

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

Л.М. Логачова

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

**з дисципліни «Електронні пристрої НВЧ та квантові пристрої»
частина 2: Лампа зворотної хвилі О – типу. Багаторезонаторний
магнетрон.
для студентів спеціальності 6.090.701 «Радіотехніка» усіх форм
навчання**

Конспект лекцій з дисципліни «Електронні пристрої НВЧ та квантові пристрої».
Частина 2: «Лампа зворотньої хвилі О – типу. Багаторезонаторний магнетрон»
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

- ЛЗХО - лампа зворотної хвилі О - типу
СС - сповільнююча система
НВЧ - надвисокі частоти
ВЧ - високі частоти, високочастотний
КЕ - керуючий електрод
ЕПЧ - електронне перестроювання частоти
ККД - коефіцієнт корисної дії
ЕЗЧ - електронне зміщення частоти
РТ - радіотехнічний

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ.....	3
3 ЛАМПИ ЗВОРОТНЬОЇ ХВИЛІ О-ТИПУ.....	5
3.1 Принцип дії підсилюючої ЛЗХО.....	5
3.2 Генераторна ЛЗХО.....	8
3.3 Параметри та характеристики генераторних ЛЗХО.....	10
3.4 Типові данні та застосування ЛЗХО.....	16
4 ПРИЛАДИ М - ТИПУ	16
4.1 Рух електронів в схрещених електричних і магнітних полях в статичному режимі... ..	16
4.2 Рух електронів в схрещених полях в динамічному режимі.....	25
4.3 Форма електронного пучка.....	27
4.4 Будова багаторезонаторного магнетрона.....	28
4.4.1 Зворотній зв'язок в багаторезонаторному магнетроні... ..	29
4.5 Статичний режим роботи магнетрона.....	29
4.6 Властивості коливальної системи багаторезонаторного магнетрона... ..	31
4.7 Стабілізація робочого виду коливань.....	35
4.8 Визначення власної частоти коливальної системи.....	37
4.9 Динамічний режим роботи багаторезонаторного магнетрона..... ..	39
4.10 Умова самозбудження магнетрона.....	41
4.11 Порогові прямі. Діаграма робочих режимів (діаграма Хартрі) ..	41
4.12 Основні характеристики магнетрона. Коефіцієнт корисної дії... ..	44
4.13 Застосування і деякі типові значення.....	53
ПЕРПЛІК ПОСИЛАНЬ.....	54

3 ЛАМПИ ЗВОРОТНЬОЇ ХВИЛІ О-ТИПУ

Прилади, в яких реалізується принцип взаємодії електронного пучка з хвилею що має від'ємну дисперсію (зворотня хвиля), називаються лампами зворотної хвилі. Такі лампи використовуються, як генератори коливань НВЧ і мають електронне перестроювання частоти в широкому діапазоні частот (до октави і більше). Вони застосовуються в радіоапаратурі в тих випадках, коли необхідне швидке і оперативне перестроювання частоти коливань в широких межах.

3.1 Принцип дії підсилюючої ЛЗХО

Характер взаємодії електронів з високочастотним полем СС (сповільнючої системи) в лампі зворотної хвилі (ЛЗХ) аналогічний характеру ЛРХ. Відмінність полягає у тому, що групова швидкість в СС ЛЗХ напрямлена на зустріч V_ϕ , тобто передача енергії і відповідно наростання амплітуди поля напрямлені проти наростання амплітуди конвенційного струму $I_{(1)}$. Тому підведення і відведення енергії в ЛЗХ міняються місцями. Схема ЛЗХ, а також електронні взаємодії в підсилюючій системі ЛЗХО показані на рис 3.1.

Через, те що в ЛЗХ використовується зворотня просторова гармоніка то її фазова швидкість $(V_\phi)_p$ напрямлена назустріч V_{zp} . На схемі (рис 3.1,а), $(V_\phi)_p$ і V_0 співпадає за напрямком, тому при виконанні умови синхронізму для зворотної гармоніки ($V \geq (V_\phi)_p$) можна забезпечити її взаємодію з електронним потоком точно так, як в ЛРХ.

В ЛЗХ амплітуда конвенційного струму наростає в тому ж напрямку, що і в ЛРХ однак амплітуда поля збільшується від колектора СС в напрямку катода (рис 3.2 а). По мірі збільшення $I_{(1)}$ швидкість їх наростання в ЛЗХ зменшується, а не збільшується як в ЛРХ, через те, що на виході ЛЗХ там, де велика амплітуда поля, електронний потік ще недостатньо згрупований, а на вході де густина групування електронів максимальна амплітуда поля невелика.

В ЛЗХ завжди є внутрішній додатний зворотний зв'язок за рахунок того, що хвиля і $I_{(1)}$ рухаються назустріч. Ч. одна одному. Цей зворотній зв'язок здійснюється в межах кожної комірки СС ЛЗХ (рис 3.2 б) через електронний потік.

Підсилення коливань в ЛЗХ має регенерагивний характер, поки струм електронного пучка не перевищує деяке порогове значення, після якого починається регенерація (рис 3.2,в). Коефіцієнт регенерації:

$$k = \frac{P_{\hat{a}\hat{e}\hat{o}}}{P_{\hat{a}\hat{o}}} \quad (3.1)$$

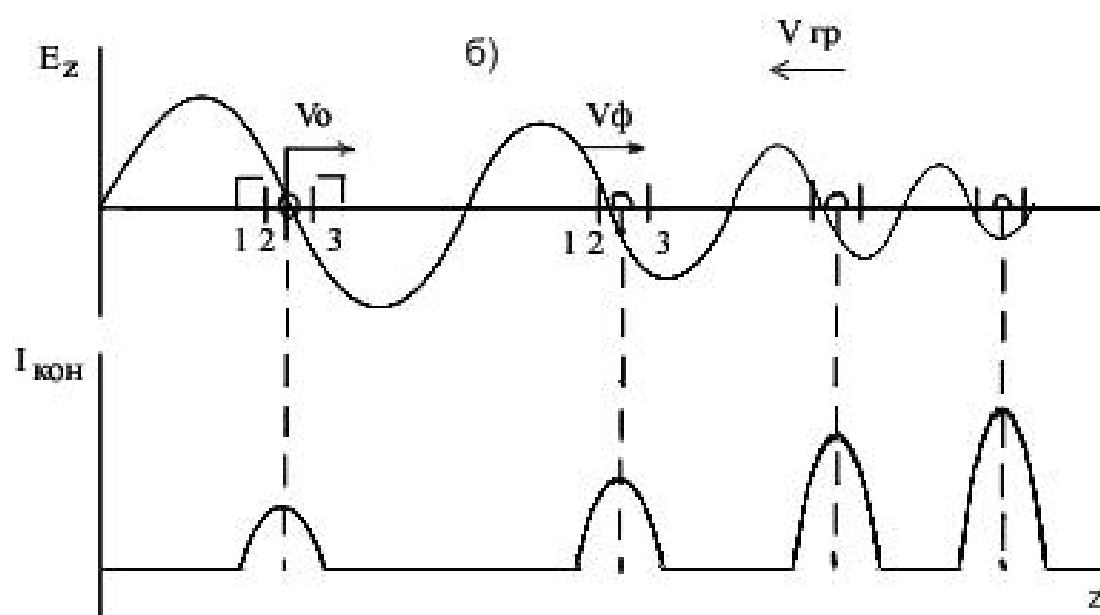
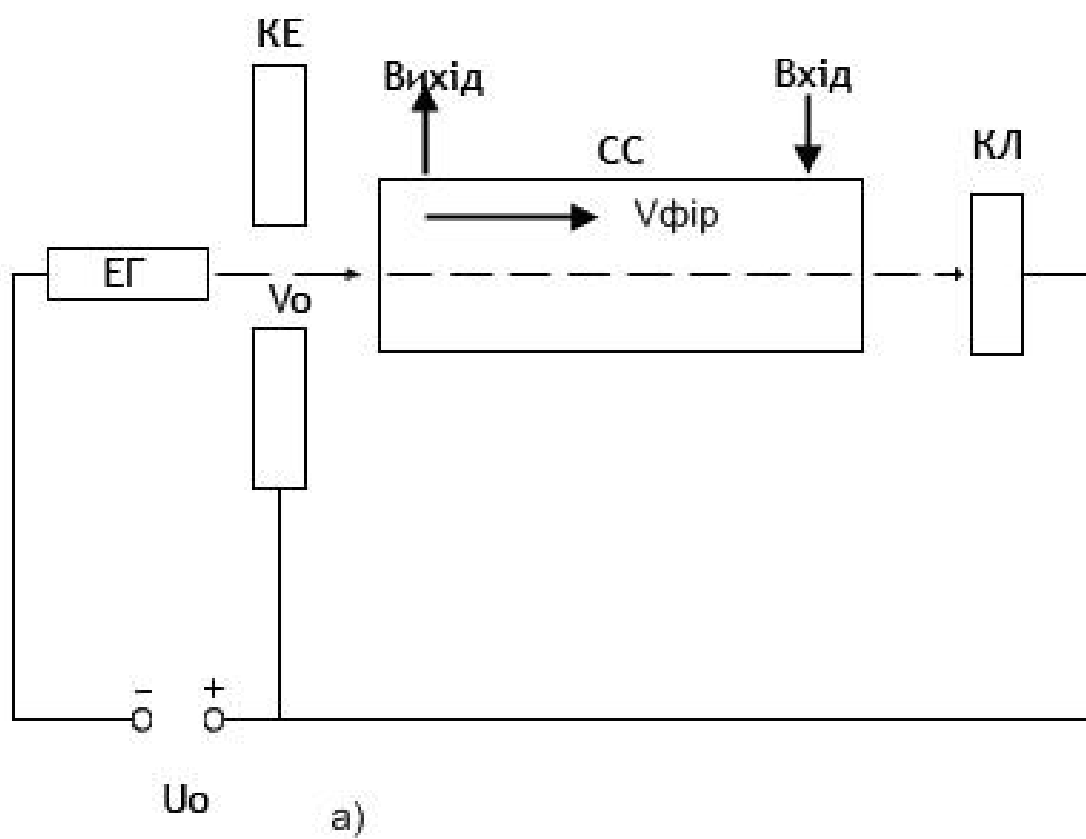


Рисунок 3.1

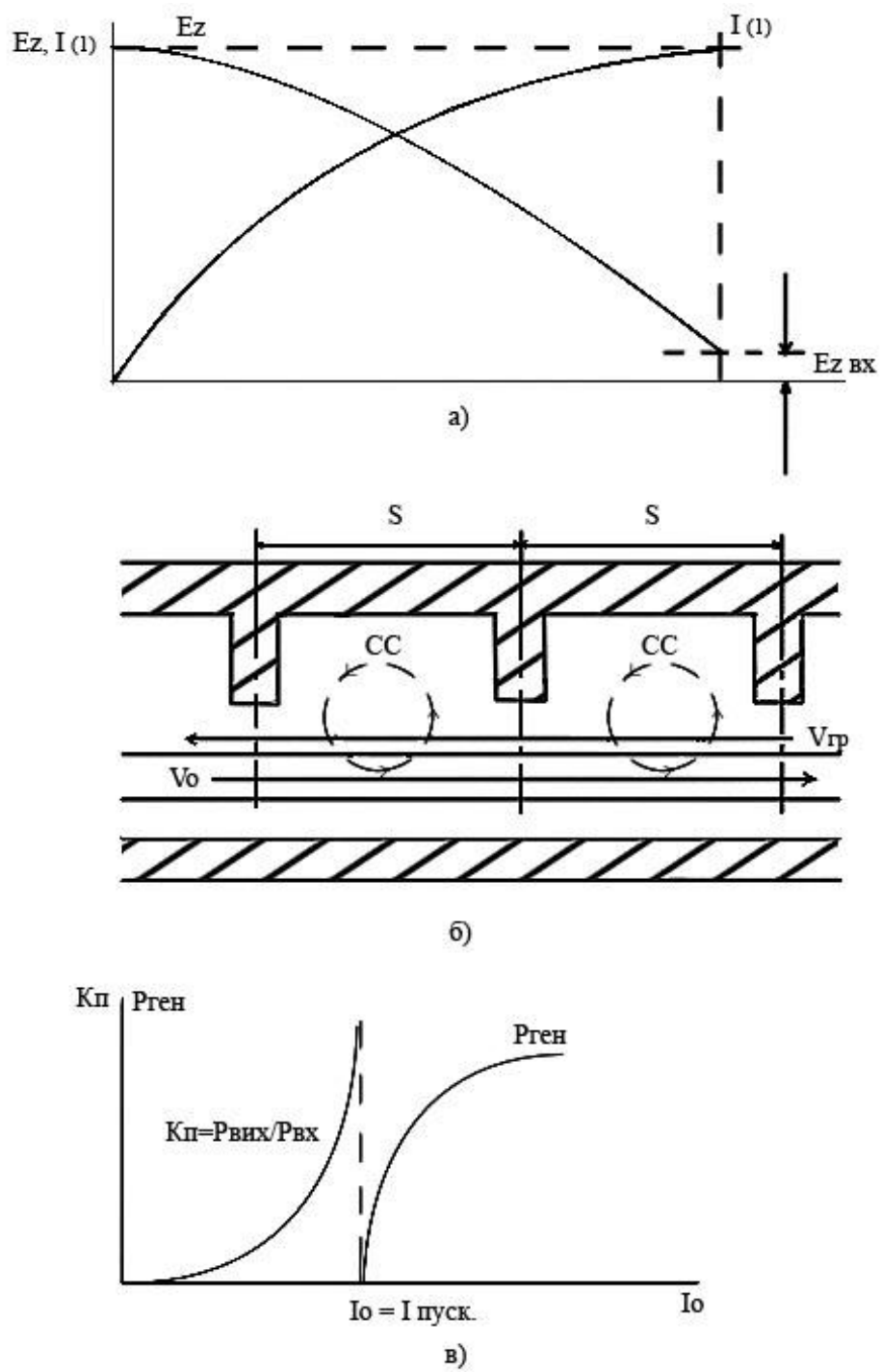


Рисунок 3.2

зростає по мірі збільшення I_0 - струму пучка і досягає нескінченного значення при $I_0 = I_{\text{пуск}}$. Після чого ЛЗХ збуджується без подання вхідного сигналу ($P_{\text{вв}} = 0$), перетворюючись в генератор. Вихідна потужність, яка являється потужністю генерації $P_{\text{ген}}$, продовжує рости по мірі збільшення струму I_0 . $I_0 = I_{\text{пуск}}$ називається **умовою амплітудного самозбудження** ЛЗХ. Діапазонна характеристика ЛЗХ визначається шириною смуги прозорості СС, тобто дисперсійними характеристиками.

3.2 Генераторна ЛЗХ

Будова генератора на ЛЗХ показана на рис.3.3. Електронний промінь формується електронною гарматою (3) призначення і конструкція якої такі ж, як у ЛРХ. Попередньо сфокусований електронний потік проходить СС (4) і потрапляє на колектор (5). На керуючий електрод подається невелика від'ємна напруга відносно катода (2), а на перший анод - додатна напруга. Більш високі додатні напруги подаються на колектор і на другий анод, з'єднаний з СС.

Фокусування електронів під час руху вздовж СС здійснюється магнітним, або електричним полем (8) довгого соленоїда. Арматура генератора на ЛЗХ оснащена лише пристроєм відведення (7) ВЧ енергії, який розташований поблизу електронної гармати. Поглинаючий пристрій (6) розташований поблизу колектора і запобігає відбиванню хвиль від колекторного кінця СС і генерацію на прямих гармоніках.

