac{\omega}{V_\Phi}$ - коефіцієнт фази.

Структура поля в спіральній лінії зображена на рис. 2.2.

Електричне поле має крім радіальної, повздовжню складову, яка тим більша, чим вище сповільнення хвилі. Вздовж сповільнюючої структури рухається сфокусований тонкий промінь потоку електронів з швидкістю V_0 . В тій частині спіралі, де вектор E_z співпадає з вектором V_0 , поле для електронів гальмуюче і, навпаки, де E_z протилежний V_0 - прискорююче (рис. 2.2).

Графік руху електронів. Графіки руху електронів відносно деякої точки z , яка знаходиться на осі спіралі і рухається вздовж осі з швидкістю V_Φ хвилі зображені у вигляді прямих ліній (1,2,3), в залежності від співвідношення V_0 і V_Φ (рис. 2.3, а).

Якщо $V_0 = V_\Phi$, то електрон в будь-який момент часу знаходиться проти точки спостереження z (пряма 1). Це можна пояснити наочно на такому прикладі припустимо, що автомашина рухається по шосе, паралельно залізниці. Якщо швидкість автомашини дорівнює швидкості потяга, то вона буде увесь час знаходитися перед очима пасажирів (рис. 2.3, б). Якщо $V_0 < V_\Phi$, то з часом зміщення Δz буде від'ємним, через те, що електрон буде відставати від спостерігача (пряма 2). І при $V_0 > V_\Phi$ електрон випереджає спостерігача і Δz буде позитивним (пряма 3).

Скористаємося цими роздумами для пояснення модуляції за швидкістю і густиною в ЛРХ.

Випадок 1. $V_0 = V_\Phi$. З рис. 2.2 для структури поля бачимо, що електрони 1,3,5,7,... знаходяться в перерізах з вузлами повздовжньої складової поля і тому не мають вісьового прискорення, їх швидкість не змінюється при проходженні СС.

Парні електрони 2,4,6,8,... знаходяться в перерізах з пучностями E_z . Вони одержують прискорення, по напрямку протилежному силовим лініям E_z з урахуванням від'ємного заряду електрона, і зміщуються до електронів 3,7,9,..., які стають центрами згустків, що утворюються.

З рис. 2.2,а видно, що згустки утворилися в перерізах, де $E_z = 0$. Тому при $V_0 = V_\Phi$ згустки хоча і будуть утворюватися, але не будуть підсилювати поле хвилі.

Випадок 2. $V_0 < V_\Phi$. Електронний потік буде відставати від хвилі і всі електрони групуються в області прискорюючого ВЧ поля, яке буде віддавати їм свою енергію. В наслідок цього, швидкість електронів зростає. В результаті ЛРХ не підсилює сигнал, а послаблює (рис. 2.2, б).

Випадок 3. $V_0 > V_\Phi$. Електрони, які знаходяться в прискорюючому полі, отримують додаткове прискорення і переміщуються в область гальмуючого поля, де їх рух сповільнюється. В гальмуючому полі вони передають свою кінетичну енергію рухомої хвилі. Амплітуда хвилі по мірі поширення вздовж СС буде зростати. Необхідна умова підсилення ЛРХ: $V_0 \geq V_\Phi$. (рис. 2.2, в).

Швидкість електронів при взаємодії з ВЧ полем буде зменшуватись і під час руху вздовж СС згустки електронів будуть зміщуватися відносно біжучої хвилі. Необхідна така різниця в швидкостях, щоб під час руху згустку вздовж СС, він не вийшов з області гальмуючого поля. Умова $V_0 \geq V_\Phi$ називається умовою приблизного синхронізму. Як правило, різниця складає не більше 5-10%.

Розподіл конвекційного струму $i_{\text{конв}}$ промодульованого електронного потоку вздовж СС показаний на рис. 2.4, б. Максимальні значення $i_{\text{конв}}$ відповідають центрам електронних згустків.

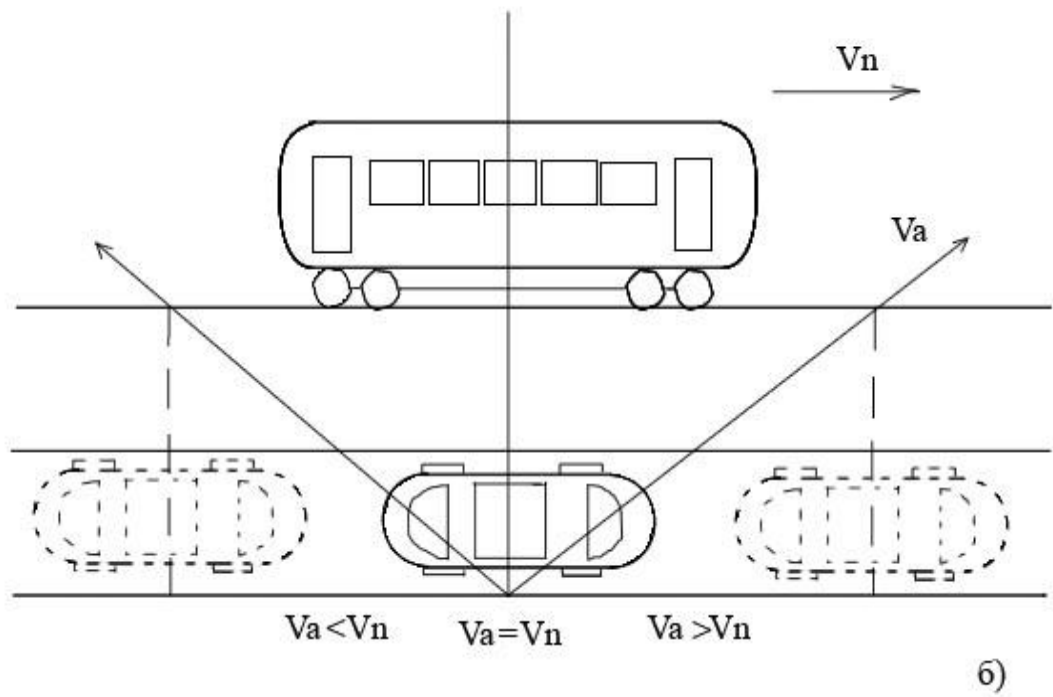
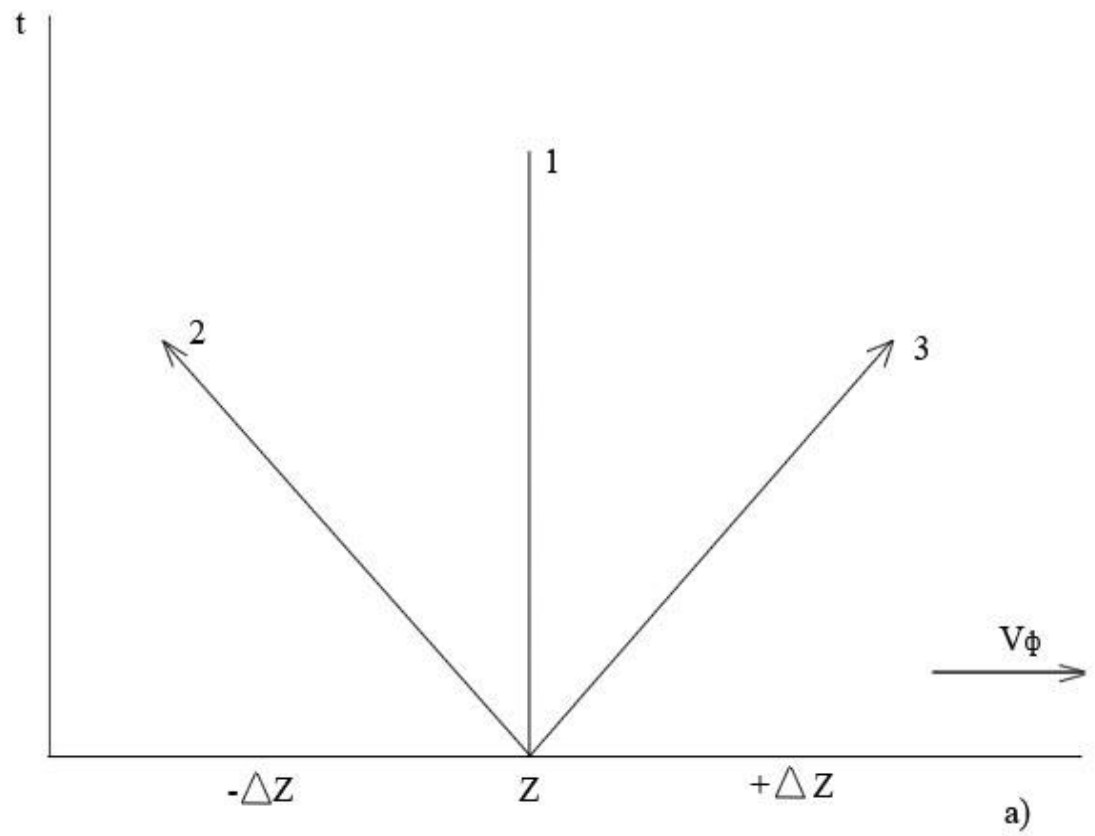


Рисунок 2.3

Ці електронні згустки наводять в СС рухому хвилю так, що опиняються в гальмуючих півперіодах збуджуваної хвилі. Це приводить до збільшення амплітуди взаємодіючої гармоніки і гальмуванню електронних згустків, які зміщуються до прискорюючих півперіодів рухомої хвилі. Там вони догруповуються під дією амплітуди НВЧ поля, яка збільшується.

При взаємодії електронів з прямою хвилею СС, коли V_{ϕ} і $V_{гр}$ за напрямком співпадають, амплітуда ВЧ поля і конвекційного струму наростає від входу до виходу (рис. 2.4, б, в).

Таким чином, процеси взаємодії ВЧ поля з електронним потоком в ЛРХ, в принципі ті ж, що і в відбивному клістріні, тільки там модуляція по швидкості і густині і відбір енергії розділені в просторі і часі, а в ЛРХ всі три процеси протікають одночасно і в одному і тому ж просторі.