Принцип дії. Електронний потік в ЛЗХ розглядається як деяке середовище, в якому можуть розповсюджуватися електромагнітні хвилі. Це особливі типи сповільнених хвиль, які мають тільки повздовжню складову E_z . При відсутності електронного потоку, ці хвилі не існують. Повздовжнє поле E_z обумовлено зміною густини заряду вздовж пучка електронів. Там відбувається періодичне стиснення та ущільнення електронного газу. Такі хвилі називаються "компресійними хвилями", або "електронними хвилями". Тобто електронний пучок виступає як джерело енергії. Таким чином, в СС ЛЗХ наводяться електромагнітні хвилі, які мають різну частоту і фазові швидкості. Вони розповсюджуються в обох напрямках, в бік поглиначу і вихідною кінця. Завдяки поглиначу, в просторі взаємодії залишаються хвилі, які ідуть від колектора до катода. Кожну з цих хвиль можна представити у вигляді сукупності прямих і зворотніх просторових гармонік. Серед множини зворотніх гармонік знайдеться така, для якої викойгується умова приблизного фазового синхронізму $V_0 \geq (V_{\phi})_p$, т.б. умова підсилення. А далі описання процесу взаємодії таке ж, як у підсилюючої ЛЗХ.

Зворотня просторова гармоніка викликає модуляцію електронного потоку за швидкістю і, відповідно, за густиною, що приводить до передачі потужності від потоку до поля, т.б. до збільшення амплітуди гармоніки і зростання всього поля в СС. Якщо потужність, яка віддається потоком, перевищить потужність втрат в системі, виникає генерація коливань.

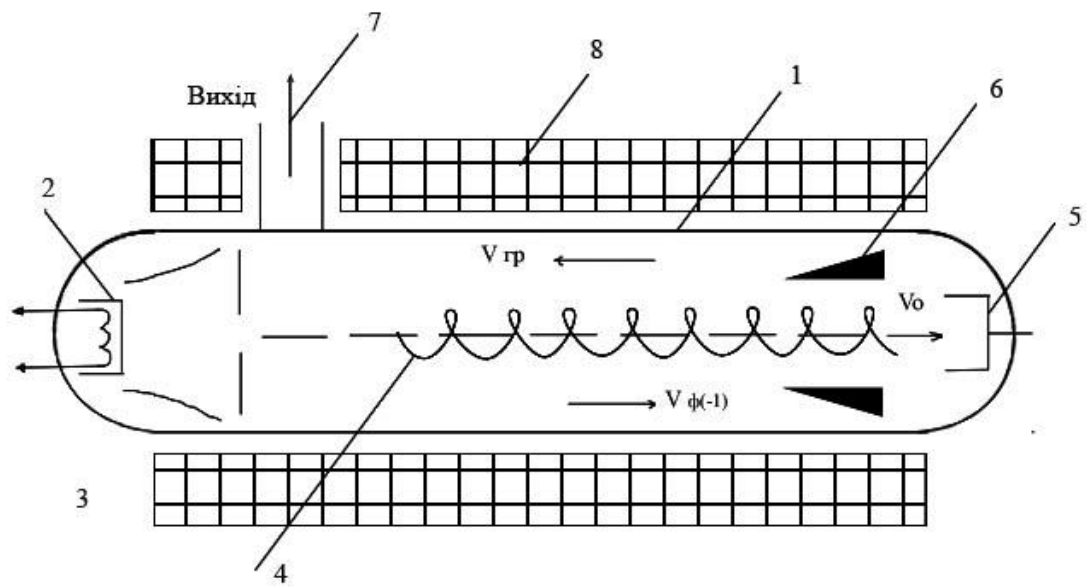


Рисунок 3.3

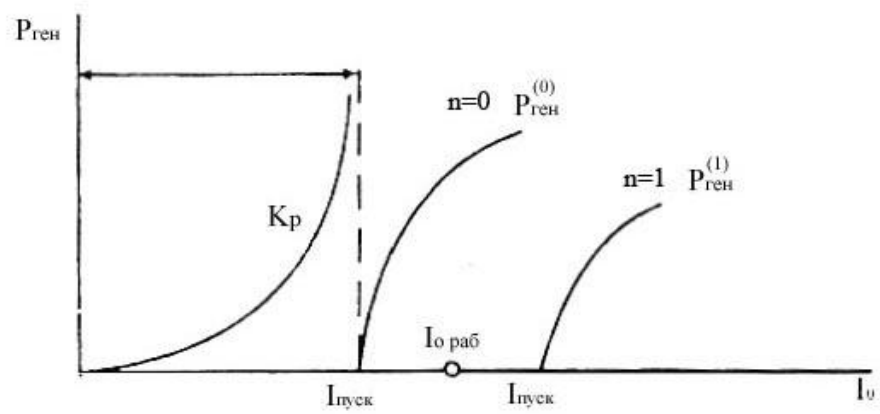


Рисунок 3.4

3.3 Параметри і характеристики генераторних ЛЗХ

Частота коливань, які генеруються (електронне перестроювання частоти). Визначення частоти з балансу фаз автоколивальної системи можливе, якщо коло зворотнього зв'язку може бути виділене. У ЛЗХ (її особливість) зворотній зв'язок здійснюється на будь-якому елементі СС.

Тому фазові умови самозбудження необхідно зв'язати з умовою найкращої передачі енергії від електронного потоку НВЧ-полю. Найбільш повна віддача енергії полю має місце в іому випадку, коли на протязі всієї довжини СС, елемронний згусток знаходиться в гальмуючому півперіоді, не переходячи в прискорюючий. Або, іншими словами, необхідно, щоб різниця фазового набігу хвилі на довжині СС і кута прольоту електронів не перевищувала π , т.б.

$$\hat{O}_0 = \beta_n l - \beta_0 l = \pi$$

де $\beta_n l = \omega l / (V_{\delta})$ визначає зсув фази поля зворотньої просторової гармоніки,

а $\beta_0 l = \omega l / V_0$ - електронного потоку. Знак "мінус" в (3.2) з'являється в наслідок різного напрямку руху хвилі і електронів.

Запишемо умови балансу фаз (3.2) в дещо іншому вигляді. В загальному випадку Φ_0 може бути рівною непарному числу π :

$$\hat{O}_0 = \beta_{\delta} l - \beta_0 l = \pi(2n + 1), \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (3,3)$$

Число π називають **порядком коливань** в ЛЗХ, або **номером зони коливань** При $n = 0$ зону називають основною, так як згустки електронів зміщуються відносно хвилі на π , або по-іншому кажучи, згустки впродовж всього часу руху в гальмуючому півперіоді і максимально віддають свою енергію полю.

При $n = 1$ коливання називаються коливаннями першого порядку. При цьому виді коливань електронний згусток $2/3$ шляху знаходиться в гальмуючому півперіоді і $1/3$ в прискорюю чому. Передання енергії менше, ніж при $n = 0$.

Пусковий струм зростає при збільшені номера зони (рис 3.4). Наприклад, виявлено, що $I_{i\delta n e}^{(1)}$, в 6 раз перевищує $I_{i\delta n e}^{(0)}$. При струмі пучка більшому за $I_{i\delta n e}^{(1)}$ можливе існування коливань $n = 0$ і $n = 1$. Але з умови фазового синхронізму слідує, що частоти цих коливань різні. Такий двочастотний режим неприпустимий. Тому струм пучка встановлюють більше $I_{i\delta n e}^{(0)}$ але менше $I_{i\delta n e}^{(1)}$ (рис 3.4). Цій умові відповідає точка $I_{0 \text{ раб}}$.

Вираз (3.3) має зміст **фазової умови самозбудження** ЛЗХ і з нього можна визначити частоту генерації

$$\omega = \frac{\pi}{l} \left(\frac{1}{\nu_{\delta\delta}} - \frac{1}{\nu_0} \right)^{-1} \quad (3.4)$$

де $V_{\phi p}$ визначається дисперсійною характеристикою СС $[V_{\phi p}(f)]$;

$\nu_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$ середня швидкість електронів, в залежності від прискорюючої напруги U_0 .

Таким чином, частота залежить від номера зони n , а в вибраній зоні від V_0 , тобто від прискорюючої напруги U_0 . Залежність частоти від прискорюючої напруги називається електронним перестроюванням частоти.

Щоб зрозуміти як відбувається ЕПЧ в ЛЗХ, треба звернутися до типової дисперсійної характеристики СС, зображеної на рис. 3.5 в координатах $K_{\text{спов}}$ і λ . Ці координати зручні тим, що згідно виразу:

$$K_{\tilde{n}\tilde{a}} = \frac{\tilde{N}}{V_{\delta\delta}} = \frac{\tilde{N}\beta_p}{\omega} = \frac{\lambda\varphi_p}{2\pi S} \quad (3.5)$$

це прямі лінії $K_{\text{спов}}(\lambda)$, що виходять з початку координат і відповідають постійним значенням кута фазового зсуву на комірку системи.

$$\varphi_p = \beta_p S = (\varphi_0 + 2\pi p) / q, \quad (3.6)$$

де $\varphi_0 = \beta_0 S$ - фазовий зсув на крок системи для нульової просторової гармоніки;

$q = \frac{d}{S}$ кількість сповільнюючих комірок, т.б. кількість кроків S , які

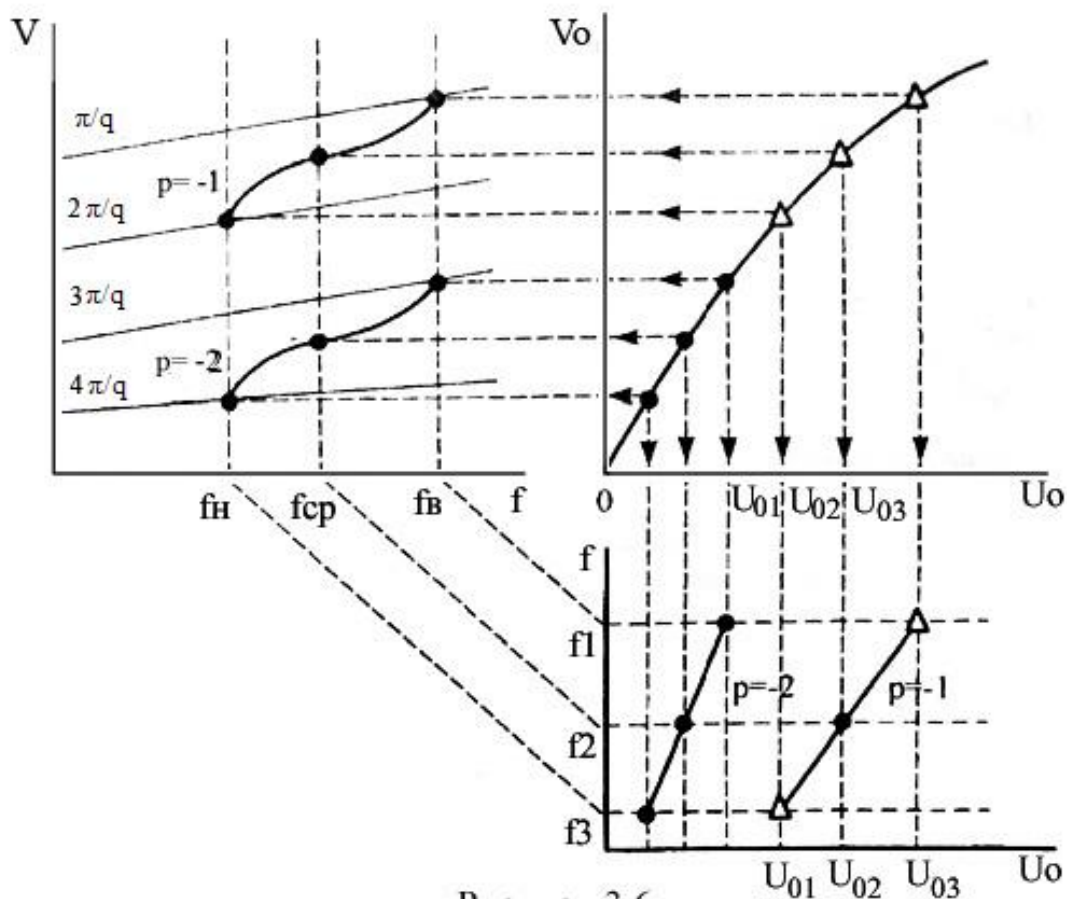
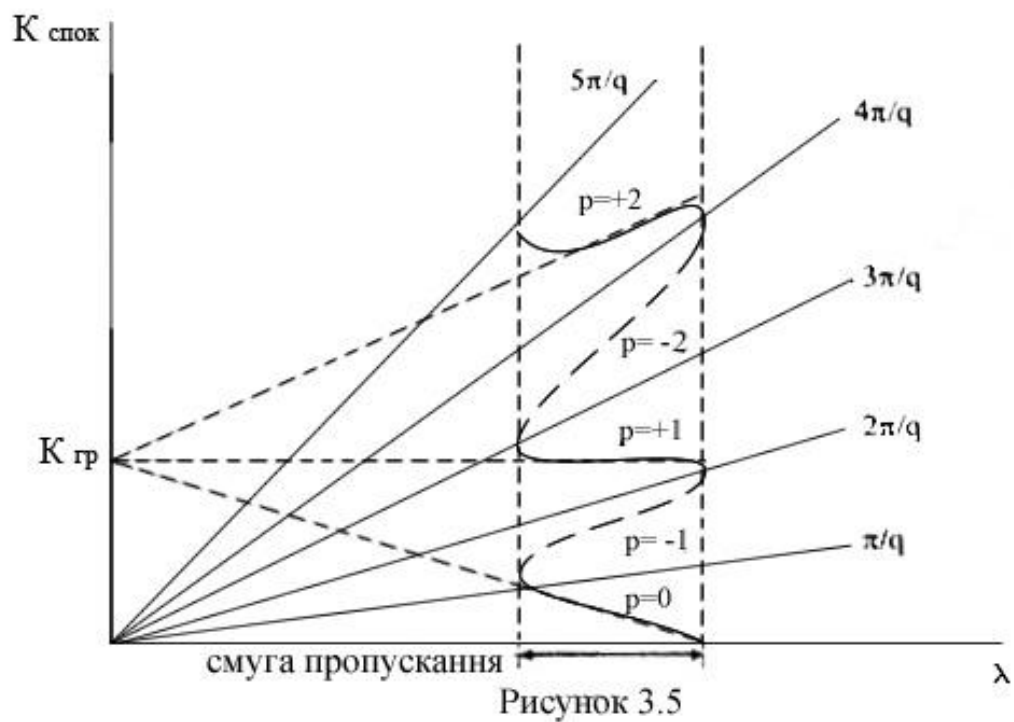
приходяться на просторовий період d ;

p - номер гармоніки.

З рис.3.5 видно, що слабка дисперсія, т.б. залежність коефіцієнта сповільнення від довжини хвилі, можлива для нульової і додатних гармонік, які використовуються в ЛРХ.

На зворотних гармоніках $p = -1, p = -2$ (пунктир) має місце сильна дисперсія.

Електронне перестроювання частоти можна пояснити за допомогою рисунка (рис.3.6). Тут показано, як побудувати залежність частоти ЛЗХ від прискорюючої напруги $f(U_0)$ допомогою характеристики $(V_{\phi})_p(f)$, яка одержана на основі дисперсійної кривої (рис.3.5) і виразу (3.5), тобто $V_{\phi p} = 2\pi S f / \varphi_p$ а також залежності середньої швидкості електронів від прискорюючої напруги U_0 виходячи з умови фазового синхронізму $\nu_0 \geq \nu_{\delta\delta}$. На рис.3.6 вертикальні лінії проходять через



точки f_n, f_e і визначають межі полоси пропускання. З графіка видно, що частота генерації ЛЗХ збільшується при збільшенні U_0 , а також при збільшенні номера від'ємної гармоніки. В дійсності крива $f(U_0)$ має "хвилеподібний" характер. Це пояснюється впливом відбивань енергії від поглиначів і елементів відведення енергії.

Крутизна електронного перестроювання. Для характеристики залежності частоти коливальних, що генеруються, від прискорюючої напруги U_0 використовують крутизну електронного перестроювання частоти

$$S_{\text{тгх}} = \frac{df}{dU_0} \quad [\text{МГц} / \text{В}]. \quad (3.7)$$

З ростом U_0 крутизна ЕПЧ спадає. Для ЛЗХ см-діапазону $S_{\text{тгх}}$ не перевищує декількох МГц / В.

Діапазон робочих частот. Ширина діапазону електронного перестроювання характеризується коефіцієнтом перекриття діапазону

$$\delta_n = f_{\text{max}} / f_{\text{min}}. \quad (3.8)$$

Залежність $\omega(U_0)$ показана на рис.3.7. Величина ω_{max} і ω_{min} робочого діапазону визначається можливими межами зміни U_0 і I_0 , а також припустимою потужністю коливальних, що генеруються. Діапазон довжин хвиль для ЛЗХ складає від $\delta\text{ц}$ до долей мм . Як правило, $\delta_n = 2 \dots 2,5$ (см-діапазон) і $1,05 \dots 1,1$ (мм-діапазон).

Електронний ККД не перевищує декількох відсотків. Теоретична величина визначається простим співвідношенням

$$\eta_{\text{ел}} \cong 0,84C \text{ при } I_{\text{пуск}} \geq 5 \dots 6 I_{\text{іон}}^{(0)}. \quad (3.9)$$

Графік залежності $\eta_{\text{ел}}(U_0)$ показаний на рис.3.8. Низьке значення пояснюється тим, що в ЛЗХ електронний потік має максимальну модуляцію по густині в кінці СС, де E_z - мінімальна. Потужність, яка відбирається полем від електронного потоку, залежить від добутку $I^{(1)} E_z$, який буде невеликим (від декількох десятків міліватт до декількох ватт) як у відбивного клістрона. Відповідно $\eta_{\text{ел}}$ буде невисоким.

Пусковий струм. Амплітудну умову генерації не вдається скласти елементарним способом. Необхідно розв'язувати дисперсійне рівняння для

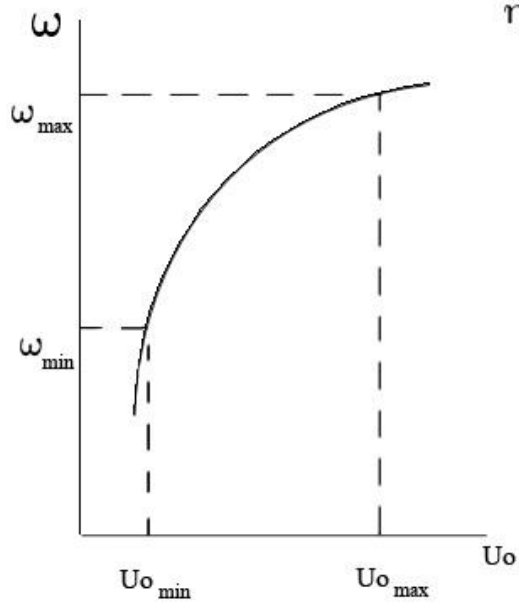


Рисунок 3.7

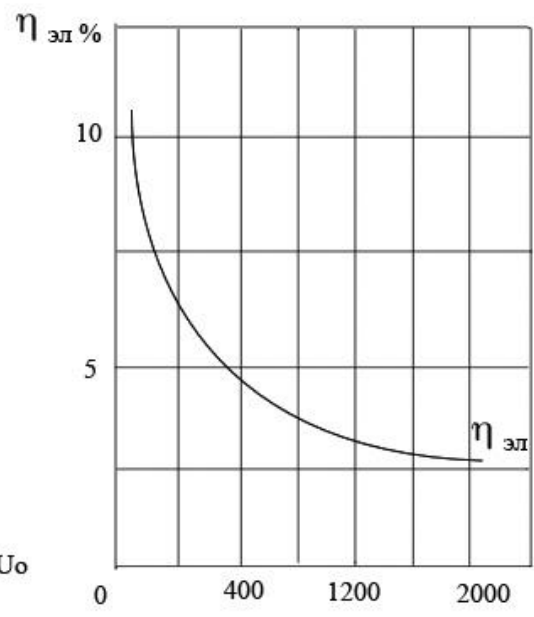


Рисунок 3.8

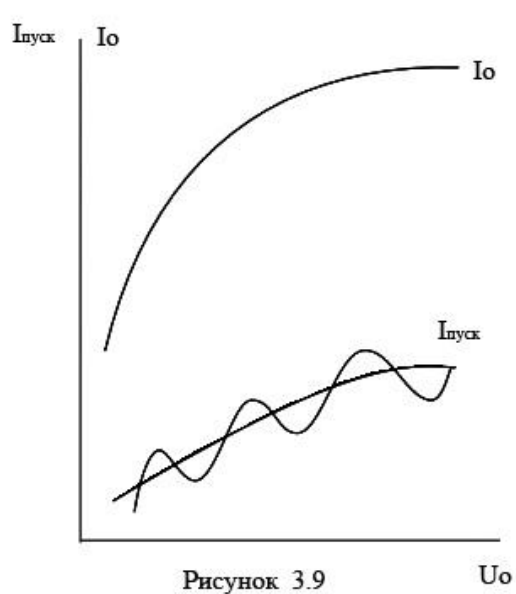


Рисунок 3.9

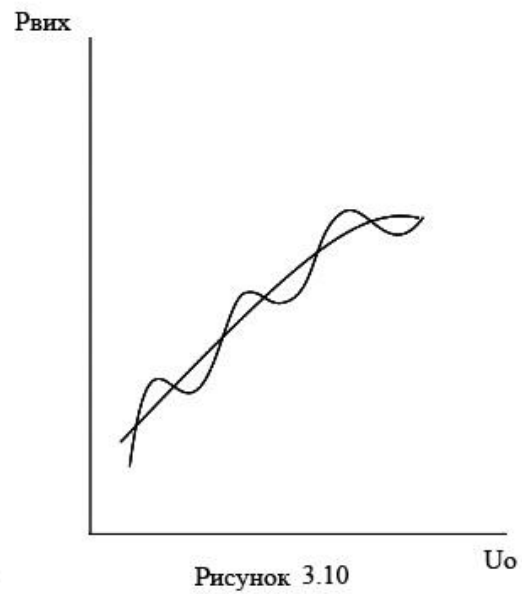


Рисунок 3.10

ЛЗХ з урахуванням граничних умов, або скласти баланс потужностей. В кінцевому рахунку амплітудна умова дає значення пускового струму для $n = 0$

$$I_{i\phi\tilde{n}\tilde{e}}^{(0)} \approx 0,124 \frac{U_0}{R_{\zeta\tilde{a}} N^3}, \quad (3.10)$$

де N - число хвиль, які вкладаються на довжині CC .

Реальна характеристика (рис 3.9) перерізана через погіршення узгодження поглинача і навантаження, на яке працює ЛЗХ.

Вихідна потужність. Вихідна потужність може бути оцінена виразом

$$P_{\tilde{a}\tilde{e}\tilde{o}} = \alpha U_0 (I_0 - I_{i\phi\tilde{n}\tilde{e}}), \quad (3.11)$$

де α - коефіцієнт, який залежить від параметру підсилення C і електронної довжини $CC - N$.

Спочатку $P_{\text{вих}}$ зростає (рис 3.10), через те, що збільшується потужність постійного струму $P_0 = I_0 U_0$, яка підводиться до ЛЗХ, а потім із зростанням $I_{\text{пуск}}$ зростання $P_{\text{вих}}$ сповільнюється, можливе настання насичення і спад.

3.4 Типові данні і застосування ЛЗХ

ЛЗХ застосовується в якості гетеродинів і малопотужних генераторів в широкодіапазонній апаратурі РТ розвідки і протидії, а також у вимірювальній апаратурі в якості світ-генераторів. Фірма "Среггу" рекламувала десять типів ЛЗХ перекриваючих діапазон довжин хвиль від 60 см до 0,2 мм з вихідною потужністю 50 -2 мВт Спостерігається конкуренція з боку напівпровідникових генераторів, які використовуються у вимірювальній апаратурі НВЧ Однак, дослідження в створенні ЛЗХ з великою вихідною потужністю в нижній частині см і мм діапазонах хвиль, продовжується [2].

4 ПРИЛАДИ М-ТИПУ

Приладами М-типу називають прилади, в яких в енергію НВЧ поля безпосередньо перетворюється потенціальна енергія електронів Така взаємодія електронів з НВЧ полем забезпечується при використанні взаємно-перпендикулярних (схрещених) електричного та магнітного поля

4.1 Рух електронів в схрещених електричних і магнітних полях в статичному режимі.

Розглянемо рух електронів в просторі між плоскими електродами. Напрям векторів електричного поля $\vec{E}_0$ і магнітної індукції $\vec{B}_0$ показані на рис 4.1. Вони перпендикулярні один одному. В таких полях електрони піддаються впливу сил електричного і магнітного полів і рухаються по складним траєкторіям.

З фізики відомо, що на електрон (елементарний заряд), який рухається в електромагнітному полі з швидкістю V , діє сила Лоренца і сила Кулона

$$\vec{F}_{\Sigma} = \vec{F}_t + \vec{F}_m, \quad (4.1)$$

$$\vec{F}_{\Sigma} = -e\vec{E} + q\vec{V} \times \vec{B} \quad (4.2)$$

Рівняння руху електронів в цьому випадку буде мати вигляд

$$m \frac{dV}{dt} = -e\vec{E} + q\vec{V} \times \vec{B}. \quad (4.3)$$

Перейдемо від векторної форми рівняння (4.3) до скалярної. Для цього розкладемо вектори $\vec{V}, \vec{E}, \vec{B}$ в (4.3) по ортам $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ в прямокутній системі координат, розкриємо векторний добуток і тоді отримуємо

$$\vec{V} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \vec{x}_0 & \vec{y}_0 & \vec{z}_0 \\ V_x & V_y & V_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} = \vec{x}_0(V_y B_z - V_z B_y) + \vec{y}_0(V_z B_x - V_x B_z) + \vec{z}_0(V_x B_y - V_y B_x) \quad (4.4)$$

$$\text{де, } V_x = \frac{dx}{dt}; V_y = \frac{dy}{dt}; V_z = \frac{dz}{dt},$$

Таким чином, скалярні рівняння руху електронів в прямокутній системі координат мають вигляд

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} (E_x + B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt}), \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\frac{e}{m} (E_y + B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt}), \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\frac{e}{m} (E_z + B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt}), \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\text{де, наприклад, для координати } x: \frac{dV}{dt} = \frac{d(dx)}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2}$$

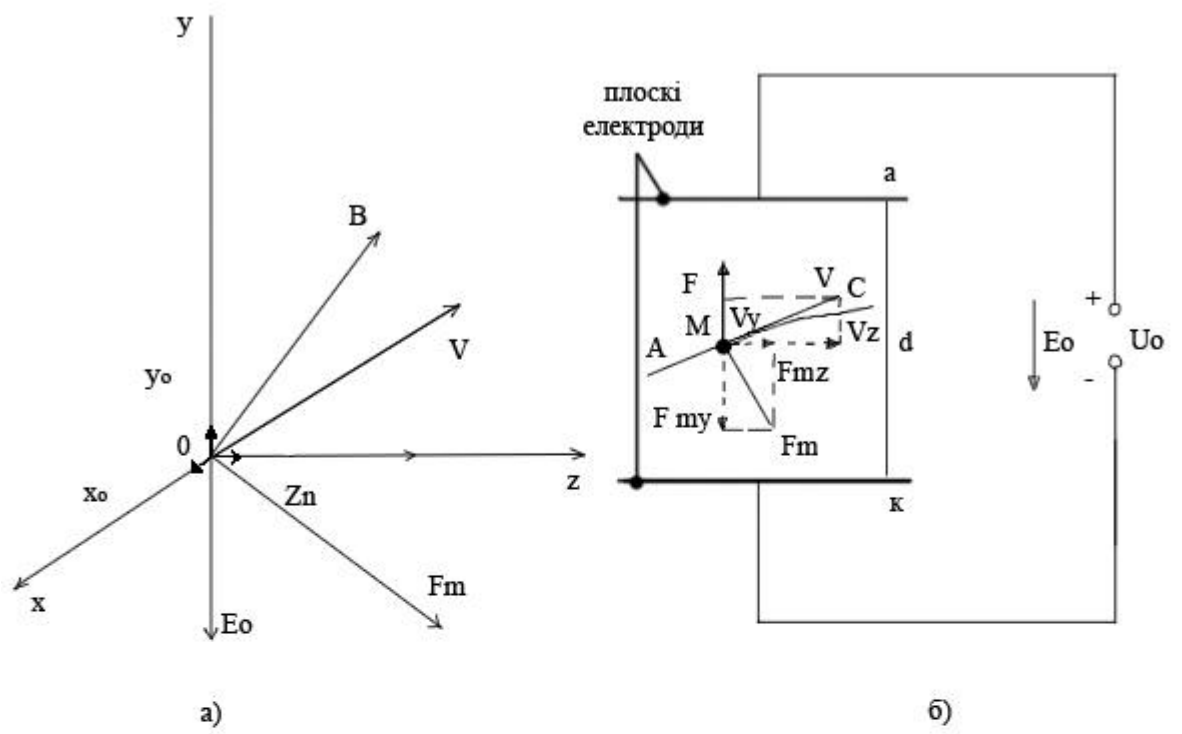


Рисунок 4.1

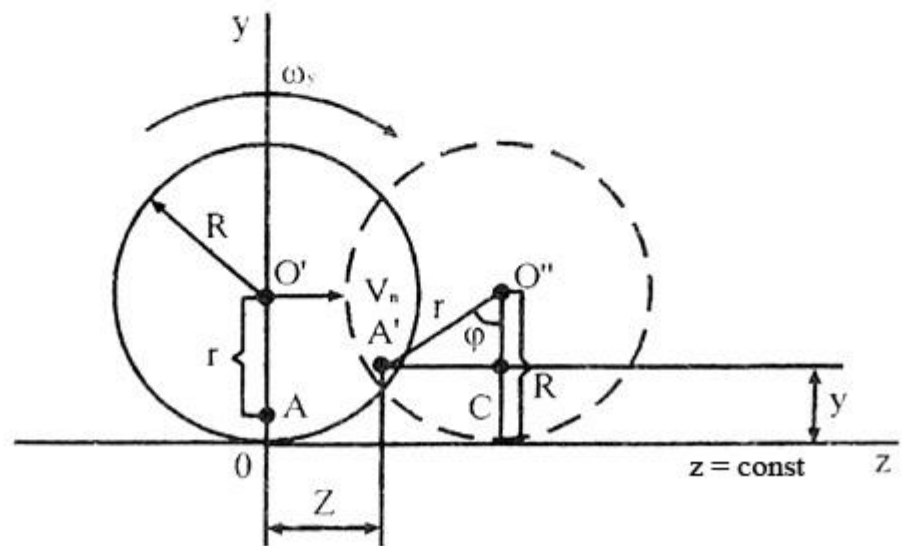


Рисунок 4.2

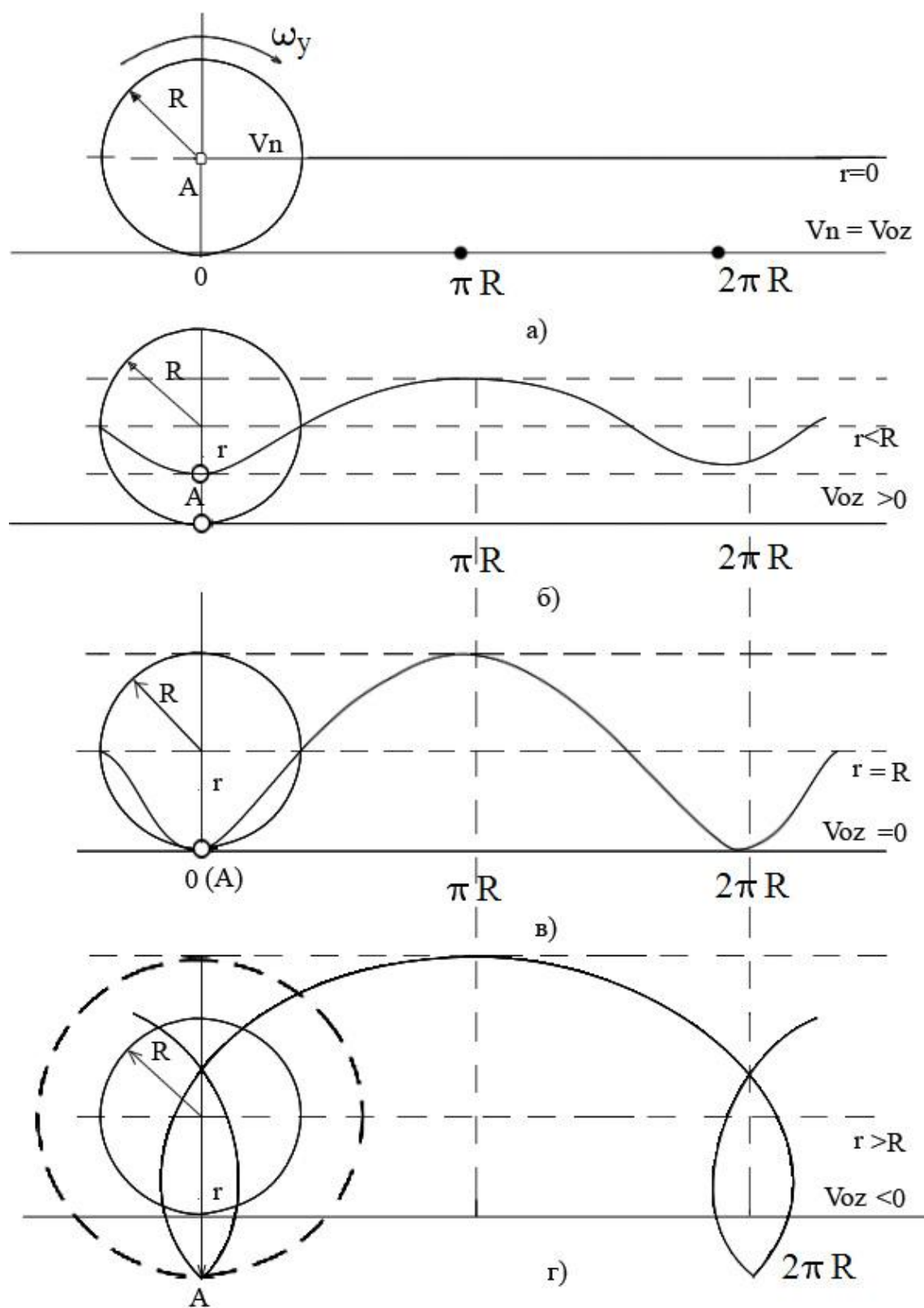


Рисунок 4.3 Види траєкторій руху електронів

Розглянемо рух електрона в статичному електричному і магнітному полях (рис 4.1) Вісь z напрямлена паралельно електродам. Початок координат для загальності розташовано довільно, але систему координат необхідно орієнтувати так, щоб мати праві трійки векторів. Тоді силу Лоренца, для вибраної орієнтації осей системи координат, можна записати