2.3 Сповільнюючі системи

Вимоги до сповільнюючих систем:

- Забезпечення необхідного сповільнення біжучої хвилі і отримання потрібної дисперсійної характеристики $V_{\phi}(f)$;
- Забезпечення високого ступеню зв'язку електронного потоку з хвилею, т.б. отримання великого значення складової ВЧ електричного поля, напрямленої вздовж електронного потоку в області руху електронів.

Для отримання широкосмугового підсилення необхідна приблизна рівність V_{ϕ} хвилі і швидкості електронів у всій частотній смузі підсилюваних коливань. Це означає, що сповільнююча система повинна бути малодисперсійною, т.б. V_{ϕ} практично не повинна залежати від частоти.

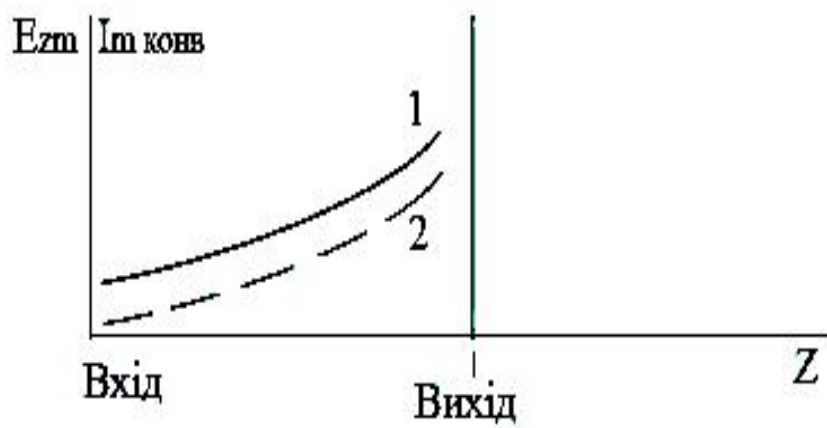
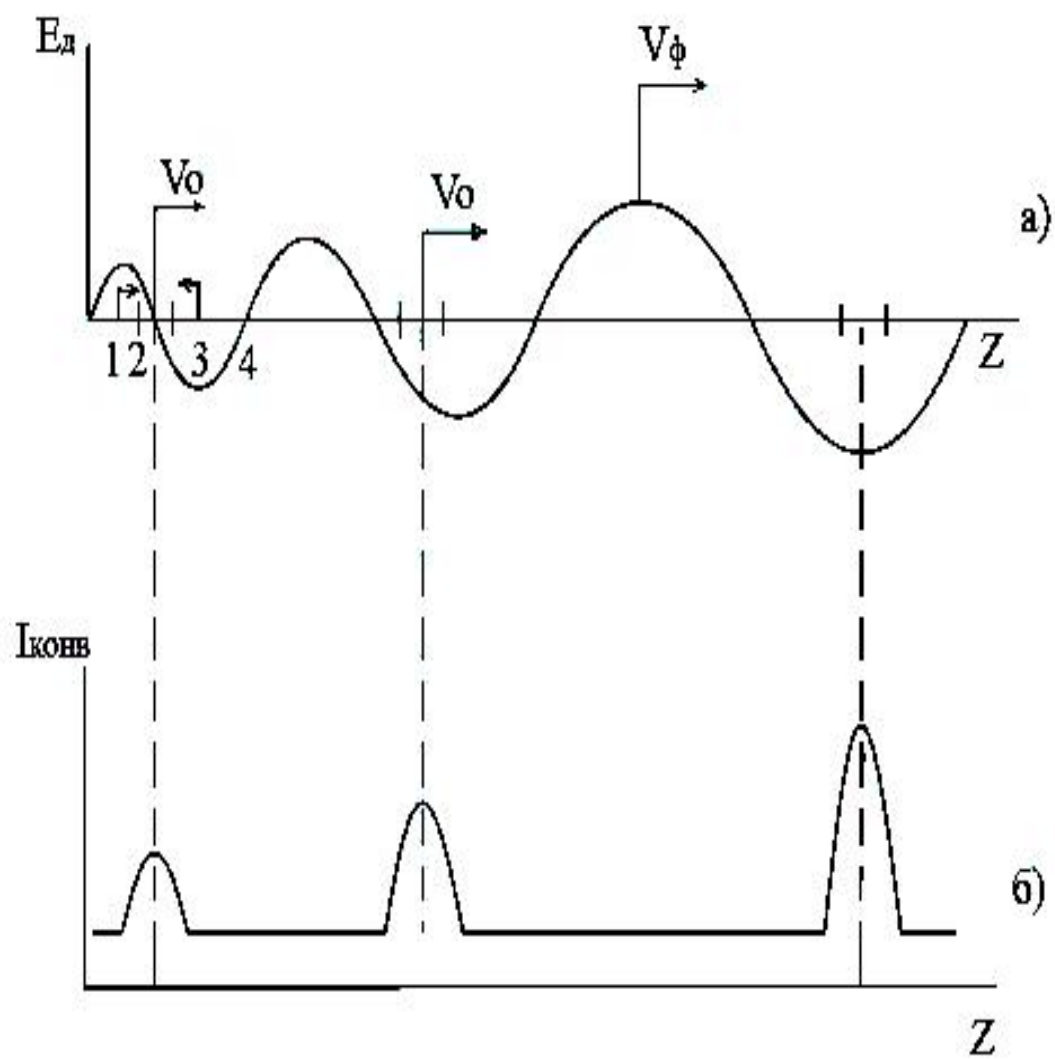


Рисунок 2.4

2.3.1 Різновидності сповільнюючих систем

В техніці НВЧ отримали поширення сповільнюючі системи, в яких використовуються лінії передачі з періодично - змінним профілем, або періодично-повторюваними неоднорідностями. В таких системах повздовжня складова E_z сповільнюється.

Для характеристики сповільнюючої системи вводять коефіцієнт сповільнення, який показує в скільки раз швидкість світла C більша фазової швидкості хвилі.

$$K_c = \frac{c}{v_\phi}. \quad (2.1)$$

На рис. 2.5 показані деякі різновидності сповільнюючих систем: спіральна (а), циліндричний діафрагмований хвилевід (б), коаксіальний кабель з гофрованим центральним електродом (в), система зустрічних штирів (г), гребінка (д), циліндричний гофрований хвилевід з індуктивними щілинами зв'язку (є), подвійна спіраль (ж), спіраль з внутрішнім електродом (з), і інші. В малопотужних ЛРХ найбільш широко використовуються спіральні СС (а).

Сповільнення в спіральній системі можна пояснити наочно на прикладі обвитка спіралі (рис. 2.6, а). Хвилі поширюються вздовж проводу спіралі з фазовою швидкістю $V_{\phi L}$, яка дорівнює швидкості світла V_0 тобто $V_{\phi L} \approx V_0$.

Фазова швидкість хвилі за напрямком z менша і дорівнює

$$V_{\phi z} = V_{\phi L} \cos \alpha,$$

де α - кут піднімання спіралі.

Кут α можна легко визначити з рис. 2.6, б, на якому зображена розгортка обвитка спіралі. Там введені позначення: πd - довжина кола спіралі; L - довжина розгорнутого обвитка; S - крок спіралі. Ці параметри зв'язані співвідношенням