$$\vec{F}_m = -e \left[\vec{V} \times \vec{B} \right] \quad (4.6)$$

В цьому рівнянні використовується властивість векторного добутку $\vec{a} \times \vec{b} = -\vec{b} \times \vec{a}$. Магнітна сила $\vec{F}_m$ залежить від величини і напрямку швидкості $\vec{V}$ руху і завжди перпендикулярна до неї.

У вибраній системі координат $E_x = E_z = 0$, $E_y = -E_0$, $B_y = B_z = 0$, $B_x = -B$, початкова швидкість $V_0 = 0$. Рух проходить в площині YZ ($x = 0$, $V_x = 0$).

Тоді рівняння руху (4.5) можна записати

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} = 0 \\ \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{eE_0}{m} - \frac{eB}{m} \frac{dz}{dt} \end{cases} \quad (4.7)$$

Введемо позначення:

$\frac{eB}{m} = \omega_\mu$ - циклотронна (кутова) частота, частота обертання електрона в однорідному магнітному полі;

$\frac{eE_0}{m} = a$ - прискорення електрона.

З урахуванням цих позначень система (4.7) приймає вигляд

$$\begin{cases} \frac{d^2 y}{dt^2} = a - \omega_\mu \frac{dz}{dt} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} = \omega_\mu \frac{dy}{dt} \end{cases} \quad (4.8)$$

(4.9)

Проінтегруємо по t рівняння (4.9)

$$\frac{dz}{dt} = \omega_{\mu} y + C \quad (4.10)$$

Стала інтегрування $C = 0$ в (4.10) через те, що при $t = 0$ $y = z = 0$, $\frac{dy}{dt} = 0$, $\frac{dz}{dt} = 0$.

З урахуванням цього, підставимо (4.10) в (4.8) і отримуємо:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = a - \omega_{\mu}^2 y \quad (4.11)$$

Розв'язок цього рівняння дає

$$y = \frac{a}{\omega_{\mu}^2} (1 - \cos \omega_{\mu} t) \quad (4.12)$$

Отримаємо тепер розв'язок для z . Для цього підставимо (4.12) в (4.10) і проінтегруємо його по t , в результаті одержимо

$$z = \frac{a}{\omega_{\mu}^2} (\omega_{\mu} t - \sin \omega_{\mu} t) \quad (4.13)$$

Отримані вирази (4.12) і (4.13) являються параметричними рівняннями циклоїди - плоскої кривої, яка описується точкою, що знаходиться на фіксованій відстані r від центру круга радіусом R , який котиться без ковзання по площині $z = z_0 = \text{const}$ (рис 4.2)

Якщо позначити $R = \frac{a}{\omega_{\mu}^2}$, то (4.12) і (4.13) можна записати

$$y = R(1 - \cos \omega_{\mu} t) \quad (4.14)$$

$$z = R(\omega_{\mu} t - \sin \omega_{\mu} t) \quad (4.15)$$

Рівняння (4.14), (4.15) можна отримати, зробив відповідну побудову в системі координат x, y (рис 4.2). Точка A знаходиться на відстані r від центра круга, радіус круга дорівнює R . Точка A суміщена з вісью y . Після повороту круга без ковзання на кут φ , координати точки A' визначаються з геометричних міркувань:

$$y = O'B - O''C; \quad O''B = R; \quad O''C = r \cos \varphi; \quad y = r \cos \varphi;$$

$$z = OB - A'C; \quad OB = \varphi R; \quad A'C = r \sin \varphi; \quad z = V_{\mu} t - r \sin \varphi.$$

Тобто отримали аналогічні рівняння, що і в (4.14) і (4.15).

Складові швидкості руху електронів можна визначити, продиференціювавши (4.14) і (4.15) за часом t :

$$\frac{dy}{dt} = V_y = \frac{a}{\omega_\mu} \sin \omega_\mu t = V_{\bar{I}} \sin \omega_\mu t, \quad (4.16)$$

$$\frac{dz}{dt} = V_z = \frac{a}{\omega_\mu} (1 - \cos \omega_\mu t) = V_{\bar{I}} (1 - \cos \omega_\mu t), \quad (4.17)$$

$$\text{де } V_{\bar{I}} = \frac{a}{\omega_\mu} = \frac{E_0}{B}$$

З виразів (4.16) і (4.17) видно, що рух електрона складається з рівномірною поступального руху вздовж вісі z , з сталою швидкістю, що дорівнює V_n і кругового руху з частотою ω_μ .

Коли електрон входить в розглянуте вище сумарне поле з початковою швидкістю V_0 , необхідно враховувати початкові швидкості електрона вздовж координат x, y, z (V_{0x}, V_{0y}, V_{0z}). Так як рух електрона у випадку, що розглядається, проходить в площині YZ , вважаємо $V_{0x} = 0$.

Доведення рівнянь для y і z при таких умовах такий же, тільки необхідно враховувати, що при $t = 0$, $\frac{dz}{dt} = V_{0z}$, $\frac{dy}{dt} = V_{0y}$.. Доведення докладно дане в [1]. Викладки опускаються. Інтерес представляє формула для визначення відстані r від центра круга до точки, яка розглядається:

$$r = \frac{1}{\omega_\mu} \sqrt{V_{0y}^2 + (V_{\bar{I}} - V_{0z})^2} \quad (4.18)$$

Проаналізуємо вираз (4.18). Для простоти вважаємо, що $V_{0y} = 0$, т.б. електрон летить паралельно вісі z .

Розглянемо декілька окремих випадків:

а) початкова швидкість електрона V_{0z} додатна, але дорівнює V_n ($V_{0z} = V_{II}$). Тоді в (4.19) $r = 0$. Траєкторія електрона пряма лінія, яка відповідає зміщенню центра круга. Це означає рівність $\vec{F}_{el} = \vec{F}_m$. Відбувається взаємна компенсація і електрон рухається по інерції рівномірно (рис. 4.3, а);

б) початкова швидкість електрона V_{0z} додатна ($V_{0z} > 0$), тоді в (4.19) $r < R$. Точка A знаходиться в середині круга (рис. 4.3, б). Траєкторія - скорочена циклоїда;

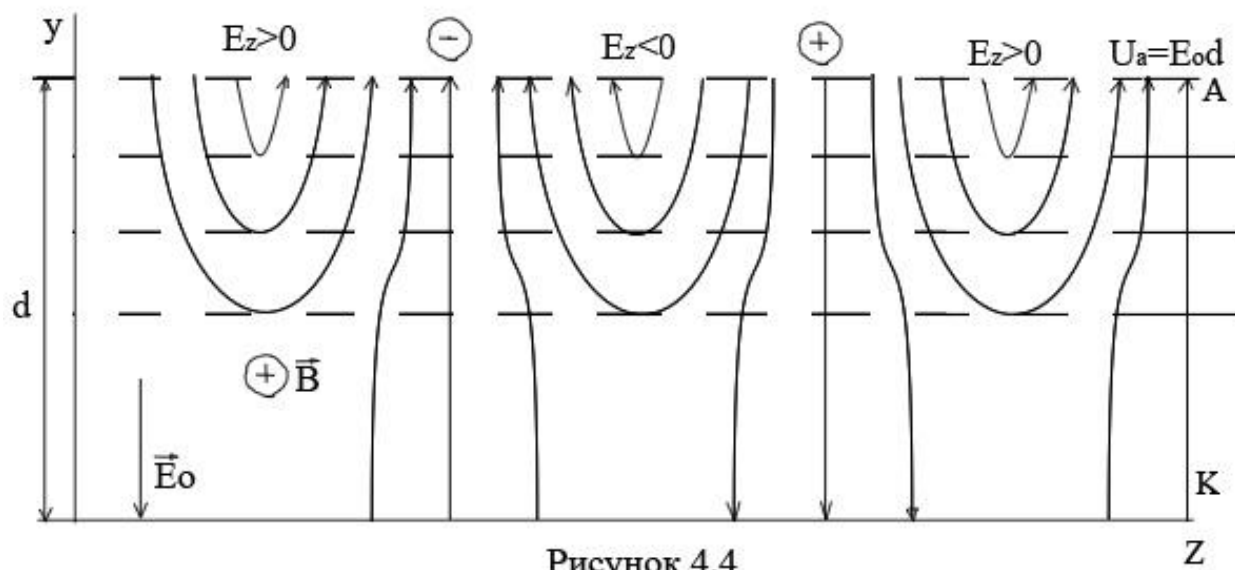


Рисунок 4.4

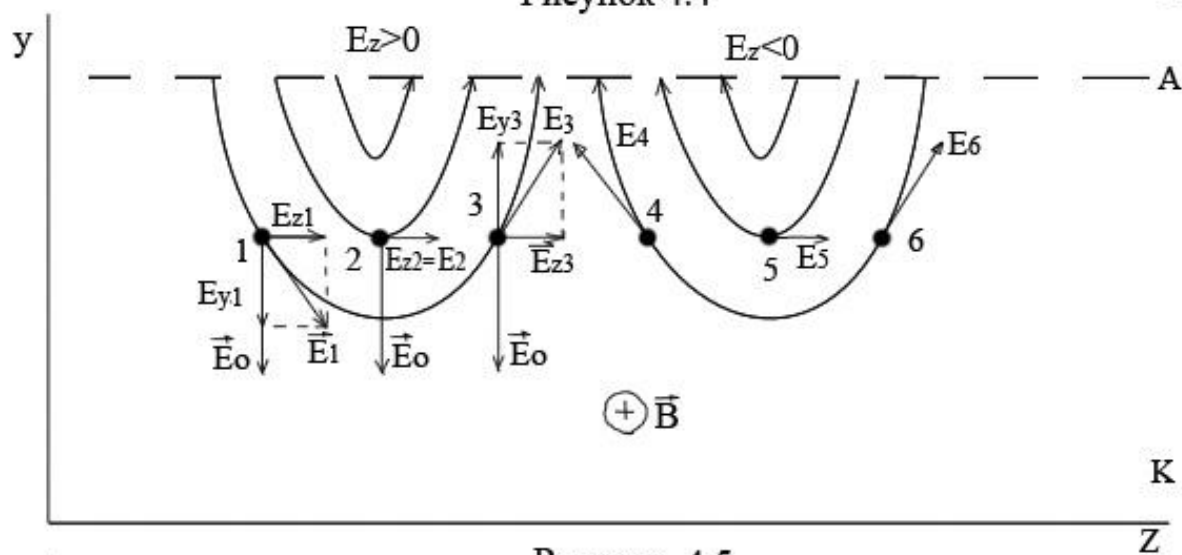


Рисунок 4.5

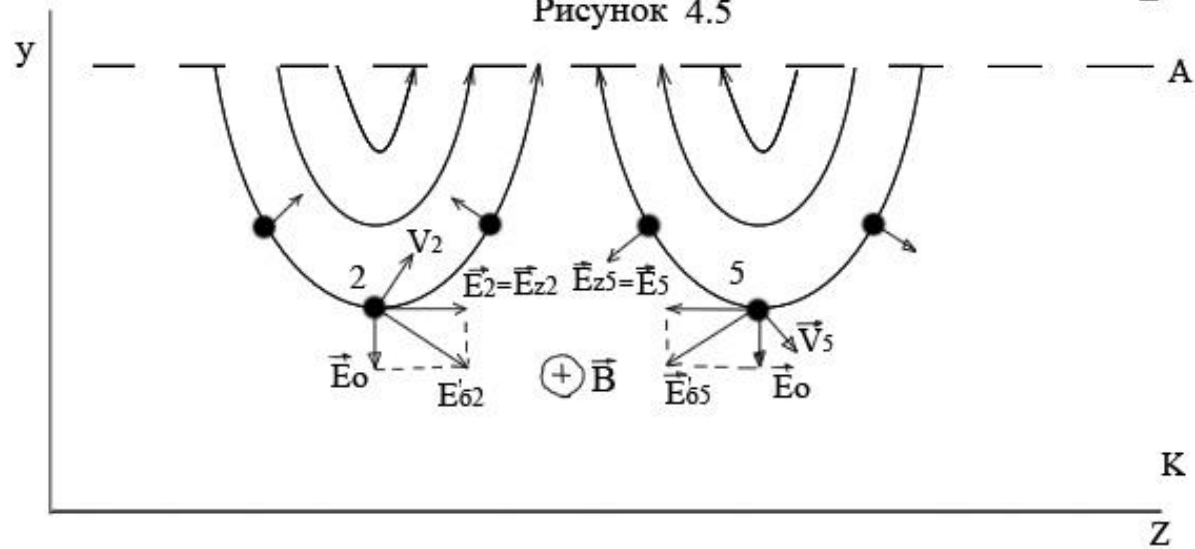


Рисунок 4.6

в) початкова швидкість електрона $V_{0z} = 0$. В цьому випадку в (4.19) $R = r$. Точка A знаходиться на колі радіусом R . Траєкторія - циклоїда (рис 4.3, в);

г) початкова швидкість електрона $V_{0z} < 0$ (від'ємна). Тоді $r < R$. Електрон рухається по подовженій циклоїді (рис 4.3, г)

4.2 Рух електронів в схрещених полях

Будемо вважати, що плоскі електроди представляють деяку СС, в якій існує біжуча хвиля (рис 4.4). Постійне електричне поле створюється за рахунок різниці потенціалів $E_0 = U_a - U_k$. Вектор $\vec{B}$ перпендикулярний площині рисунка. Між електродами рухається потік електронів. Розглянемо взаємодію електронів з неоднорідним електричним полем. Візьмемо по три електрона в різних точках поля. Електричне поле представимо у вигляді силових ліній. Розкладемо вектори напруженості електричного поля на складові по осям y і z . (рис 4.5)

Взаємодія з поперечною складовою. В точці 1 складова $\tilde{E}_{y1}$ вектора

напруженості змінного електричного поля співпадає з напрямком вектора $\vec{E}_0$ постійного поля.

Сумарне поле в точці 1 рівне:

$$\vec{E}_{\Sigma 1} = \tilde{E}_{y1} + \vec{E}_0 \quad (4.20)$$

Переносна швидкість електрона V_{n1} в цій точці:

$$V_{n1} = \frac{\vec{E}_{\Sigma 1}}{\vec{B}} = \frac{\vec{E}_0 + \tilde{E}_{y1}}{\vec{B}} \quad (4.21)$$

В точці 2, вектор $\tilde{E}_0 = 0$ і, таким чином:

$$V_{n2} = \frac{\vec{E}_0}{\vec{B}} \quad (4.22)$$

В точці 3 вектори $\vec{E}_0$ і $\tilde{E}_{y3}$ протилежно напрямлені один одному. Швидкість V_{n3} в цій точці рівна

$$V_{n3} = \frac{\vec{E}_{\Sigma 3}}{\vec{B}} = \frac{\vec{E}_0 - \tilde{E}_{y3}}{\vec{B}} \quad (4.23)$$

Таким чином, в точці 1 електрон в наслідок дії поперечної складової $\tilde{E}_{y1}$ отримує додаткове прискорення; в точці 2, в силу $\tilde{E}_{y2} = 0$, швидкість електрона

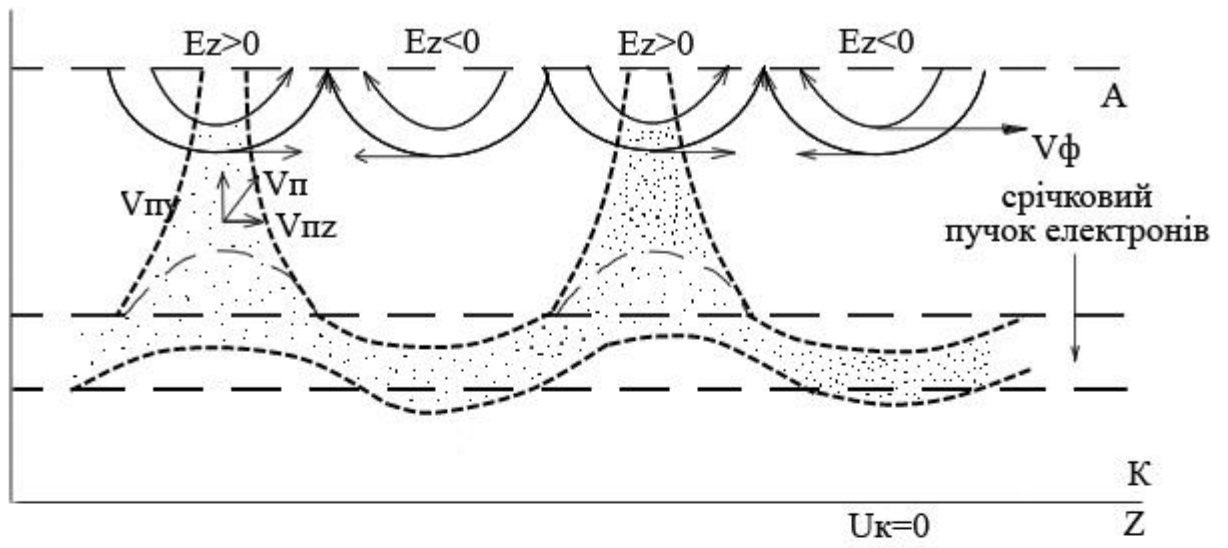


Рисунок 4.7

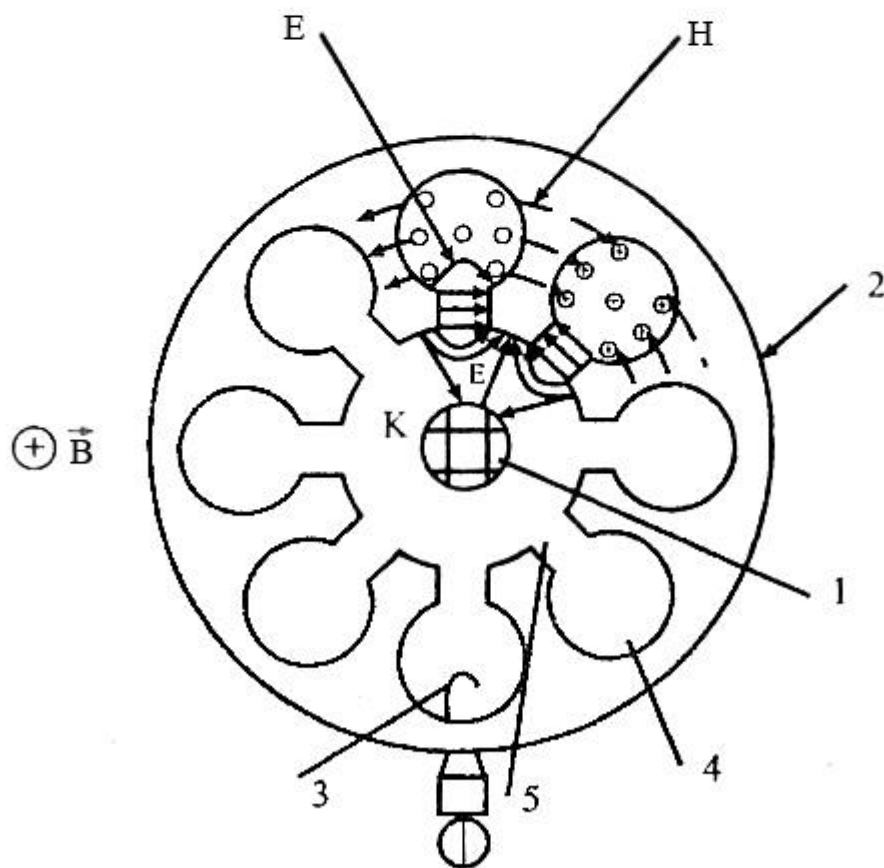


Рисунок 4.8

не змінюється; в точці 3 прискорення від'ємне: електрон сповільнює рух вздовж вісі z . Якщо $V_0 \approx V_\phi$, то при русі електронів з хвилею буде проходити їх групування в згустки. Електрон 2 буде доганяти електрон 1, а електрон 3 - обидва електрони 1 і 2. Центром згустку буде електрон 2, який не змінив своєї швидкості - незбурений електрон (рис. 4.5).

Якщо розглянути електрони 4, 5, 6, що знаходяться в частині поля з протилежною фазою, то картина буде такою: 4 електрон відстає від 5, а 6 - поступово випереджає його. 5 електрон служить центром розрядження електронного потоку.

Таким чином, під дією поперечної складової вектора напруженості $\vec{E}_y$, електрони в схрещених полях, групуються в згустки.

Вплив поздовжньої складової поля. Вплив $\vec{E}_z$ складової розглянемо на прикладі двох електронів 2 і 5, які служать центрами згустків і розрядження (рис. 4.6). В точці 2 вектор $\vec{E}'_{\sigma 2}$ сумарної напруженості електричного поля відхиляється праворуч від вектора $\vec{E}_0$ постійного електричного поля. Вектор $\vec{V} = \vec{E}'_{\sigma 2} / \vec{B}$ поступальної швидкості електронів напрямлений під кутом до осі z в бік електрода з позитивним потенціалом. Відповідно, електрон 2 і сформований згодом згусток, в процесі взаємодії рухаються до цього ж електрода.

В точці 5 вектор $\vec{V}_5$ поступальної швидкості електронів відхиляється від осі z в протилежну сторону: до електрода з нульовим потенціалом. Це означає, що електрони, які потрапили в цю фазу поля (прискорюючу) будуть поступово відходити на нижній електрод (рис. 4.6).

Електрони в згустках, поблизу точки 2 являються робочими електронами: вони виконують корисну роботу. Під час руху до анода зменшується потенціальна енергія електронів в полі $\vec{E}_0$. Це змінювання викликано в наслідок взаємодії електронів зі змінним полем, тобто потенціальна енергія передається полю хвилі.

Електрони, які потрапили в область розрядження, - неробочі електрони: вони швидко виводяться з міжелектродного простору на нижній електрод.

4.3 Форма електронного пучка

Під впливом сил неоднорідного електричного поля електрони в пучці змінюють свою швидкість: з'являються складові швидкості як вздовж осі y так і z (рис.4.7). В результаті змінюється форма пучка. В областях гальмуючого півперіода $E_z > 0$ електрони групуються біля незбуреного електрона 2 за рахунок V_{ny} , але й зміщується в напрямку до позитивного електрода в наслідок дії V_{nz} . Це зміщення тим більше, чим ближче електрони знаходяться до сповільнюючої системи. Електронний потік деформується: його границі в поперечному перерізі розширюються (рис. 4.7). Інша картина в областях з прискорюючим півперіодом ($E_z < 0$). Тут поряд з

групуванням електронів відбувається деяке звуження електронного потоку і відхилення його в сторону катода.

Деформація електронного пучка не приводить до зміни об'ємної густини заряду, т.б. модуляція за швидкістю не приводить до модуляції за густиною (в приладах О - типу). Із-за розширення і звуження пучка об'ємна густина заряду залишається сталою в будь-якій точці. Змінюється лише поверхнева густина заряду і його погонна густина вздовж осі z . Однак при цьому повний заряд змінюється з координатою z : збільшується в області розширення і зменшується там, де пучок звужується. Це змінює картину просторового заряду, яка має хвильовий характер вздовж координат y і z .

4.4 Будова магнетрона

Магнетрон представляє собою потужний генератор НВЧ коливань. Переважна більшість магнетронів працює в імпульсному режимі. Будова магнетрона і структура поля в системі "щілина - отвір" приведені на рис. 4.8. Основними частинами приладу являються циліндричний катод (1) (в імпульсному магнетроні оксидний, в магнетроні неперервної дії - металевий) і анодний блок з телурової міді (2).

Циліндричні отвори (4) в анодному блоці разом з щілинами (5), що зв'язують їх з простором між катодом і анодом, утворюють резонатори. Число резонаторів вибирається парним, всі разом вони утворюють замкнуту сповільнюючу систему. В приладі знаходяться магнітні поля, що створюються зовнішнім магнітом, які направлені перпендикулярно площині рисунка (рис. 4.8).

Анодна напруга U_a між анодом і катодом створює електричне поле, яке перпендикулярне магнітному. Коли до катода прикладена від'ємна напруга (анодний блок, як правило, заземлений для забезпечення безпечної роботи), емітовані катодом електрони рухаються в просторі між анодом і катодом за складними траєкторіями. При взаємодії ВЧ поля сповільнюючої системи, з електронним потоком в схрещених полях E і H проходить підсилення поля.

Вивід енергії - коаксіальний і здійснюється за допомогою петлі зв'язку (3), яка ввімкнена в один з резонаторів.

4.4.1 Зворотний зв'язок в багаторезонаторному магнетроні

Магнетрон - автоколивальна система з декількома видами позитивного зворотного зв'язку. Тут є:

- зворотній зв'язок по високочастотному полю, за рахунок замкненої сповільнюючої системи ("підсилююче кільце");
- зворотній зв'язок по електронному потоку за рахунок замкнутого характеру електронного потоку;
- зворотній зв'язок типу ЛЗХ при роботі на від'ємних просторових гармоніках.

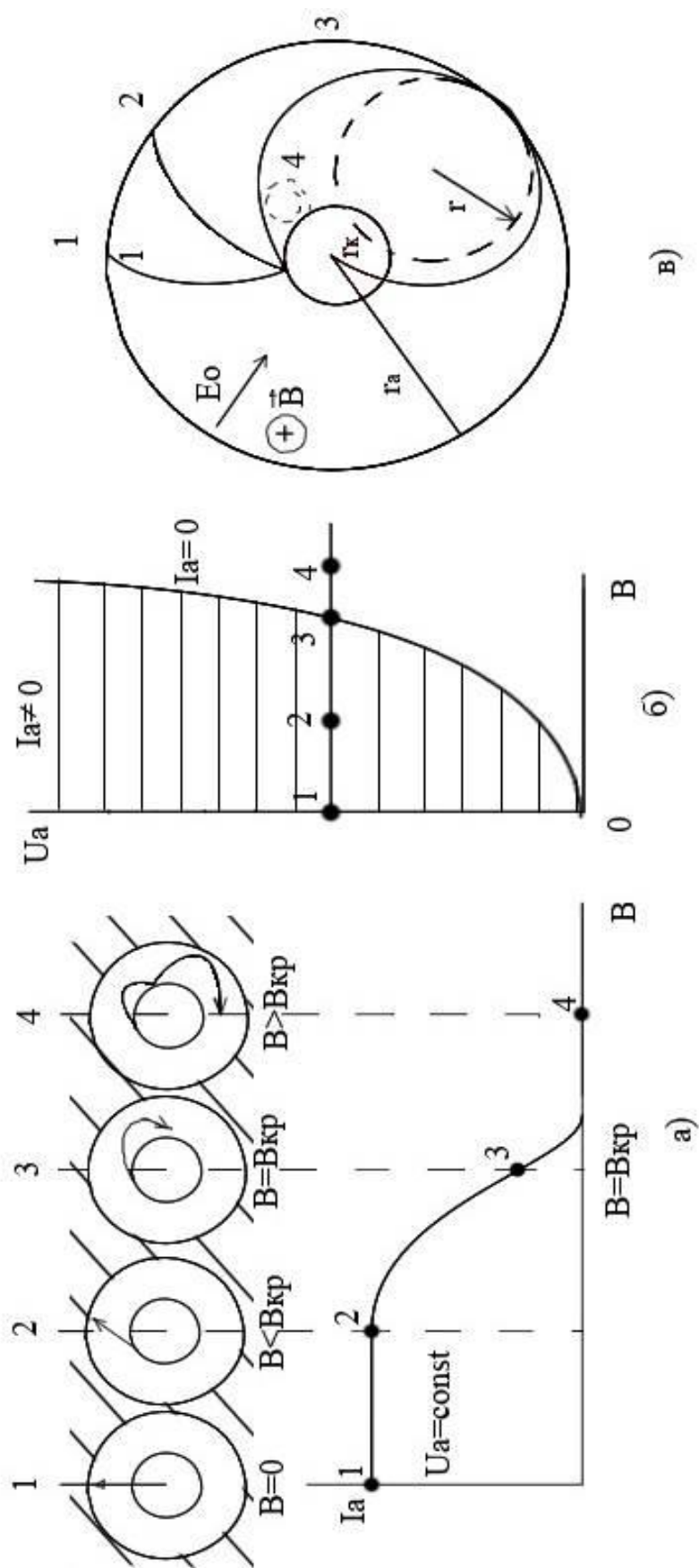


Рисунок 4.9

4.5 Статичний режим роботи магнетрона

В першому наближенні співвідношення, отримані при розгляді руху електронів в схрещених полях в статичному режимі на прикладі плоского діода, можуть застосовуватись для циліндричного магнетрона. Як уже вказувалось траєкторії електронів представляють собою епіциклоїди. Радіус диску, що котиться, залежить від величини магнітного поля. Розглянемо траєкторії руху електронів в циліндричному магнетроні в залежності від величини магнітного поля, рахуючи анод суцільним. Зафіксуємо анодну напругу U_a і будемо змінювати магнітну індукцію $\vec{B}$. На рис. 4.9,а приведена залежність $I_a(B)$ при фіксованій $U_a = const$.

При даній $U_a = const$ і $B = 0$ електрон рухається до анода по радіусу (крива 1, рис.4.9,а,в). При збільшенні індукції $B < B_{кр}$ траєкторія викривляється, але електрон ще попадає на анод (крива 2). Існує деяка критична індукція $B = B_{кр}$, при якій радіус диска, який скочується, дорівнює половині відстані між анодом і катодом $R = d/2$, при цьому траєкторія електрона дотикається анода (крива 3). Якщо $B > B_{кр}$, то електрон не доходить до анода (крива 4) і анодний струм зникає. Режим роботи магнетрона, який відповідає критичній індукції ($B = B_{кр}$), називається **критичним**.