$$L^2 = (\pi d)^2 + S^2; \cos \alpha = S/L$$

Якщо $S \ll \pi d$, то

$$\cos \alpha = \frac{S}{\sqrt{(\pi d)^2 + S^2}} \approx \frac{\pi d}{S}$$

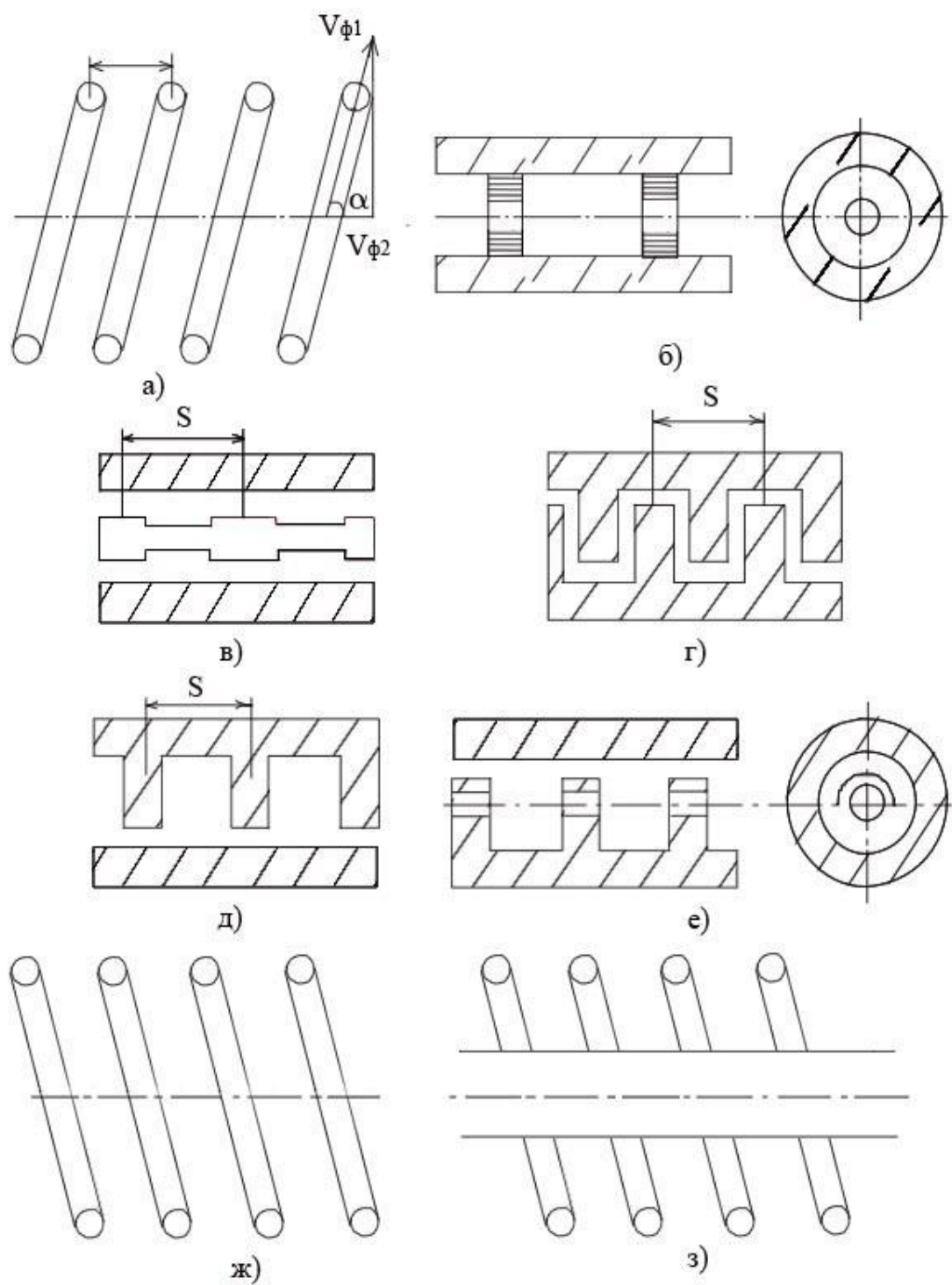
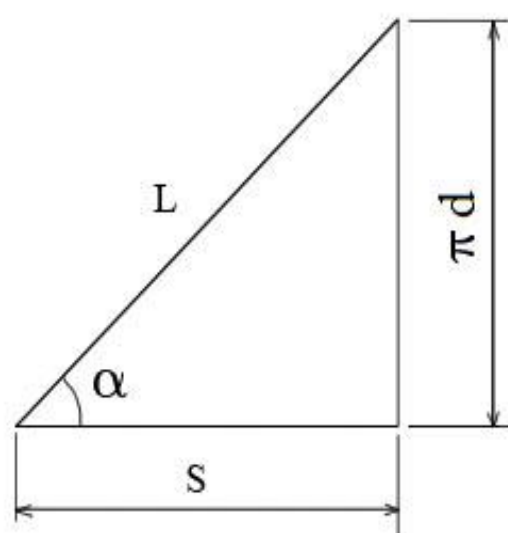
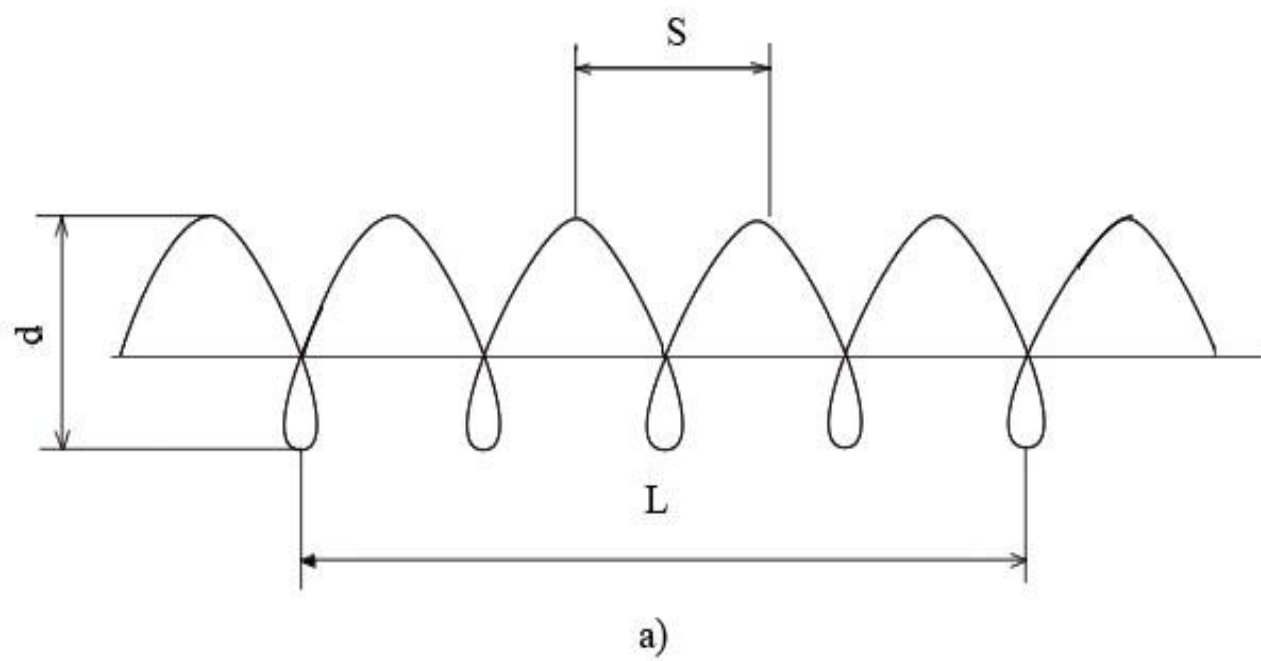


Рисунок 2.5



б)

Рисунок 2.6

Тоді $V_{\phi z} = V_0 S / \pi d$. Для спіральної СС коефіцієнт сповільнення буде дорівнювати

$$K_c = \frac{\pi d}{S} \cdot$$

Сповільнення буде збільшуватися з ростом діаметра обвитка і зменшенням кроку спіралі.

2.3.2 Поле в періодичних сповільнюючих системах і просторові гармоніки

Розглянемо, по якому закону буде змінюватися поле в періодичній СС. Зробимо це на прикладі гребінчастої СС (рис. 2.5, д). Припустимо, що вона нескінченно протяжна і там існує рухома хвиля, яка поширюється праворуч.

Картина силових ліній електричного поля поблизу виступів такої СС зображена на рис. 2.7, а. У всіх комірках з просторовим періодом S , картина силових ліній схожа, але напруженість в них неоднакова.

В загальному випадку поле в сповільнюючій структурі залежить від координат x , y , z і часу t . Для аналізу процесу взаємодії електронів з полем, необхідно знати зміну складової E_z , яка співпадає з напрямком руху електронів.

В т. 1, 2, 3, ... які знаходяться під серединою виступів, $E_z = 0$, т. я. в цих точках силова лінія паралельна вісі z . В кожній комірці поле E_z максимальне в середині комірки, де $E_y = 0$. Залежність $E_z(z)$ в момент t' і $t'' > t'$ має вигляд, зображений на рис. 2.7, б. Залежність несинусоїдальна. Зсув огинаючої відповідає напрямку поширення хвилі.

Строгий розгляд поля в періодичних сповільнюючих системах повинен базуватися на розв'язанні рівнянь Максвела при виконанні граничних умов на поверхні електродів, профіль яких періодично змінюється (періодичні граничні умови).

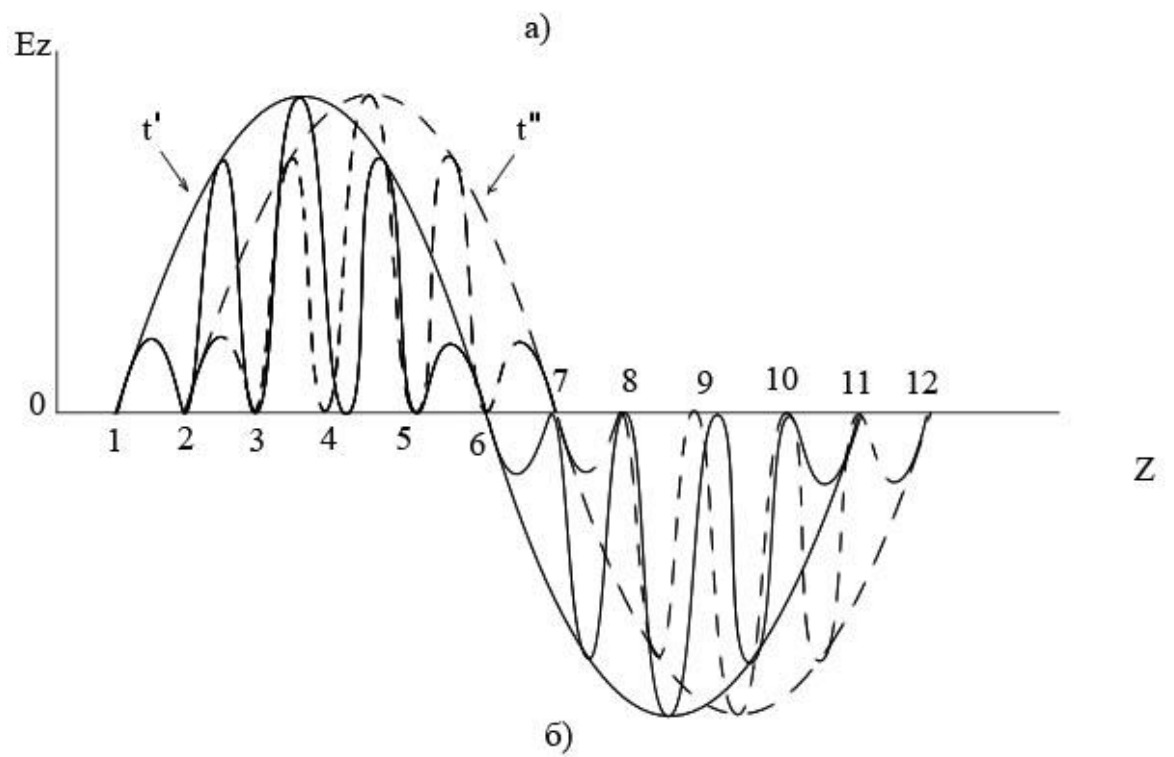
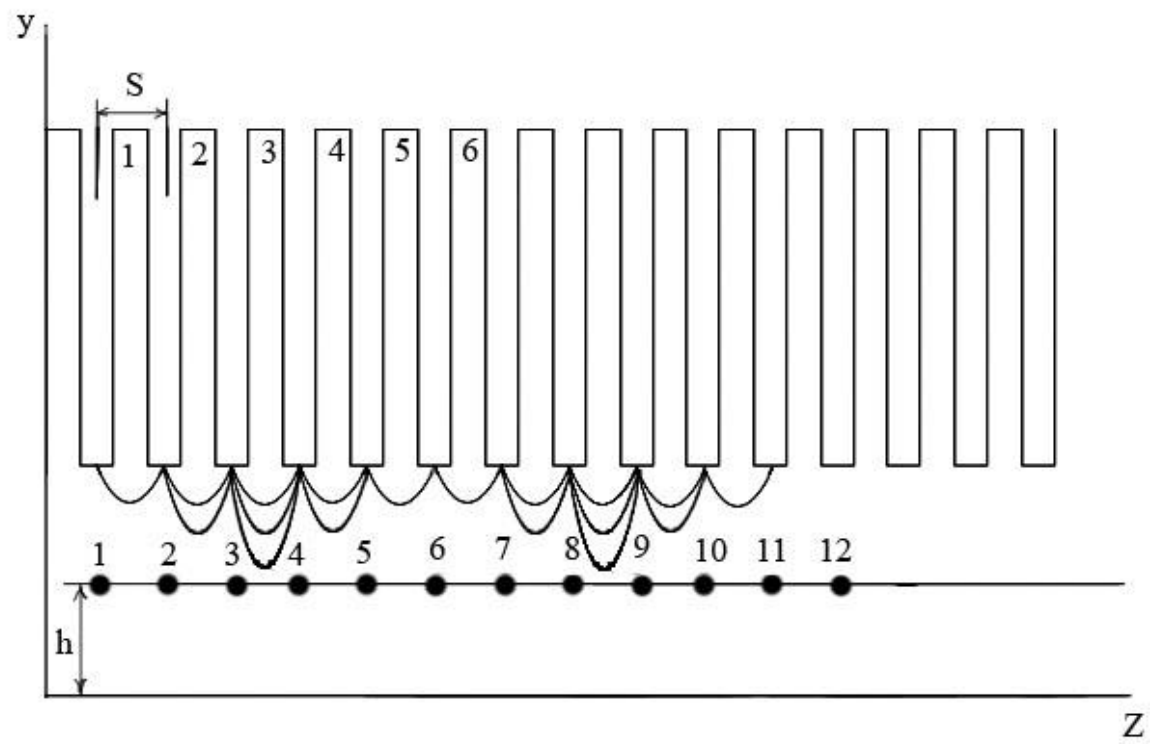