Визначимо $B_{кр}$, при якому $R = d/2$. Напруженість електричного поля в просторі анод – катод

$$E \approx U_a / d \quad (4.24)$$

Радіус диску, що котиться

$$R = \frac{V_i}{\omega_{\phi}} = \frac{E_m}{BeB} = \frac{E_m m}{eB^2} \quad (4.25)$$

З урахуванням (4.24) вираз (4.25) запишеться

$$R = \frac{U_a m}{eB^2 d} \quad (4.26)$$

При $B = B_{кр}$, $R = \frac{d}{2}$, тоді із (4.26) визначимо $B_{кр}$

$$B_{кр} = \sqrt{2mU_a / ed^2} \quad (4.27)$$

Якщо задана індукція B , то можна говорити про критичне значення анодної напруги $U_{a\text{кр}}$, при якій настає критичний режим роботи. В цьому випадку в (4.27) необхідно замінити U_a на $U_{a\text{кр}}$, а $B_{\text{кр}}$ на B .

Тоді отримаємо

$$U_{a\text{кр}} = ed^2 B^2 / 2m \quad (4.28)$$

Криву, яка побудована по (4.28) називають **параболою критичного режиму**. Два будь-яких значення U_a і B визначають точку на рисунку 4.9,б. Якщо точка знаходиться лівіше параболи (в заштрихованій області), то анодний струм магнетрона існує, правіше - відсутній. Заштрихована область не являється робочою. В ній потенціальна енергія електронів повністю переходить в кінетичну і розсіюється на аноді у вигляді тепла. В незаштрихованій області електрони, рухаючись по петлеподібним траєкторіям, створюють хмару просторового заряду, що обертається, ця хмара при виконанні умови синхронізму $V_{\phi\text{пр}} = V_{\text{П}}$ ефективно взаємодіє з НВЧ полем коливальної системи.

4.6 Властивості коливальної системи магнетрона

Коливальна система багаторезонаторного магнетрона складається з об'ємних резонаторів і простору взаємодії. Сусідні резонатори зв'язані через простір взаємодії, тому коливальну систему можна представити замкненим колом зв'язаних об'ємних резонаторів. Існують різні типи коливальних систем. Вони відрізняються формою і числом окремих резонаторів, які розташовані в анодному блоці. Число резонаторів може бути від 8 до 40.

Коливальні системи магнетронів - це по суті широкосмугові періодичні сповільнюючі системи, які згорнуті в кільце і замкнені на себе. В результаті системи стають резонансними і вузькосмуговими, що різко збільшує амплітуду ВЧ поля на резонансних частотах.

В просторі взаємодії збуджується стояча хвиля, яку можна представити у вигляді двох біжучих хвиль, які обертаються назустріч одна одній. Нехай N - число резонаторів, φ_0 - різниця фаз в сусідніх резонаторах.

Резонанс може виникнути на тих частотах, на яких по периметру анодного блоку вкладається ціле число довжин хвиль (**умова циклічності**).

$$N\varphi_0 = 2\pi n, \quad (4.29)$$

де $n = 0, 1, 2, \dots$ - номер коливань.

Тоді можливі значення різниці фаз складають

$$\varphi_0 = \frac{2\pi n}{N} \quad (4.30)$$

З теорії СС відомо, що в межах смуги пропускання $0 < \varphi < \pi$. Звідси отримуємо такий набір можливих номерів видів коливань при парному числі резонаторів

$$n = 0, 1, 2, \dots, N/2 \quad (4.31)$$

Вид коливань з $n = 0$ називають **нульовим і синфазним**; $n = N/2$ називають **π - коливанням і протифазним**.

Значення кутів φ_0 для різких видів коливань при $N = 8$ приведені в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1

Параметр N = 8	Вид коливань, n								
	0	1	2	3	4	5	6	7	8
φ_0	0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π	$\frac{-3\pi}{4}$	$\frac{-\pi}{2}$	$\frac{-\pi}{4}$	2π

У відповідності з табл. 4.1 у 8-резонаторній системі магнетрона виродженими являються коливання з $n = 3$ і $n = 5$, $n = 2$ і $n = 6$, а також з $n = 1$ і $n = 7$. Для $n = 0$ і $n = 4$ виродження відсутнє. Вироджені коливання мають однакові резонансні частоти (дублети).

Структури високочастотних електричних полів в просторі взаємодії 8-резонаторного блока приведені на рис. 4.10. Номер визначає кількість просторових періодів ВЧ поля в азимутальному напрямку, т.б. кількість сповільнених довжин хвиль, які вкладаються в кільцевому просторі взаємодії. На відміну від я-коливань (рис. 4.10,а), пучності стоячої хвилі якого розташовані завжди проти щілини резонатора, стоячі хвилі вироджених коливань відносно резонаторів можуть розташовуватись по-різному: може виявитись на вході резонатора як пучність, так і вузол (рис. 4.10,б,в).

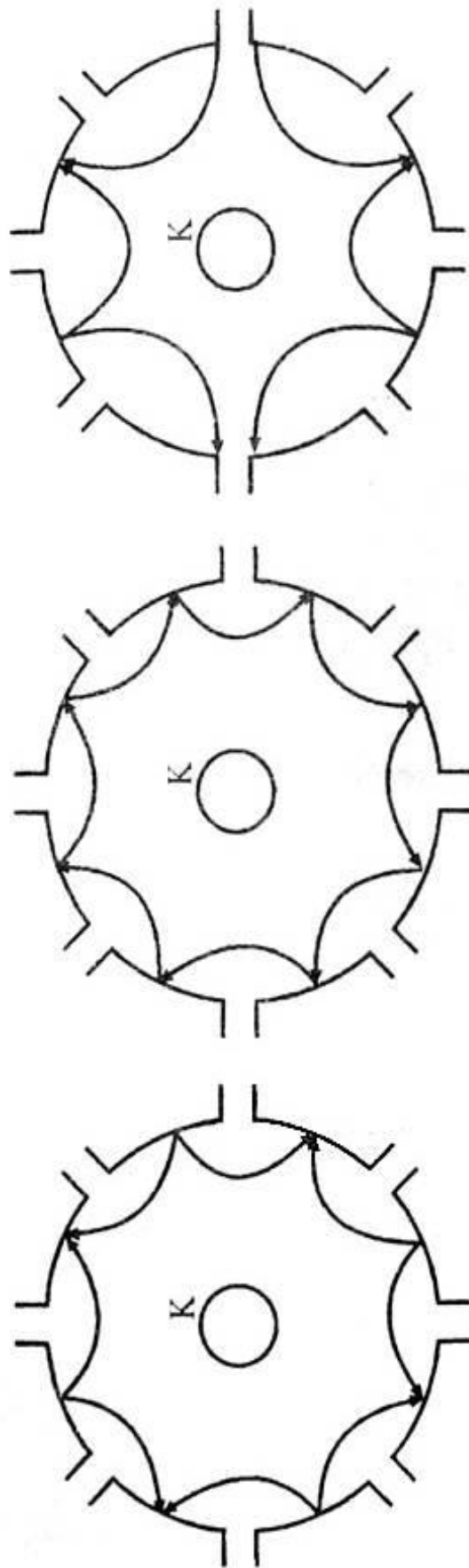
Фазова і кутова швидкості р-гармоніки магнетрона.

Через те, що коливальна система магнетрона являється періодичною по азимуту, то поля біжучих хвиль для будь-якого типу коливань можна розкласти в ряд Фур'є. Отримані просторові гармоніки мають різну кутову і фазову швидкість і однакову частоту.

Зсув фаз на період СС для гармоніки з номером p дорівнює:

$$\varphi_{n,p} = \varphi_0 + 2\pi p, p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \varphi_0 = \frac{2\pi n}{N} \quad (4.32)$$

Визначимо фазову швидкість p - гармоніки, а також кутову швидкість цієї ж гармоніки. Геометрія задачі приведена на рис. 4.11. Тут введені позначення:



в) $n = 3 \quad \phi = \frac{3}{4}\pi$

б) $n = 0 \quad \phi = 0$

а) $n = 4 \quad \phi = \pi$

Рисунок 4.10

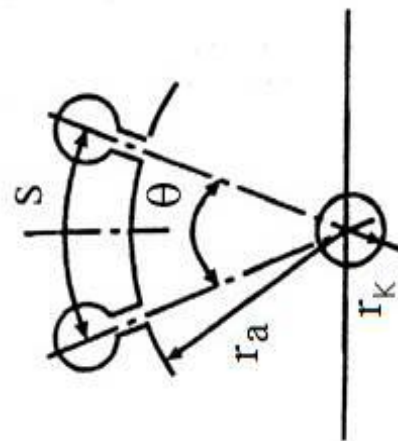


Рисунок 4.11

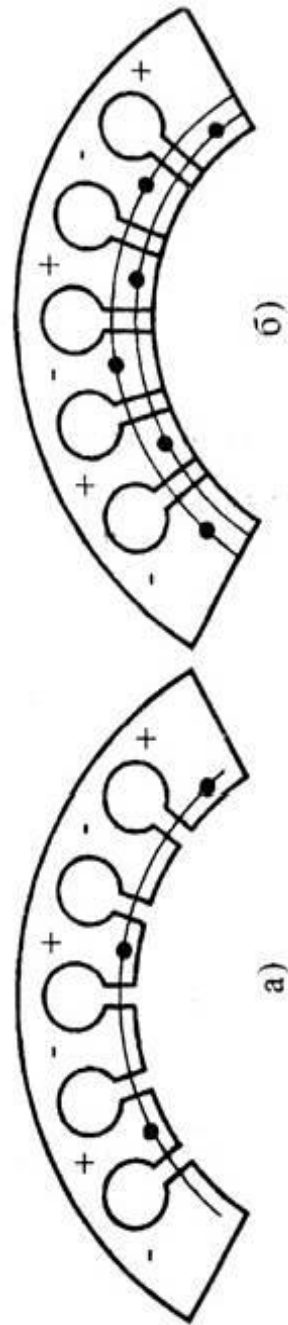


Рисунок 4.12

S – відстань між сусідніми резонаторами;

θ - геометричний кут між сусідніми резонаторами; r_a - радіус анода.

Відстань між двома резонаторами дорівнює

$$S = \frac{2\pi r_a}{N} \quad (4.33)$$

Цю відстань S гармоніка проходить за час $\tau_{n,p}$, який зв'язаний з різницею фаз на період СС $\varphi_{n,p}$ умовою

$$\varphi_{n,p} = \omega_n \tau_{n,p}, \quad (4.34)$$

де ω_n - кругова частота p -го виду коливань; $\omega_n = 2\pi f_n$, $f_n = \frac{\omega_n}{2\pi}$ - однакова у всіх гармонік.

Час $\tau_{n,p}$, визначається як

$$\tau_{n,p} = \frac{\varphi_{n,p}}{\omega_n} = \frac{\varphi_0 + 2\pi p}{\omega_n} = \frac{\frac{2\pi n}{N} + 2\pi p}{\omega_n} \quad (4.35)$$

Фазова швидкість хвилі просторової гармоніки p визначимо з наступної рівності

$$g_{\delta n,p} = \frac{S}{\tau_{n,p}} = \frac{2\pi r_a \omega_n}{N(\frac{2\pi n}{N} + 2\pi p)} = \frac{2\pi r_a \omega_n}{2\pi n + N2\pi p} = \frac{r_a \omega_n}{n + Np}$$

Таким чином, остаточно

$$g_{\delta n,p} = \frac{r_a \omega_n}{n + Np} = \frac{r_a \omega_n}{\alpha} \quad (4.36)$$

де $\alpha = n + Np$ - стала, яка має зміст кутової сталої поширення гармоніки p -типу.

Кутова швидкість p -гармоніки визначається як

$$\Omega_{n,p} \cdot \tau_{n,p} = \theta \quad (4.37)$$

Враховуючи, що $S = r_a \cdot \theta$, визначимо $\theta = S / r_a$ і підставивши в (4.37), отримаємо

$$\Omega_{n,p} = \theta / \tau_{n,p} = S / r_a \tau_{n,p} = \frac{2\pi r_a \omega_n}{Nr_a \left(\frac{2\pi n}{N} + 2\pi p \right)} = \frac{\omega_n}{n + Np}$$

тобто остаточно

$$\Omega_{n,p} = \frac{\omega_n}{n + Np} = \frac{\omega_n}{\alpha} \quad (4.38)$$

4.7 Стабілізація робочого виду коливань

Умовою нормальної роботи магнетрона являється його стабільність, тобто робота на одному виді коливань без спонтанного переходу на інші види коливань. Це можливо, якщо частоти робочого виду коливань (π - виду) $n = N/2$ і сусіднього $n = N/2 - 1$ достатньо розділені. **Різниця частот цих видів коливань називається розділенням видів і виражається в % по відношенню до резонансної частоти π - вида:**

$$\frac{\Delta f}{f\pi} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda\pi} = \frac{|\lambda_{N/2} - \lambda_{N/2-1}|}{\lambda_{n/2}}, \approx 10 - 20 \% \quad (4.39)$$

Чим більше $\frac{\Delta f}{f\pi}$, тим стабільніша робота магнетрона.

Існує декілька методів розділення видів коливань:

- 1) низки в рівнорезонаторному анодному блоці;
- 2) різнорезонаторний анодний блок;
- 3) використання стабілізуючого резонатора, зв'язаного щілинами з багаторезонаторною системою, через резонатор в коаксіальному магнетроні;
- 4) зустрічно - штиркова резонаторна система в магнетронах, що настраюються напругою.

Розглянемо тільки перші два методи.

Метод низок.

Низки - дротяні або стрічкові кільця, або дужки, які з'єднують тільки парні або непарні ламелі анодного блоку. Розрізняють одинарні низки, які зображені на рис. 4.12,а і подвійні, зображені на рис. 4.12,б. Завдяки з'єднанню ламелей через один, низки забезпечують протифазні коливання π - виду і сильно протидіють іншим видам коливань. При π - виді низки під'єднанні до точок, які знаходяться під однаковим потенціалом. При цьому вони "удержують" π - вид. Струм по низкам не протікає, і вони грають роль ємностей, які ввімкнені паралельно власним ємностям резонаторів (сумарна ємність збільшується). При цьому резонансна довжина хвилі збільшується, а частота зменшується.

При інших видах коливань низки з'єднують ламелі з різними потенціалами. По низках протікає зрівнювальний струм, тому низки грають роль додаткових індуктивностей, ввімкнених паралельно індуктивностям резонаторів (сумарна індуктивність зменшується), при цьому $\lambda_{\partial\partial\zeta}$ зменшується, а $f_{\partial\partial\zeta}$ зростає, т.б. проходить розділення коливань.

Метод низок дає розділення частот 10 - 15%. Має недолік: поле низок спотворює поле простору взаємодії, через те, що не залежить від азимута, чим погіршує роботу магнетрона. Крім того зростають ВЧ втрати. Щоб згасити цей недолік їх екранують, розміщуючи в спеціальних рівчиках анодного блоку.

Крім стрічкових і дротяних низок застосовують широкі низки ("важкі"), які мають великі ємності. Розділення частот досягає 50%. Подвійні низки дають розділення » 20%.

Різнорезонаторна анодна система. На хвилях коротших 3 см, виконання низок стає незручним. Тут користуються для розділення видів коливань різнорезонаторним анодним блоком. Анодні блоки такої системи мають різні розміри, чергуючись через один, утворюють дві групи - групу "великих" (довгохвильових) і групу "малих" (короткохвильових) резонаторів.

Аналіз характеристики цих систем показує, що існує дві групи власних частот системи, близьких до резонансних частот двох видів резонаторів. Коливання π - виду мають при цьому частоту, яка лежить між частотами великих і малих резонаторів і виявляються достатньо добре розділеними по частоті по відношенню до інших видів коливань. Чим сильніше розрізняються резонансні частоти резонаторів, тим краще досягається розділення частот, яке залежить від відношення h_{∂}/h_m . При досить великих значеннях h_{∂}/h_m зростає вплив складової ВЧ поля, яке не залежить від азимута, що погіршує взаємодію електронного потоку і ВЧ поля. Розділення частот складає 18-20%.

4.8 Визначення власної частоти коливальної системи

Для її визначення можна скористатися **наближеним методом еквівалентних схем**. Реальна СС замінюється колом чотирьохполюсників, характеристики якого в заданій смузі частот відповідає реальній системі. Відповідна еквівалентна схема ділянки анодного блоку і катода магнетрона без урахування активних втрат приведена на рис. 4.13. Тут введенні позначення: L , C - еквівалентні параметри резонаторів; C_1 - враховує ємність між ламелями і катодом, т.б. визначає ємнісний зв'язок в системі; M - взаємна індукція, що враховує магнітний зв'язок між резонаторами.

Вираз для власних частот має вигляд:

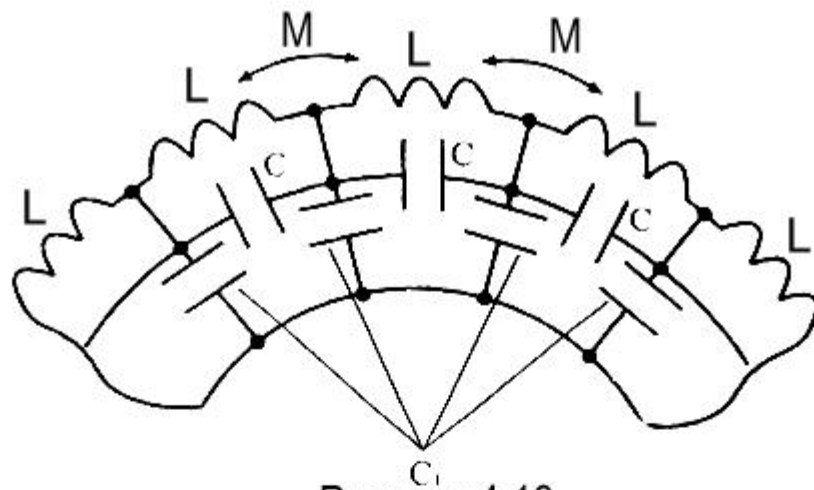


Рисунок 4.13

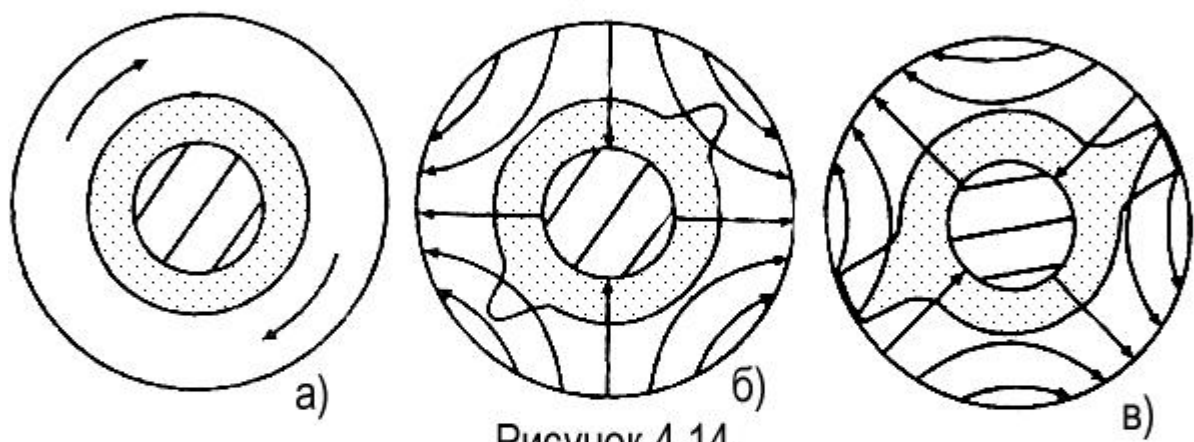


Рисунок 4.14

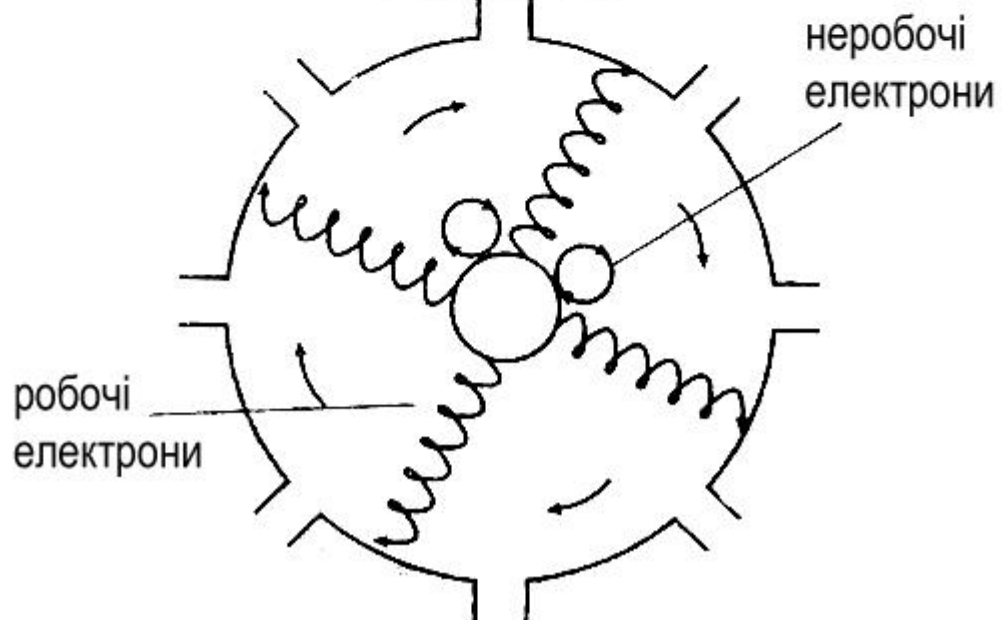


Рисунок 4.15

$$\omega_n = \frac{\omega_0}{\sqrt{\left(1 - 2\frac{M}{L} \cos \frac{2\pi n}{N}\right) \left[1 + \frac{C_1/2C}{(1 - \cos \frac{2\pi n}{N})}\right]}} \quad (4.40)$$

де $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ - власна частота одиночного резонатора;

$$C_1/2C = 0.1/0.4$$

За допомогою формули (4.40) можна розрахувати $\frac{N}{2} + 1$ резонансних частот,

через те, що для $n = \frac{N}{2} \pm k$, частоти виявляються однаковими.

Резонансна довжина хвилі визначається по формулі

$$\lambda_n = \lambda_0 \sqrt{\left(1 - 2\frac{M}{L} \cos \frac{2\pi n}{N}\right) \left[1 + \frac{C_1/2C}{(1 - \cos 2\pi n/N)}\right]} \quad (4.41)$$

Якщо не враховувати взаємну індуктивність, то (4.41) спрощується

$$\omega_n = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{\frac{C_1}{2C}}{(1 - \cos \frac{2\pi n}{N})}}} \quad (4.42)$$

4.9 Динамічний режим роботи магнетрона

Електрони, які вилітають з катода, рухаються незалежно, т.б. дія просторового заряду не проявляються. Тоді електрони в схрещених полях здійснюють циклоїдальні рухи і повертаються на катод. Так як електрони вилітають зі всієї поверхні катода, то утворюється електронна хмара, яка пересувається вздовж катода з переносною швидкістю $V_n = E/B$ (рис.4. 14,а).

Всі процеси взаємодії потоку електронів з НВЧ полем при русі в схрещених полях для плоских електронів властиві і для замкнутої сповільнюючої системи багаторезонаторних магнетронів. Необхідно тільки зробити такі заміни:

$E_y \Rightarrow E_r$ - радіальна складова;

$E_z \Rightarrow E_\varphi$ - азимутальна складова.

Тоді з урахуванням введених позначень динамічний режим роботи магнетрона буде полягати в наступному: припустимо, що в просторі взаємодії є слабе НВЧ поле (флуктуація електронного потоку).

Поле представляє собою суму просторових гармонік. Для однієї з гармонік, наприклад, π -вида буде виконуватися умова синхронізму ($V_{\phi n p} = V_n$) і почнеться ефективна взаємодія електронів і поля. Радіальна складова E_r викличе деяке групування електронів в гальмуючих областях поля, а азимутальна E_ϕ почне зміщувати ці електрони до анода. При цьому робочі електрони почнуть віддавати свою потенціальну енергію полю. Неробочі електрони, які почали взаємодію в прискорюючих областях поля, рухаються до катода і не встигають відібрати у поля багато енергії. Тому переважає передача енергії полю, що приводить до росту поля, а останнє - до підсилення дії поля на електронний потік і т.д. В просторі взаємодії виникають пульсації границі хмари (рис.4. 14,б) просторового заряду, які досягають аноду (рис. 4. 14,в). Раніше вже розглядалася форма електронного пучка. В магнетроні ця форма називається "спицями", які обертаються навколо катода зі сталою швидкістю $\Omega_{n,p}$ (рис.4.15). Число спиць дорівнює числу гальмуючих областей НВЧ поля в просторі взаємодії, т.б. номеру вида коливань. У коливань π - вида число спиць максимальне і дорівнює половині числа резонаторів. Рух електронів зручно розглядати в системі координат, які рухаються разом зі сповільнюючою хвилею. В цій системі НВЧ поле нерухоме і положення електронів можна зобразити циклоїдальною кривою (рис.4.15). Вся електронна хмара обертається навколо катода з кутовою частотою $\Omega_{n,p}$. Умову синхронізму для магнетронів з циліндричними електродами зручно виразити через кутові швидкості хвилі і електронної спиці.

$$\Omega_{n,p} = \Omega_e \quad (4.43)$$

Однак на практиці користуються умовою синхронізму виду

$$(V_\phi)_{n,p} = V_n \quad (4.44)$$

4.10 Умова самозбудження магнетрона

Припустимо, що умова синхронізму (4.44) виконується для деякого кола, наприклад, для кола середнього радіуса простору взаємодії:

$$r_{cp} = (r_a + r_k) / 2. \quad (4.45)$$

Використовуючи (4.45), (4.44), (4.36), отримуємо

$$V_{\phi, i\phi} = \frac{\omega_n(r_a + r_k)}{2(n + pN)} \quad (4.46)$$

Тут ω_n - частота коливань для π - виду.

Через те, що $Vn = E/B$, то умову фазового синхронізму (4.44) з урахуванням (4.46) можна записати у вигляді

$$\frac{E}{B} = \frac{\omega_n(r_a + r_k)}{2(n + pN)} \quad (4.47)$$

Так як $E \approx U_a / (r_a - r_k)$ то з (4.47) визначимо величину порогової напруги, на якій виконується умова синхронізму:

$$U_{анор} = \frac{\omega_n(r_a^2 - r_k^2)B}{2(n + pN)} \quad (4.48)$$

В формулі (4.48) $U_{анор}$ - це найменше значення U_a , при якому відроблені електрони підуть на анод.

4.11 Порогові прямі. Діаграма робочих режимів (діаграма Хартрі)

В формулі для $U_{анор}$ залежність $U_a(B)$ лінійна. Тому графіки *називаються пороговими прямими* (рис. 4.16,а). Вони виходять з початку координат, а їх нахил залежить від номеру виду n і номеру просторової гармоніки p . Порогові прямі перетинають параболу критичного режиму в т. 1',2',3',4'. В заштрихованій області $I_a \neq 0$ (немає генерації $U_a > U_{акр}$). Електрони швидко відходять на анод, не встигаючи взаємодіяти з НВЧ полем. Умовам самозбудження відповідають ділянки суцільних ліній, які лежать нижче параболи критичного режиму. При фіксованому $B = B'$ при $U_a < U_{акр}$ (нижче параболи) в точках 1,2,3,4 починається збудження коливань. Найменші порогові напруги відповідають коливанням π - виду (т. 4). В цьому їх перевага.

Для $B = B'$ можливе збудження всіх чотирьох видів коливань при збільшенні $U_{анор}$ від $U_{анор4}$ до $U_{анор1}$. Для $B = B''$ можливе збудження в точках 4 і 3. Необхідна умова для самозбудження $U_a < U_{акр}$. Щоб було коливання 4 (π - вид) необхідно вибрати значення магнітної індукції $B = B''$.

Рівняння для $U_{анор}$ приблизне. При його виведенні вважалось, що W_k електрона при попаданні на анод дорівнює нулю. Уточнений вираз має вид (приводиться без виведення):

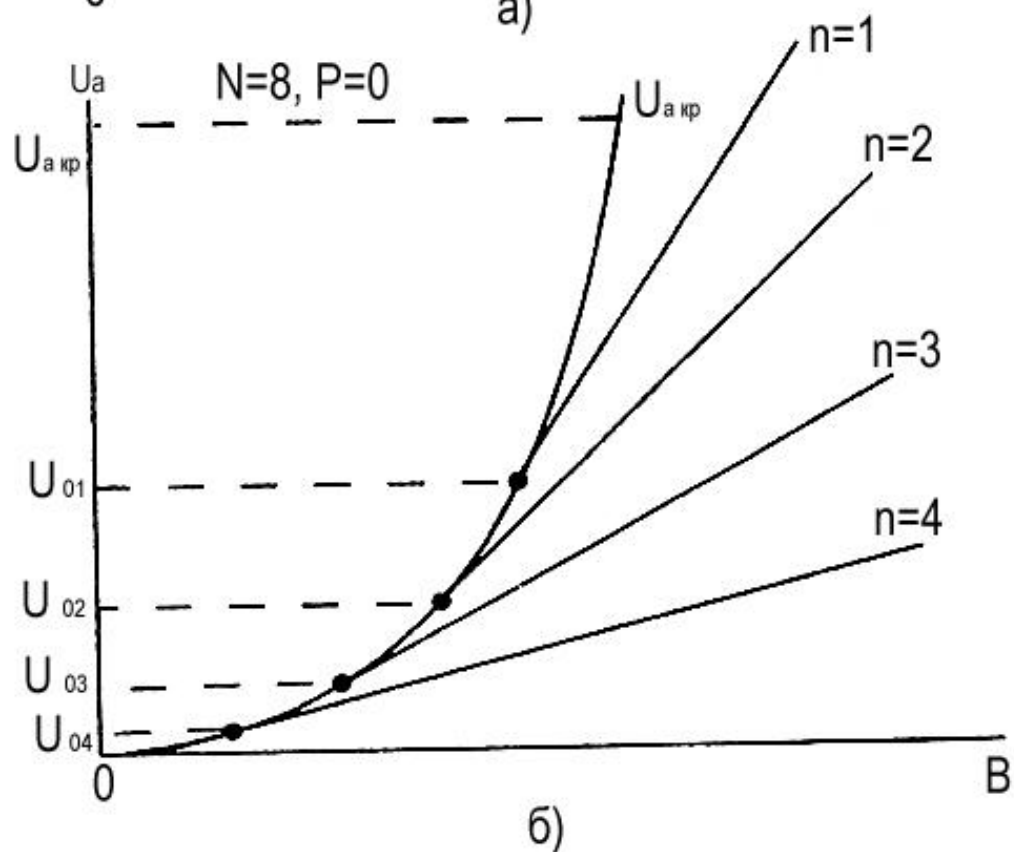
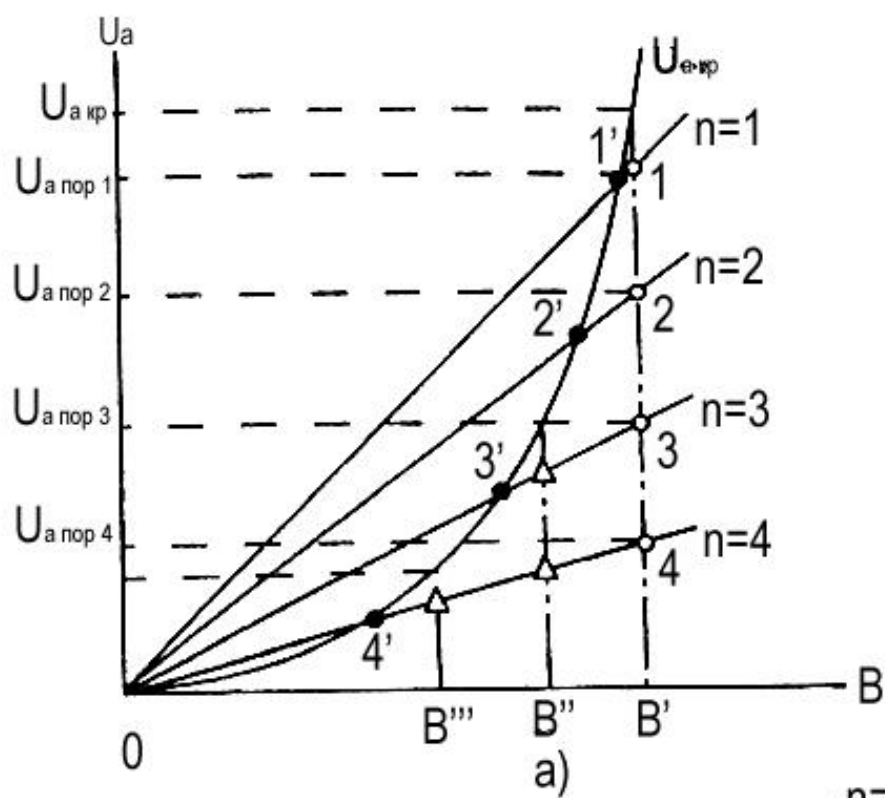
$N=8, P=0$


Рисунок 4. 16

$$U_{анор} = \frac{\omega_n(r_a^2 - r_k^2)B}{2(n + pN)} - U_0, \quad (4.50)$$

де

$$U_0 = \frac{mr_a^2}{2e} \left(\frac{\omega_n}{n + pN} \right) \quad (4.51)$$

Величина U_0 в (4.51) називається **напругою синхронізму**.