Рисунок 2.7

Часткове рішення рівнянь Максвелла для амплітуди E_z має вигляд:

$$E_z(x, y, z) = \overline{E}_z(x, y, z) \exp(-j\beta_0 z) \quad (2.2)$$

де $\overline{E}_z(x, y, z)$ - періодична по z функція з періодом рівним періоду сповільнюючої системи S ; β_0 — деяке хвильове число.

Порівняємо амплітудні значення поля E_z в симетричних точках, які відстають на період S . З (2.2), слідує, що

$$E_z(x, y, z + S) = \overline{E}_z(x, y, z + S) \exp(-j\beta_0(z + S)) \quad (2.3)$$

Із-за періодичності функції $\overline{E}_z$ можна записати:

$$\overline{E}_z(x, y, z + S) = \overline{E}_z(x, y, z) \quad (2.4)$$

Якщо використовувати (2.2) і (2.4) можна привести (2.3) до вигляду:

$$\overline{E}_z(x, y, z + S) = \overline{E}_z(x, y, z) \exp(-j\beta_0 z) \exp(-j\beta_0 S)$$

або

$$E_z(x, y, z + S) = E_z(x, y, z) \exp(-j\beta_0 S) \quad (2.5)$$

Таким чином, амплітуда поля в будь - якому поперечному перерізі сповільнюючої системи відрізняється від амплітуди поля в іншому перерізі лише комплексною сталою $\exp(-j\beta_0 S)$. Це доведення називається теоремою Флоке для періодичної системи.

Розглянемо уважніше рівняння (2.2). Періодичну функцію $\overline{E}_z(x, y, z)$ можна розкласти в ряд Фур'є по координаті z . В комплексному вигляді ця функція представляється рядом

$$\overline{E_z}(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_{zp}(x, y) \exp(-jp \frac{2\pi}{S} z), \quad (2.6)$$

де p - цілі числа $(0, \pm 1, \pm 2, \dots)$, а

$$E_{zp}(x, y) = \frac{1}{S} \int_0^S E_z(x, y, z) \exp(jp \frac{2\pi}{S} z) dz \quad (2.7)$$

- коефіцієнти розкладання в ряд.

Підставляючи (2.6) в (2.2) отримаємо залежність амплітуди поля від координат

$$E_z(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_{zp}(x, y) \exp(-j\beta_p z), \quad (2.8)$$

$$\text{де } \beta_p = \beta_0 + p \frac{2\pi}{S}, \quad p=1, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.9)$$

Якщо E_z гармонічно змінюється за часом, то необхідно вирази (2.2) і (2.8) доповнити множником $\exp(j\omega t)$.

$$E_z(x, y, z, t) = E_z(x, y, z) \exp(j\omega t) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_{zp}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta_p z)] \quad (2.10)$$

Отже, поле в періодичній сповільнюючій системи можна представити нескінченною сумою рухомих хвиль з однаковою частотою ω і різними коефіцієнтами фази β_p , і амплітудами E_{zp} . Ці хвилі з'явилися в результаті розкладання функції $\overline{E_z}(x, y, z)$ в ряд по просторовій координаті, тому їх називають просторовими гармоніками.

Всі *просторові гармоніки* змінюються з часом із частотою вхідного сигналу, а поява різних коефіцієнтів фази - це результат несинусоїдальної залежності поля E_z від координати z .

Просторові гармоніки завжди існують разом, розв'язок у вигляді однієї рухомої хвилі не може задовольнити граничним умовам.

2.3.3 Параметри просторових гармонік

Просторові гармоніки у відповідності з (2.9) мають різні коефіцієнти фази β_p . Гармоніка $p=0$ називається *нульовою просторовою гармонікою*, $p=+1$ - *плюс першою*, $p=-1$ - *мінус першою*, і т.д. Гармоніки з номером $p>0$ - *позитивні*, а з $p<0$ - *від'ємні*, β_0 - коефіцієнт фази нульової просторової гармоніки.

Довжина хвилі гармоніки

$$\lambda_{\text{хв}}^{(p)} = \frac{2\pi}{\beta_p} = \frac{2\pi}{\beta_0 + \frac{2\pi}{S} \cdot p} \quad (2.11)$$

Фазова швидкість просторової гармоніки

$$V_{\Phi}^{(p)} = \frac{\omega}{\beta_p} = \omega / (\beta_0 + \frac{2\pi}{S} p). \quad (2.12)$$

Таким чином, просторові гармоніки мають різні фазові швидкості. Просторову гармоніку, яка має найбільшу V_{Φ} , називають *основною*. В нашому випадку - це нульова гармоніка. В деяких варіантах конструкцій сповільнюючих систем основною гармонікою може виявитись гармоніка з номером $p=-1$.

Порівняємо просторові гармоніки по величині групової швидкості, яка характеризує швидкість переносу енергії:

$$V_{\text{гр}} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta_p}, \quad (2.13)$$

$$V_{\text{гр}} = (1/(\partial \beta_p / \partial \omega)) = 1/(\partial / \partial \omega (\beta_0 + \frac{2\pi}{S} p)) = 1/(\partial \beta_0 / \partial \omega) = \partial \omega / \partial \beta_0 \quad (2.14)$$

тобто групова швидкість всіх гармонік однакова і дорівнює груповій швидкості нульової гармоніки. Через те, що величина і напрямок групової швидкості V_{gr} однакові для всіх гармонік, зручно її вважати завжди додатньою і порівнювати з нею $V_{\Phi}^{(p)}$. Фазова швидкість гармоніки буде додатньою, якщо її напрямок співпадає з напрямком групової швидкості (напрямок від генератора до навантаження), і буде від'ємною - при протилежному напрямку (напрямок від навантаження до генератора).

Хвилю, в якій напрямки V_{Φ} і $V_{\Phi}^{(p)}$ однакові називають прямою хвилею. З протилежним напрямком - зворотньою хвилею, відповідно ця назва переноситься і на назву гармонік (прямі і зворотні просторові гармоніки).

Всі гармоніки з $p > 0$ - прямі, з $p < 0$ - зворотні. Нульова гармоніка ($p = 0$) може бути прямою ($V_{\Phi} > 0$) і зворотньою ($V_{\Phi} < 0$).

2.3.4 Види дисперсії

В сповільнюючій системі, як і в будь-якій лінії передачі V_{gr} і $V_{\Phi}^{(p)}$ залежать від частоти. Ці залежності називаються дисперсійними характеристиками, або дисперсією. Дисперсію називають нормальною, якщо абсолютне значення фазової швидкості зменшується з ростом частоти, тобто

$$\frac{d|V_{\Phi}^{(p)}|}{d\omega} < 0. \quad (2.15)$$

При

$$\frac{d|V_{\Phi}^{(p)}|}{d\omega} > 0 \quad (2.16)$$

дисперсія фазової швидкості називається аномальною. Дисперсія від'ємних просторових гармонік ($p < 0$), або зворотніх, завжди аномальна, а додатних ($p > 0$) або прямих, може бути аномальною і нормальною. Характер дисперсії нульової і гармоніки ($p = 0$) залежить від того, пряма вона чи зворотня. Якщо гармоніка з

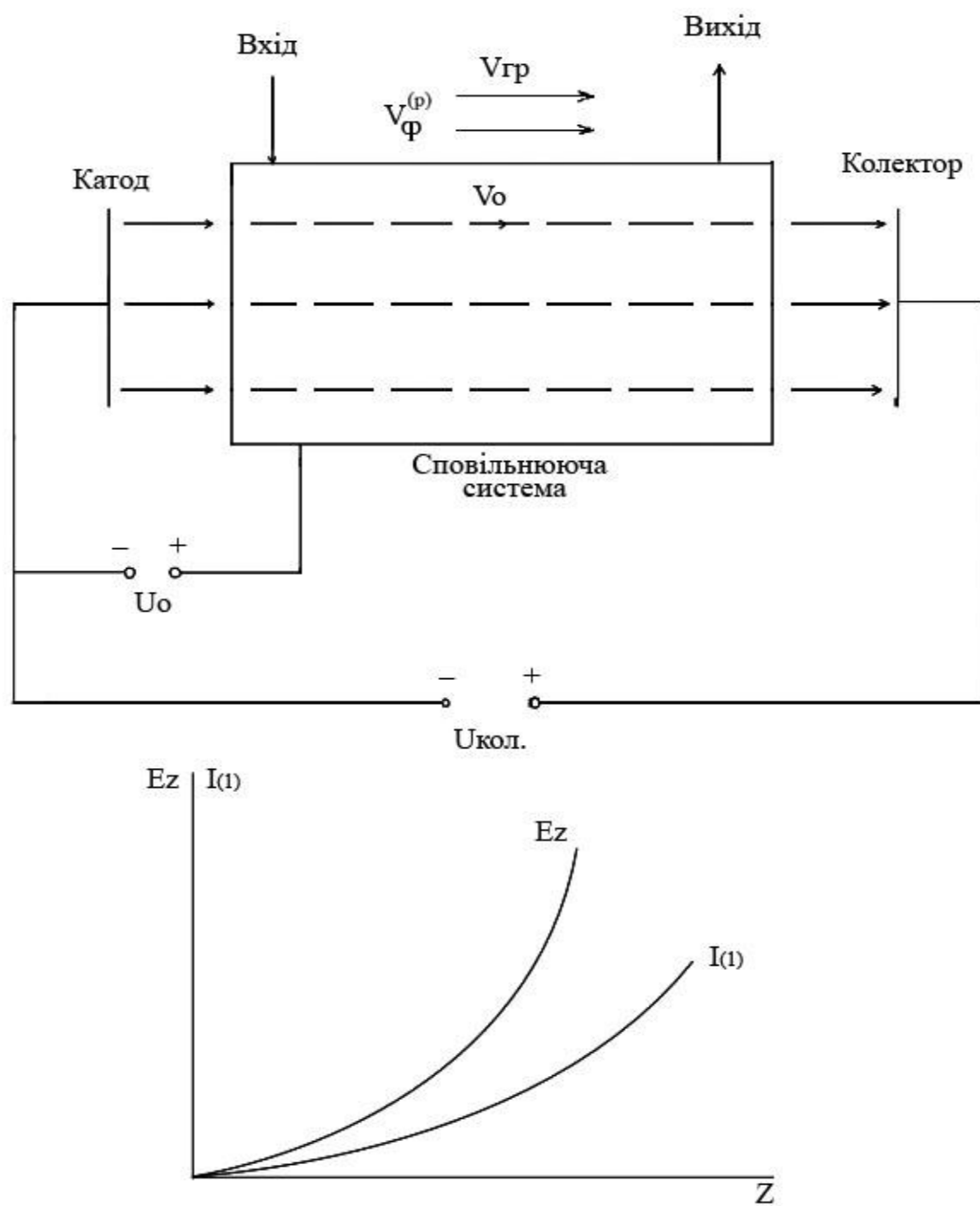


Рисунок 2.8

номером $p=0$ - пряма, то дисперсія може бути будь-якою і визначається конкретним типом СС. Якщо нульова гармоніка зворотня, то незалежно від типу СС - дисперсія аномальна.

В ЛРХ робочою являється пряма хвиля: нульова гармоніка, якщо вона пряма, або додатня. Тому такі прилади називаються лампами прямої хвилі на підміну від ламп зворотньої хвилі, в яких використовується зворотня хвиля.

Принципальна особливість ЛРХ: співпадання $V_{\phi}^{(p)}$ прямої гармоніки з $V_{гр}$ (напрямок руху НВЧ- енергії в СС). Передача енергії проходить при виконанні умови приблизного синхронізму $V_0 > V_{\phi}^{(p)}$. Тобто, в ЛРХ напрямки швидкості V_0 , $V_{\phi}^{(p)}$, $V_{гр}$ співпадають і це визначає її принципальну схему (рис.2.8).

2.4 Дисперсійне рівняння (лінійна теорія ЛРХ)

Процеси, які протікають в ЛРХ, в першому наближенні, можуть бути і описані за допомогою лінійної теорії, або *теорії малих амплітуд*.

Під дією повздовжньої складової E_z біжучої хвилі $E_z = E_{zm} e^{(j\omega - \Gamma^{(i)}z)}$ проходить швидкісна модуляція електронів $V = V_0 + V^{\sim}$ яка забезпечує модуляцію електронного потоку за густиною об'ємного заряду ($\rho = \rho_0 + \rho^{\sim}$). Змінні складові швидкості і густини об'ємного заряду мають вигляд біжучих хвиль з сталою розповсюдження $\Gamma^{\sim}$:

$$\begin{aligned} V^{\sim} &= V_m e^{(j\omega t - \Gamma^{(i)}z)} \\ \rho^{\sim} &= \rho_m e^{(j\omega t - \Gamma^{(i)}z)} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Припускається, що амплітуда V_m і ρ_m малі порівняно з V_0 і ρ_0 . Розв'язок задачі взаємодії біжучої хвилі з електронним пучком можна розбити на три етапи:

Перший етап. Повздовжня складова E_z в СС вважається заданою і визначається модуляція електронного потоку за густиною, тобто амплітуда конвекційного струму. Реальна СС заміщується еквівалентною схемою з зосередженими параметрами – ємностями і індуктивностями. Така схема має властивості фільтрів (рис. 2.9). Кожний період СС – це комірка фільтра з активними опорами $X_1 X_2/2$.

Смугу пропускання такої схеми можна знайти з теорії фільтрів частотами ω_0 і ω_π , на яких зсув фази φ_0 на одну комірку дорівнює 180° . Параметри еквівалентної схеми мають бути такими, щоб зсув фази на одну комірку φ_0 дорівнював зміні фази нульової просторової гармоніки на одному періоді СС, тобто $\varphi_0 = \beta_0 S$. По еквівалентній схемі можна з'ясувати дисперсію нульової і гармоніки, а далі при допомозі формули

$$V_{\Phi}^{(p)} = \frac{V_{\Phi}^{(0)}(\omega)}{1 + \rho\left(\frac{2\pi}{S}\right)(V_{\Phi}^{(0)}(\omega)/\omega)}$$

також з'ясувати дисперсію інших просторових гармонік.

В залежності від конструкції СС комірка фільтра може бути: ФНЧ, ФВЧ, СПФ (смугово-пропускний фільтр). (Рис. 2.9)

Другий етап. Змінна складова конвекційного струму вважається відомою і визначаються НВЧ поле, яке створюється в СС наведеним струмом.

Третій етап. Рівняння попередніх етапів розв'язується разом. Опускаючи математичні викладки [1, 2] можна описати складний процес взаємодії поля и електронного потоку за допомогою 4-х парціальних хвиль з різними коефіцієнтами поширення $\Gamma^{(i)}$:

$$\Gamma^{(i)} = \alpha^{(i)} + j\beta^{(i)} \quad i = 1, 2, 3, 4$$

$$\begin{cases} \Gamma^{(1)} = \alpha^{(1)} + j\beta^{(1)}, & \alpha^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{2} \beta_0 C, & \beta^{(1)} = \beta_0(1 + 0.5C), \\ \Gamma^{(2)} = \alpha^{(2)} + j\beta^{(2)}, & \alpha^{(2)} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 C, & \beta^{(2)} = \beta_0(1 + 0.5C), \\ \Gamma^{(3)} = \alpha^{(3)} + j\beta^{(3)}, & \alpha^{(3)} = 0, & \beta^{(3)} = \beta_0(1 - C), \\ \Gamma^{(4)} = \alpha^{(4)} + j\beta^{(4)}, & \alpha^{(4)} = 0, & \beta^{(4)} = -\beta_0(1 - 0.25C^3), \end{cases} \quad (2.18)$$

де

$$C = \sqrt[3]{I_0 R_{\Sigma\Sigma} / 4U_0} \quad (2.19)$$

- параметр підсилення;

$$R_{\Sigma\Sigma} = E_{zp}^2 / 2\beta_p^2 P \quad (2.20)$$

- опір зв'язку.

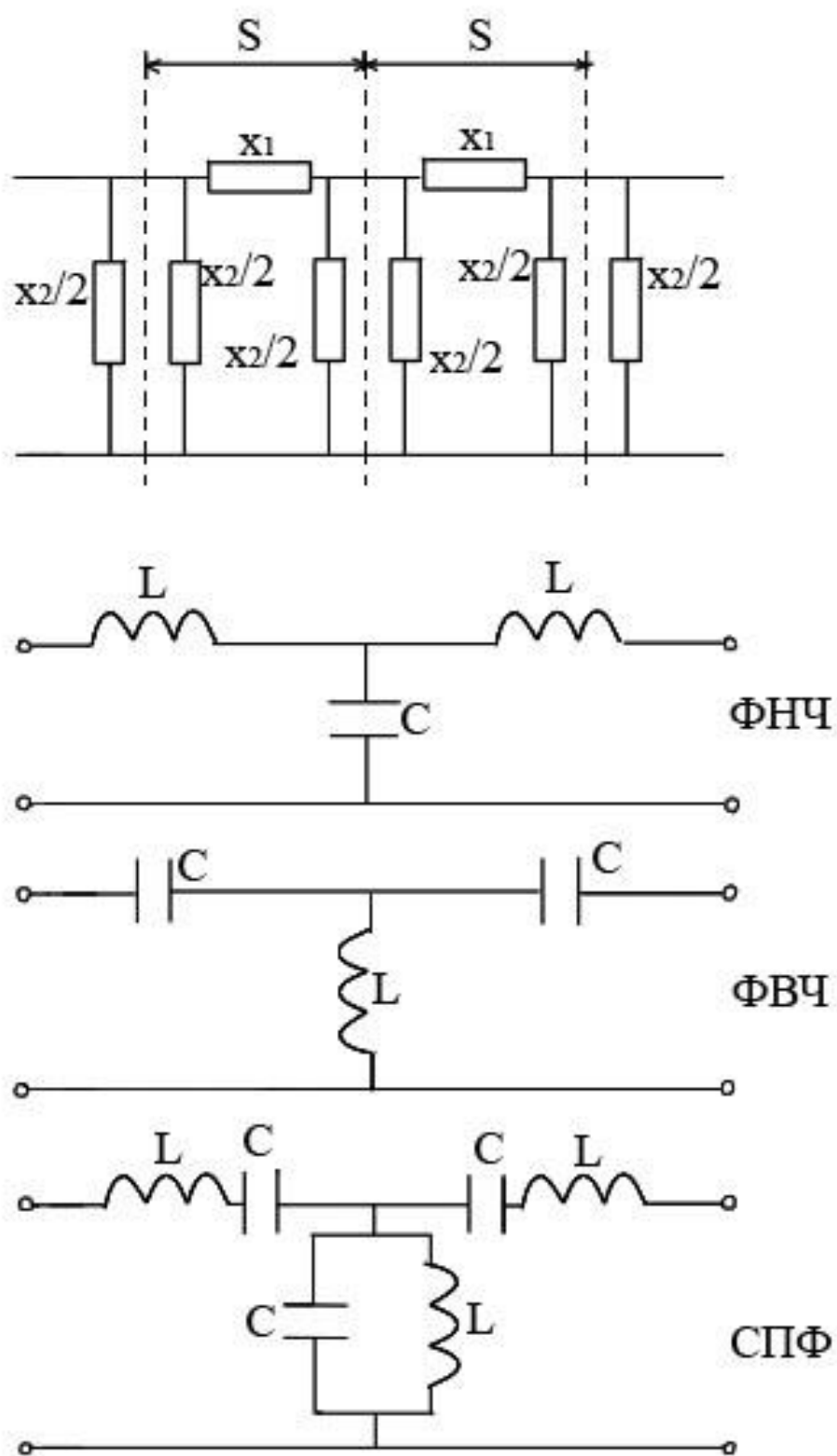


Рисунок 2.9

У формулах (2.19), (2.20) I_0 - струм пучка електронів; U_0 - прискорююча напруга; β_p - коефіцієнт фази; P - потужність, яка підводиться до сповільнюючої системи; E_{zp} - амплітуда гармоніки.

Опір $R_{3\omega}$ характеризує ефективність взаємодії електронного потоку з полем сповільнючої системи. Чим більше E_{zp} при даній потужності в системі, тим більший $R_{3\omega}$. Найбільше значення має нульова гармоніка. З ростом номера гармоніки зростає β_p , і відповідно зменшується амплітуда E_{zp} .

Із (2.18) видно, що три хвилі поширюються вздовж осі z , через те, що $\beta^{(1)}, \beta^{(2)}, \beta^{(3)}$ - додатні, а четверта - в зворотньому напрямку ($\beta^{(4)} < 0$), тобто назустріч електронам.

Фазові швидкості парціальних хвиль різні і визначаються по формулам:

$$\begin{cases} V_{\Phi p}^{(1)} = \frac{\omega}{\beta^{(1)}} = \frac{V_0}{(1 + 0.5C)}; & V_{\Phi p}^{(2)} = \frac{\omega}{\beta^{(2)}} = \frac{V_0}{(1 + 0.5C)} \\ V_{\Phi p}^{(3)} = \frac{\omega}{\beta^{(3)}} = \frac{V_0}{(1 - C)}; & V_{\Phi p}^{(4)} = \frac{\omega}{\beta^{(4)}} = \frac{-V_0}{(1 + 0.5C^2)} \end{cases} \quad (2.21)$$

Параметр підсилення C (2.19) в ЛРХ складає 0,02 - 0,2. Вважаючи $C \ll 1$ і підставляючи значення $\beta^{(i)}$ в (2.21), зробимо висновок, що $V_{\Phi p}^{(1)}$ і $V_{\Phi p}^{(2)}$ трохи менші швидкості V_0 , $V_{\Phi p}^{(3)}$ - трохи більша V_0 , а $V_{\Phi p}^{(4)} \approx -V_0$.

Амплітуда першої хвилі ($i=1$) зменшується ($\alpha^{(1)} > 0$), а другої ($i=2$) збільшується ($\alpha^{(2)} < 0$) при поширенні цих хвиль вздовж Z . Амплітуда третьої і четвертої хвиль залишаються незмінними ($\alpha^{(3)} = \alpha^{(4)} = 0$). Відповідно, тільки друга парціальна хвиля характеризує процес підсилення в ЛРХ. На рис. 2.10 приведені графіки зміни по довжині ЛРХ амплітуд третьох парціальних хвиль. Четвертою парціальною хвилею можна знехтувати, через те, що $C \ll 1$.

Повздовжня складова E_{zp} для будь-якої парціальної хвилі з номером i з урахуванням (2.18) буде мати вид:

$$E_{zp} e^{(j\omega t - \Gamma^{(i)}z)} = E_{zp}^{(i)} e^{[j\omega t (\alpha^{(i)} + j\beta^{(i)}z)]} = E_{zp}^{(i)} e^{-\alpha^{(i)}z} e^{j\beta^{(i)}z} e^{j\omega t} = E_{zp}^{(i)} e^{-j\beta^{(i)}z} e^{j\omega t} \quad (2.22)$$

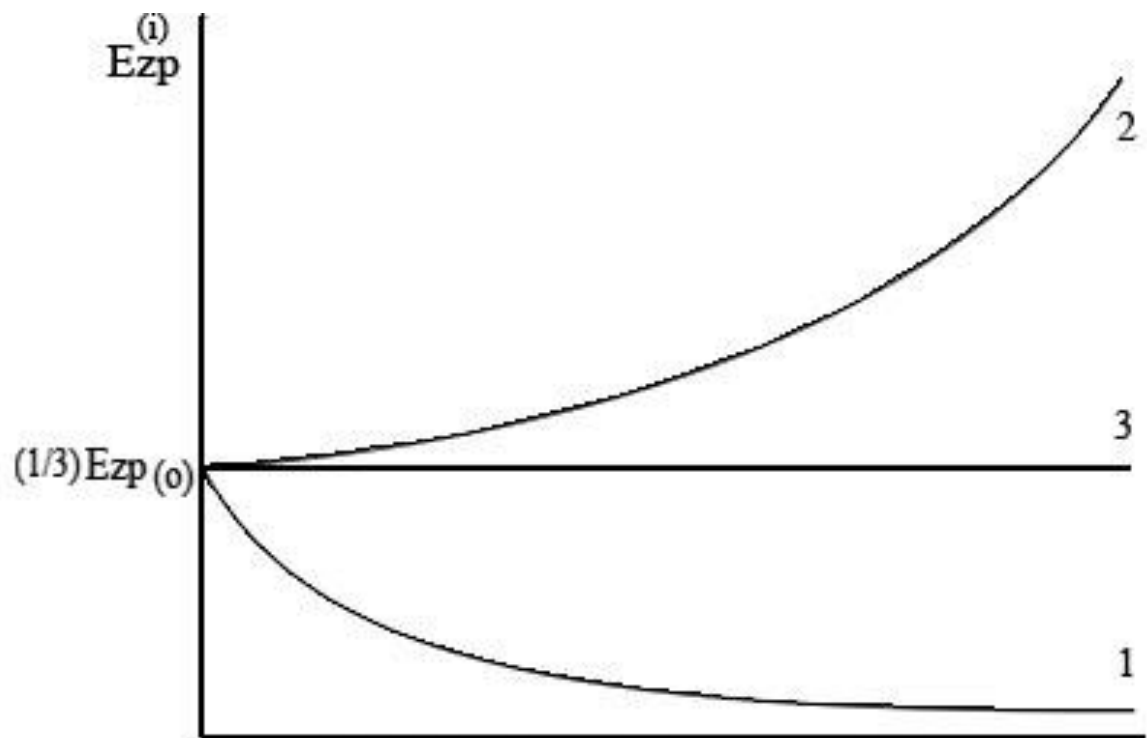


Рисунок 2.10

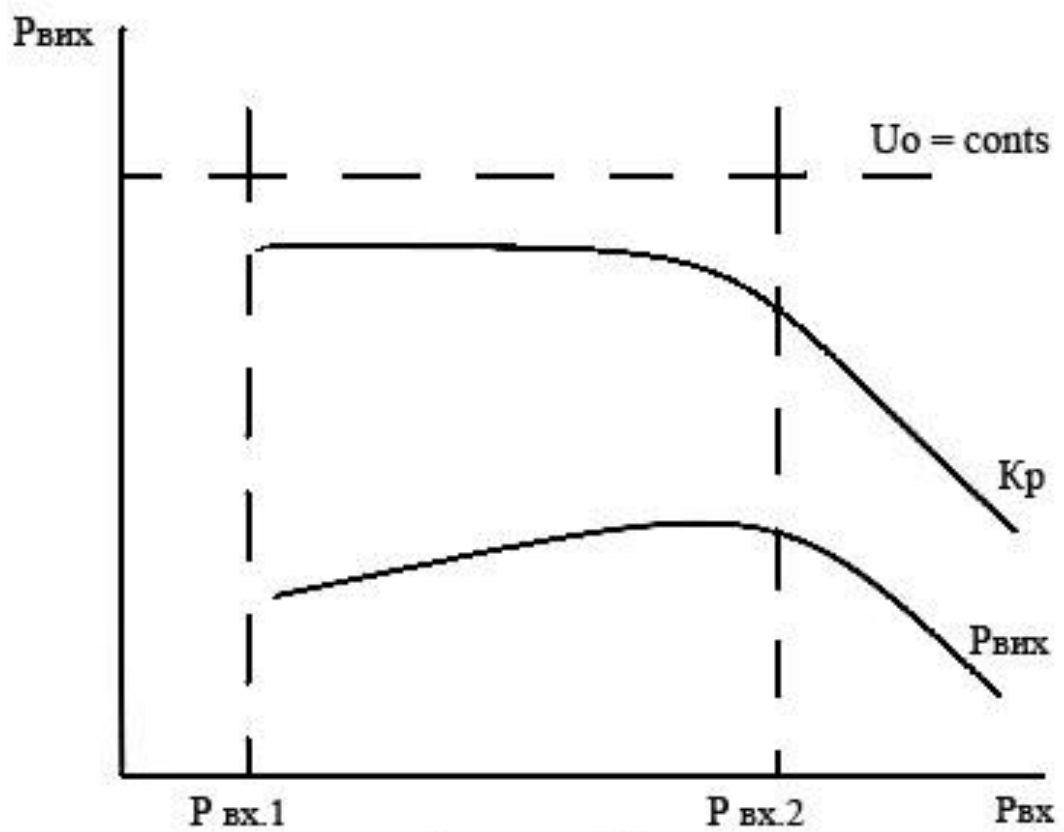


Рисунок 2.11

2.5 Параметри і характеристики ЛРХ

Коефіцієнт підсилення Лінійна теорія ЛРХ дозволяє отримати коефіцієнт підсилення в лінійному режимі роботи. Відомо, що вхідна потужність ЛРХ порівну розподіляється між трьома парціальними хвилями, тобто початкові амплітуди цих хвиль при $z=0$ рівні (рис. 2.10)

Амплітуда другої парціальної хвилі ($i=2$), при достатній довжині l СС, стане багато більше амплітуд двох інших хвиль. Тому відкинувши останні, можна отримати коефіцієнт підсилення ЛРХ.

Коефіцієнт підсилення за напругою $K_n(U)$ - це $20 \lg$ відношення амплітуди $E_{zp}^{(2)}(l)$ на виході до амплітуди вхідного сигналу на вході $E_{zp}(0)$:

$$K_y(U) = 20 \lg \frac{E_{zp}^{(2)}(l)}{E_{zp}^{(2)}(0)}, \text{ дБ} \quad (2.23)$$

Амплітуда другої парціальної хвилі на виході СС з урахуванням (2.22) і (2.18) записується у вигляді:

$$E_{zp}^{(2)}(l) = \frac{1}{3} E_{zp}(0) e^{0,5\sqrt{3}C\beta_0^4} e^{-j\beta_0(1+0,5C)l} e^{j\omega t} \quad (2.24)$$

Опустивши фазовий множник і урахувавши, що

$$\beta_0 l = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{ХВ}}^{(2)}} l = 2\pi N \quad (2.25)$$

де $\frac{l}{\lambda_{\text{ХВ}}^{(2)}} = N$ - електрична довжина СС для гармоніки, що використовується. З урахуванням (2.25) формула (2.24) буде мати вигляд

$$E_{zp}^{(2)}(l) = \frac{1}{3} E_{zp}(0) e^{2\pi\sqrt{3}CN} \quad (2.26)$$

Формулу (2.23) можна записати з урахуванням (2.26)

$$K_n(U) = 20 \lg \frac{1}{3} e^{2\pi^{0,5}\sqrt{3CN}} = 20 \lg \frac{1}{3} + 20 \lg e^{2\pi^{0,5}\sqrt{3CN}}$$

Остаточно коефіцієнт підсилення в дБ буде дорівнювати

$$K_n(U) = -9,54 + 47,3 CN, \text{ дБ} \quad (2.27)$$

де $K_0 = -9,54$ - початкові втрати вхідного сигналу за рахунок його розділення на три частини.

Амплітудна характеристика $P_{\text{вих}}(P_{\text{вх}})$, $K_p(P_{\text{вх}})$ При малих рівнях вхідного сигналу K_n має найбільшу величину в діапазоні $P_{\text{вх}1} - P_{\text{вх}2}$ (рис. 2.11), який називається динамічними діапазоном, і залишається в ньому практично незмінним. Величина динамічного діапазону $10 \lg(P_{\text{вх}2}/P_{\text{вх}1})$ досягає 80 - 90 дБ.

Це пояснюється тим, що при малих вхідних сигналах групування електронів слабке: форма конвекційного струму практично синусоїдальна $I^{(1)}$ багато менше I_0 . В цьому випадку збільшення синусоїдального сигналу приводить до пропорційного збільшення $I^{(1)}$ і вихідного сигналу.

При подальшому збільшенні $P_{\text{вх}}$ спостерігається відхилення від лінійної залежності, тобто обмеження $P_{\text{вих}}$. Це пов'язано з гальмуванням електронних згустків, яке зростає зі збільшенням вхідного сигналу,

В процесі гальмування електронний згусток поступово відстає від хвилі, т.б. зміщується в область нульового поля (перехід від гальмуючого до прискорюючого поля) і далі в область прискорюючого поля.

В області нульового поля, при деякій вхідній потужності, потужність, яка віддається електронами в гальмуючому полі на останній ділянці ЛРХ буде дорівнювати потужності, яка відбирається електронами в прискорюючому полі, цей режим називається режимом насичення, т.б. немає добавки в $P_{\text{вих}}$. При подальшому збільшенні $P_{\text{вх}}$, спостерігається зменшення $P_{\text{вих}}$. Це пояснюється, мабуть тим, що електронні згустки в результаті гальмування відстають від біжучої хвилі і на кінцевій ділянці СС синхронізм порушується.

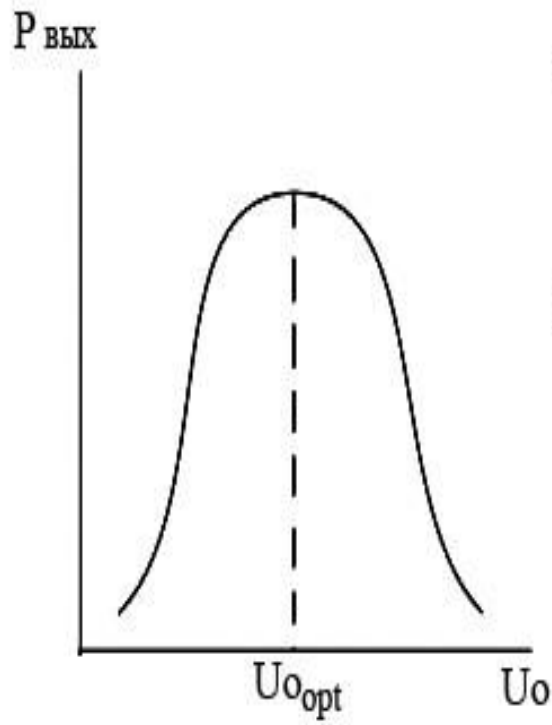


Рисунок 2.12

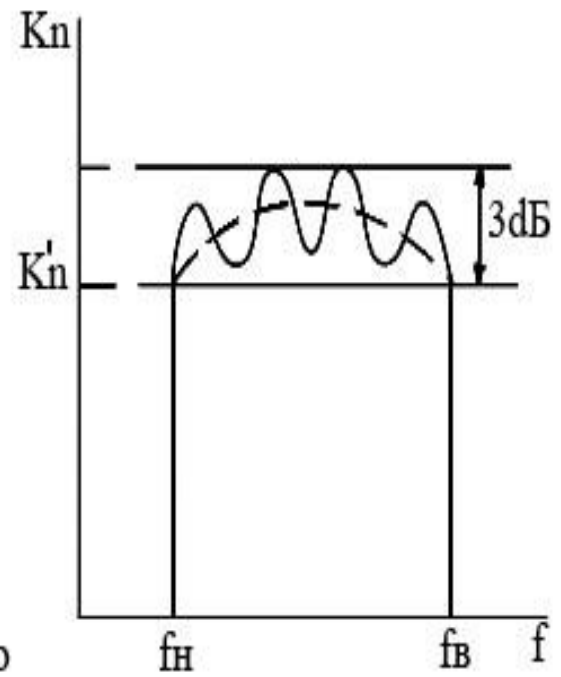


Рисунок 2.13

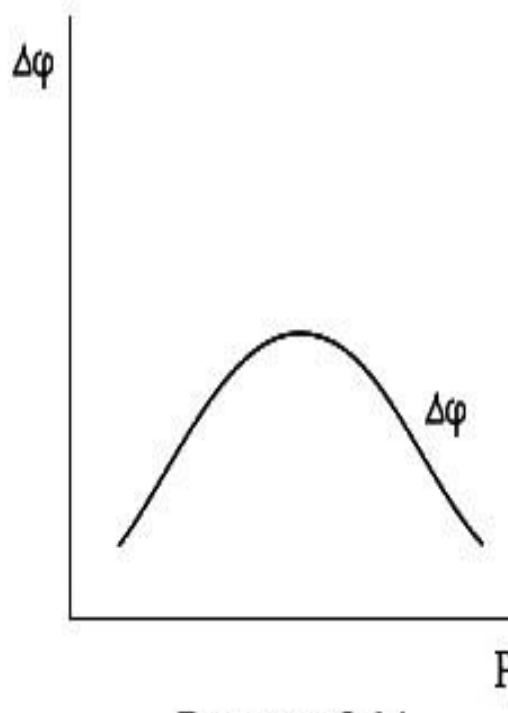


Рисунок 2.14

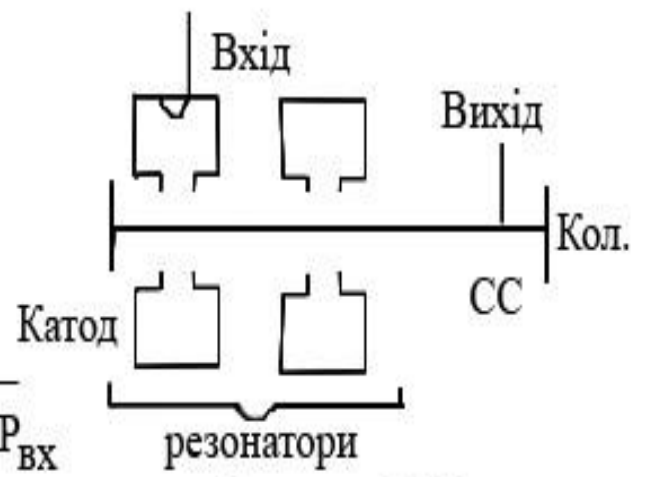


Рисунок 2.15

Характеристика взаємодії $[P_{\text{вих}}(U_0)]$ досягає максимуму при деякій оптимальній прискорюючій напрузі на СС (рис. 2.12), при якій співвідношення V_0 електронів і V_ϕ хвилі, відповідає найкращим умовам передачі енергії від електронів до хвилі. Полога ділянка в районі максимуму свідчить про невисоку чутливість ЛРХ до зміни U_0 , нестабільність якої припускається в межах $\pm 1\%$.

Амплітудно-частотна характеристика $[K_n(f)]$. Залежність коефіцієнта підсилення від частоти сигналу (рис. 2.13) при постійній прискорюючій напрузі залежить від добутку CN , де параметр підсилення $C \sim \sqrt[3]{R_{\text{зв}}}$, а $R_{\text{зв}} = \frac{E_{\text{зп}}^2}{2\beta_p^2 P}$, який як правило, зростає при збільшенні λ в робочій смузі ЛРХ $N = \frac{1}{\lambda_{\text{зв}}^{(p)}}$ - електрична довжина теж залежить від довжини хвилі і зменшується зі збільшенням λ . Видно, що зміна частоти, або довжини хвилі, по-різному впливає на значення C і N . Т.б. коефіцієнт підсилення змінюється з частотою немонотонно, повільно проходячи через максимум на середній частоті. "Хвилястість" (нелінійність) пояснюється неузгодженістю входу і виходу ЛРХ, а також від можливих відбивань біжучої хвилі від локального поглинача і інших елементів (опор і утримувачів спіралі). Робочу смугу частот ЛРХ визначають не по рівню спаду K_n на 3 дБ, а по умовно вибраному рівню (K_n).

Електронний ККД. Відбір енергії від електронів, як правило, пов'язаний зі зменшенням їх кінетичної енергії під час руху в гальмуючому електричному полі. В загальному випадку ця енергія може бути визначена, як різниця між початковою і кінцевою кінетичними енергіями.

$$W_{\text{від}} = W_0 - W_k = 0,5m(V_0^2 - V_k^2). \quad (2.28)$$

Електронний ККД визначається

$$\eta_e = \frac{W_{\text{від}}}{W_0} = 1 - \frac{V_k^2}{V_0^2} \quad (2.29)$$

Згідно до лінійної теорії ЛРХ, фазова швидкість другої парціальної хвилі дорівнює

$$V_{\text{фр}}^{(2)} = \frac{V_0}{1+0.5C} \quad (2.30)$$

Будемо вважати, що в результаті гальмування швидкість електронних згустків в кінці СС знижується до швидкості хвилі, т.б. $V_K = V_{\text{фр}}^{(2)}$, тоді якщо в (2.29) підставити (2.30) і врахувати, що $C \ll 1$ отримаємо:

$$\eta_{\text{в}} = 1 - \frac{V_0}{V_0(1+0.5C)^2} = 1 - \frac{1}{(1+0.5C)^2} = 1 - (1 - \frac{C}{2})^2 = 1 - 1 + C - \frac{C^2}{4} \approx C \quad (2.31)$$

Таким чином $\eta_{\text{в}} = C$ і складає декілька процентів. В нелінійному режимі ККД ЛРХ може досягнути величини порядку 25 - 35%.

Електронний ККД можна підвищити за рахунок режиму рекуперації (зниження напруги колектора). На колектор подається напруга нижче U_0 . При ньому частина потужності джерела живлення, яка витрачається на прискорення електронів, повертається електронами при їх гальмуванні, полем колектора.

Другим способом збільшення $\eta_{\text{в}}$ являється використання змінного коефіцієнта сповільнення (ізохронні ЛРХ). Коефіцієнт сповільнення збільшується до вихідного кінця СС (спосіб програмування кроку спіралі). Це забезпечує синхронізм V_0 і $V_{\text{фр}}$, але це дуже важко реалізувати технічно.

Третій спосіб – це застосування комбінованого приладу, в якому групування електронів проходить в клістронній секції, а отримання вихідної

потужності - секції ЛРХ, і називається цей приклад - твістрон. Він має такі параметри $\eta_{\text{в}} \sim 40-50\%$, середня вихідна потужність 30 кВт.

Фазова характеристика $[\Delta\varphi(P_{\text{вх}})]$. Фазовими характеристиками називають залежності різниці фаз вихідного і вхідного сигналів від різних факторів: частоти підсилюваних коливань, зміни прискорюючої напруги U_0 , струму пучка і т.д.

Знання цих характеристик дає можливість оцінити спотворення широко-
космугових сигналів, які підсилюються ЛРХ.

Залежність приблизно виражається формулою [1]

$$\Delta\varphi \approx -105N(\Delta U_0/U_0), \text{ град}, \quad (2.32)$$

де N - число довжин хвиль, які вкладаються вздовж вісі СС (10-30);

ΔU_0 - відхилення від U_0 .

Від U_0 залежить швидкість електронів V_0 , а, відповідно, і час прольоту електронних згустків, з якими зв'язані фази наведеного струму і створюваного ним вихідного сигналу. Час прольоту електронів пропорційний довжині N , відповідно, невелике відхилення ΔU_0 від U_0 і $P_{\text{вх}}$ приводить до значної зміни фази вихідного сигналу $\Delta\varphi$. Якщо небажана сильна зміна фази, необхідно і стабілізувати напругу.

Типові значення $\Delta\varphi_{\text{вих}} \approx 10^\circ$ на 1% зміни прискорюючої напруги і $2^\circ - 4^\circ$ на 1 дБ зміни вхідної потужності.

2.6 Шуми в ЛРХ

Щоб отримати достатньо великі коефіцієнти підсилення в ЛРХ, необхідно, зменшити шуми лампи. Коефіцієнт шуму або шум-фактор будь-якого підсилювача визначається по формулі

$$K_{\text{ш}} = 1 + \frac{P_{\text{ш вх}}}{P_{\text{ш 0}}}, \quad (2.33)$$

де $P_{\text{ш вх}}$ - потужність власних шумів підсилювача, перерахована до його входу;

$P_{\text{ш 0}}$ - потужність теплових шумів при температурі T , визначається по формулі Найквіста

$$P_{\text{ш 0}} = K_{\text{б}} T \Delta f, \quad (2.34)$$

де Δf - смуга пропускання підсилювача;

K_B - стала Больцмана;

$T = 3000$ К..

Як правило, шум-фактор виражають в дБ

$$P_{ш} = 10 \lg K_{ш}. \quad (2.35)$$

Розглянемо основні причини виникнення шумів:

Дробовий ефект. Виникає при емісії електронів з катода. Емісія з катода викликає шуми у вигляді випадкових змін густини конвекційного струму і швидкостей електронів. Зменшення дробового шуму можна досягнути в результаті зниження струму пучка просторовим зарядом, який, як правило, існує біля поверхні катодів. Поблизу катода при цьому утворюється мінімум потенціалу. Частина електронів відбивається і повертається на катод. В області мінімуму утворюється "електронна гармата" (резервуар), яка згладжує флуктуації струму. Мінімум потенціалу, який обмежує струм з катода, називається "віртуальним" катодом. Мінімум потенціалу можна регулювати, змінюючи потенціал між катодом системи і початком сповільнюючої системи.

Шуми перерозподілу електронного потоку. Частина електронного потоку на шляху від катода до колектора попадають на які-небудь електроди, що являється причиною шумів. Необхідно не допустити попадання електронів на електроди і СС. Це досягається покращенням електронної оптики і збільшенні напруженість магнітного поля, яка утримує електрони.

Вторинна емісія з колектора. Вторинні електрони, вибиті з колектора, можуть потрапити у вхідну частину лампи и навести на вході СС значний шумовий струм. Це легко подавляється наданням колектору форми "фарадеївського циліндра" або дещо підвищувати його потенціал по відношенню до СС.

Флуктуація початкових швидкостей електронів. Електрони, які вилітають з катода, мають деякі початкові швидкості V_{nv} , які визначаються

температурою катода T_k . Щоб зменшити рівень шумів, необхідно розміщувати початок СС на деякій відстані від катода, де шумова компонента конвекційного і струму в згустку мінімальна, або зменшувати температуру катода - "холодні" катоди.

Теплові шуми, визвані розігрівом спіралі. Необхідно охолоджувати, занурюючи всю лампу в рідкий азот. Або забезпечити велику степінь однорідності СС - сталість кроку спіралі.

Іонізаційні шуми, визвані впливом іонів залишкового газу (високий вакуум не нижче $3 \cdot 10^8$ мм. рт. ст.). Сучасні малощумні ЛРХ мають шум-фактором в межах 5...10 дБ. Існують окремі екземпляри у яких шум-фактор 1...3 дБ.

2.7 Деякі типові данні і застосування ЛРХ

- Вихідна потужність $10^3 - 10^2$ до $3 \cdot 10^3$ Вт в імпульсі,
- U_0 живлення від 250 до $12 \cdot 10^4$ В,
- Струм пучка 0,2 - 75000 мА,
- Смуга частот $f_{\text{в}}/f_{\text{н}}$, 1, 1 - 2,0,
- Коефіцієнт підсилення 15 - 60 дБ.

ЛРХ О - типу застосовуються в широкодіапазонних РЛС в тому числі в РЛС з ФАРами, в апаратурі радіорелейних ліній зв'язку, в пристроях для космічного (супутникового) зв'язку, в системах радіомаскування і радіопротидії. Імпульсні ЛРХ використовуються в проміжних і передкінцевих каскадах підсилюючих кіл передавачів РЛС. Вони мають високу надійність і довговічність (7-10 років).

Конструкції безперервно вдосконалюються. Нове рішення - модульне виконання, наприклад, підсилювач 2-х см діапазону для супутникового зв'язку: габарит 34 x 39 x 48 см, маса - 9 кг, вихідна потужність - 20 Вт. Є модулі, маса яких досягає 2,5 - 4 кг. Модулі забезпечують компактність радіоелектронної апаратури, надійність і знижують її собівартість.

Перелік посилань

1. Федоров Н. Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы: Учебник для вузов. – М.: Атомиздат, 1979. - 288 с.
2. Электронные приборы СВЧ: Учебное пособие для вузов по специальности "Электронные приборы" / Березин В. Н., Буряк В.С., Гутцайт Э. М., Марин В. П. - М.: Высшая школа, 1985. - 296 с.
3. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: Учебное пособие для вузов. / Ю.Л. Боровашет, С.А. Корнилов, И.А. Кратиров и др.; Под редакцией проф. Н.Д. Федорова. – М.: Радио и связь, 1998, - 560 с.
4. Электронные устройства СВЧ Книга 1. – М.: Лебедев И.В. «Радиотехника», 2008, - 352 с.
5. Лебедев И.В. Электронные устройства СВЧ. Книга 2, - М.: «Радиотехника», 2008, - 352 с.
6. Лебедев И.В. Генераторы и усилители СВЧ. – М.: «Радиотехника» 2008, - 352 с.