Побудовані порогові прямі по цій формулі схожі для першого випадку, але не перетинають параболу критичного режиму, а тільки її дотикаються (рис.4.16,б).

Постійна напруга U_0 в (4.51) не залежить від B , а тільки від n . При цій напрузі електрони рухаються паралельно аноду і виявляється в синхронізмі з полем біжучої хвилі. Залежності зображенні на рис. 4.16,б, називаються діаграмою робочих режимів, або діаграмою Хартрі.

Для π - вида коливань область, нижче порогової прямої, являється неробочою. При цих значеннях U_a не виконується умова синхронізму, або відпрацьовані електрони не потрапляють на анод.

В реальних умовах можлива генерація коливань не тільки в точках площини (U_a, B) , які лежать на порогових прямих, а в деякій області значень анодної напруги (10 - 20%) від $U_{анор}$ для даного виду коливань. Ця область називається **зоною генерації** (рис. 4.21). Ця область знаходиться зверху на пороговій прямій. Анодний струм на пороговій прямій рівний нулю, а в зоні генерації не дорівнює нулю. Причому, чим далі робоча точка від порогової прямої, тим більше I_a .

4.12 Основні характеристики магнетрона. Коефіцієнт корисної дії

Повний ККД визначається його електронним ККД (η_e) і ККД контурної системи (η_k), тобто

$$\eta = \eta_e \cdot \eta_k, \quad (4.52)$$

де η_e - залежить від електроніки приладу і визначає ту частину потужності електронного потоку, яка передається НВЧ полю;

η_k - не залежить від електроніки і, відповідно, від режиму роботи магнетрона.

Для визначення ККД можна скористатися 2-ма методами:

- безпосереднє визначення енергії, яка віддається електронним потоком НВЧ полю;
- визначення енергії, яка виділяється на аноді і катоді магнетрона в результаті їх бомбардування електронним пучком.

Перший метод спряжений з великими труднощами тому, що потребує значення розподілення НВЧ поля і траєкторії руху електронів в просторі взаємодії. Тому на практиці користуються другим методом.

Розглянемо від чого залежить ККД магнетрону. Повна енергія W_{Π} , яку електрон отримує в постійному електричному полі під час руху від катоду до аноду дорівнює потенціальній енергії

$$W_{\Pi} = eU_a \quad (4.53)$$

Ця енергія частково передається електронами НВЧ полю, а частково розсіюється у вигляді тепла, яке виділяється при бомбардуванні анода.

Визначимо кінетичну енергію, з якою електрон вдаряється об анод. Для простоти розглянемо циклоїдальну траєкторію електрона в квазіплоскому магнетроні. Найменш вигідним з точки зору відбору енергії від електронів являється випадок, коли електрони попадають на анод в момент проходження вершини циклоїди. В цей момент кінетична енергія максимальна через те, що на вершині електрон має велику швидкість (рис. 4.17,а)

Відхилення електрона вздовж осі y визначається рівнянням

$$y = \frac{a}{\omega_{\mu}} (1 - \cos \omega_{\mu} t) \quad (4.54)$$

Швидкість електрона вздовж осі z визначається

$$v_z = \frac{a}{\omega_{\mu}} (1 - \cos \omega_{\mu} t) \quad (4.55)$$

Максимальне відхилення електрона вздовж осі y і максимальна швидкість V_z буде при значенні $\cos \omega_{\mu} t = -1$, т.б. $\omega_{\mu} t = \pi$, тому

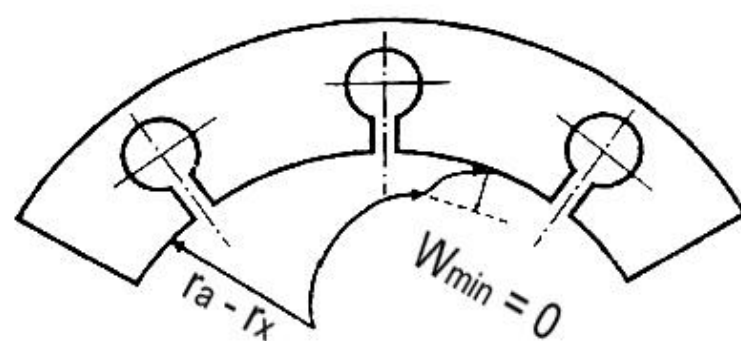
$$v_{z \max} = \frac{2a}{\omega_{\mu}}, y_{\max} = \frac{2a}{\omega_{\mu}^2} \quad (4.56)$$

$$\text{Відомо, що} \quad \frac{a}{\omega_{\mu}} = \frac{E}{B} = v_n; R = \frac{v_n}{\omega_{\mu}} = \frac{a}{\omega_{\mu}^2} \quad (4.57)$$

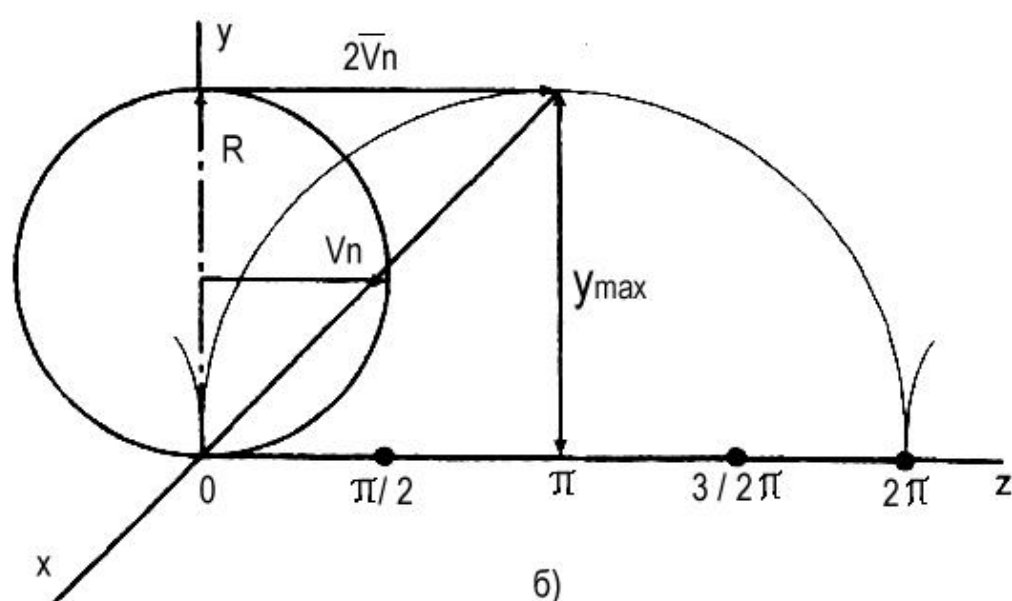
З урахуванням (4.57), рівності в (4.56) запишуться

$$v_{z \max} = 2v_n, y_{\max} = 2R. \quad (4.58)$$

Кінетична енергія, яка розсіюється електроном на аноді:



a)



б)

Рисунок 4. 17

Кінетична енергія, яка розсіюється електроном на аноді:

$$W_{k\max} = \frac{m v_{\max}^2}{2} = \frac{4m v_n^2}{2} = \frac{2m E^2}{B^2} = \frac{2m U_a^2}{B^2 (r_a - r_k)^2}$$

Остаточно,

$$W_{k\max} = 2m \frac{U_a^2}{B^2 (r_a - r_k)^2} \quad (4.59)$$

Той же електрон під час знаходження на катоді до початку руху в просторі взаємодії, мав у відношенні до аноду потенціальну енергію $W_n = eU_a$, при нульовій кінетичній енергії. Відповідно, енергія, яку віддали ВЧ полю, по закону збереження енергії дорівнює

$$W_{om\delta} = W_i - W_{k\max} \quad (4.60)$$

Електронне ККД, таким чином, визначається як

$$\eta_{el} = \frac{W_i - W_{k\max}}{W_i} \quad (4.61)$$

Підставимо в (4.61) значення для $W_i = eU_a$ з (4.59) і отримаємо

$$\eta = 1 - \frac{2m U_a}{e B^2 (r_a - r_k)^2} \quad (4.62)$$

Цей вираз можна перетворити, якщо ввести критичні параметри U_{kp} і B_{kp} , т.я. критичний режим характеризується умовою

$$r_a - r_k = 2R_{kp} = 2 \frac{a}{\omega_\mu^2} = 2 \frac{e U_{akp} m^2}{m (r_a - r_k) e^2 B_{kp}^2} = \frac{2m U_{akp}}{e (r_a - r_{kp})} \quad (4.63)$$

де $a = \frac{eE}{m} = \frac{e U_{akp}}{m (r_a - r_k)}$ - прискорення;

$\omega_\mu = \frac{eB}{m} = \frac{e B_{kp}}{m}$ - циклотронна частота;

Підставляючи (4.63) в (4.62) отримаємо вираз для η_e

$$\eta_e = 1 - \frac{U_a / U_{akp}}{(B / B_{kp})} \quad (4.64)$$

З (4.64) видно, що чим більше режим магнетрону відрізняється від критичного, тим вище ККД. При $B = B_{kp}$, $U_a = U_{akp}$, $\eta_e = 0$.

Залежність ККД від B більш наглядна, якщо врахувати умови синхронізму при роботі на будь-якому фіксованому виді коливань. Відомо, що

$$U_{anop} = \frac{\omega_m (r_a^2 - r_k^2) B}{2(n + pN)}, \quad (4.65)$$

підставимо (4.65) в (4.64) і отримаємо

$$\eta_e = 1 - \frac{m \omega_n}{e \alpha B} \left(\frac{1 + m}{1 - m} \right), \quad (4.66)$$

де $m = \frac{r_k}{r_a}$; $a = n + pN$.

Відношення $\frac{r_k}{r_a}$ впливає на величину η_{el} . Оптимальне відношення оцінюється величиною

$$m = \frac{N - 4}{N + 4}; m = e^{-\frac{8}{N}}, \quad (4.67)$$

де N - число резонаторів. Повне ККД буде дорівнювати

$$\eta_{пол} = \eta_{ел} \cdot \eta_{рез} \quad (4.68)$$

З технічної електродинаміки відомо, що

$$\eta_{рез} = \frac{Q_0}{Q_0 + Q_{зовн}}, \quad (4.69)$$

де Q_0 - власна добротність резонатора, $Q_{зовн}$ добротність зовнішніх кіл.

Як правило, $Q_{зовн}$ приблизно дорівнює 100 ... 200. Власна добротність -1000 в сантиметровому діапазоні.

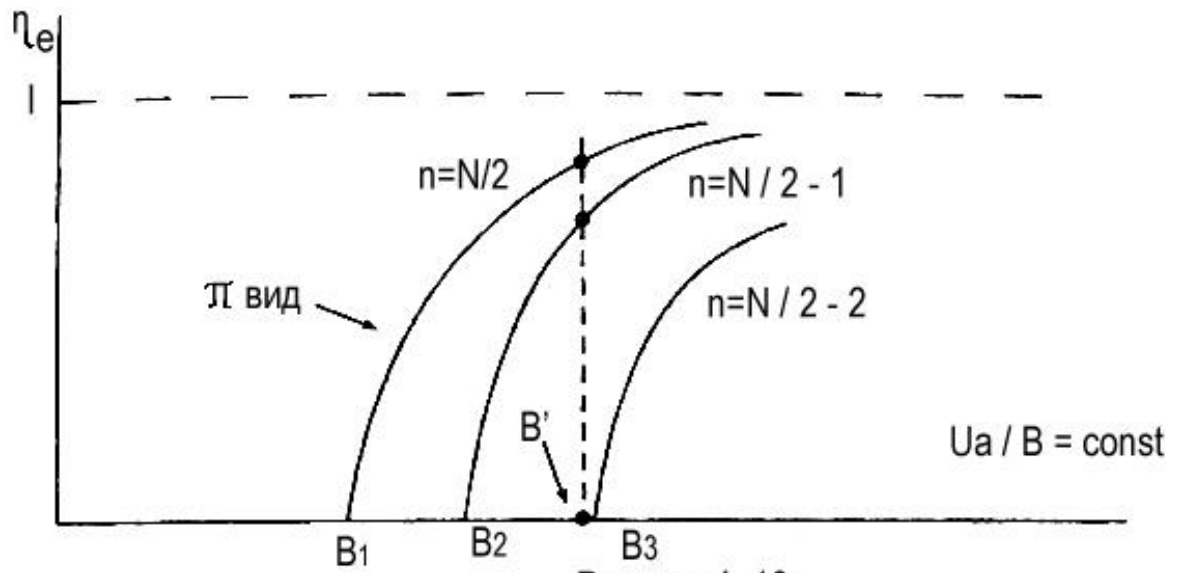


Рисунок 4. 18

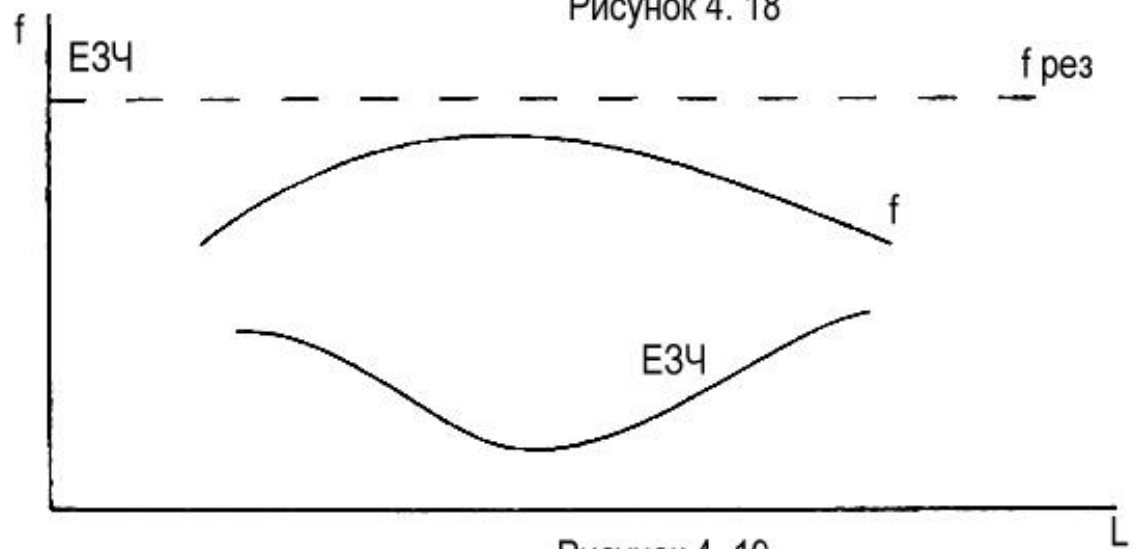


Рисунок 4. 19

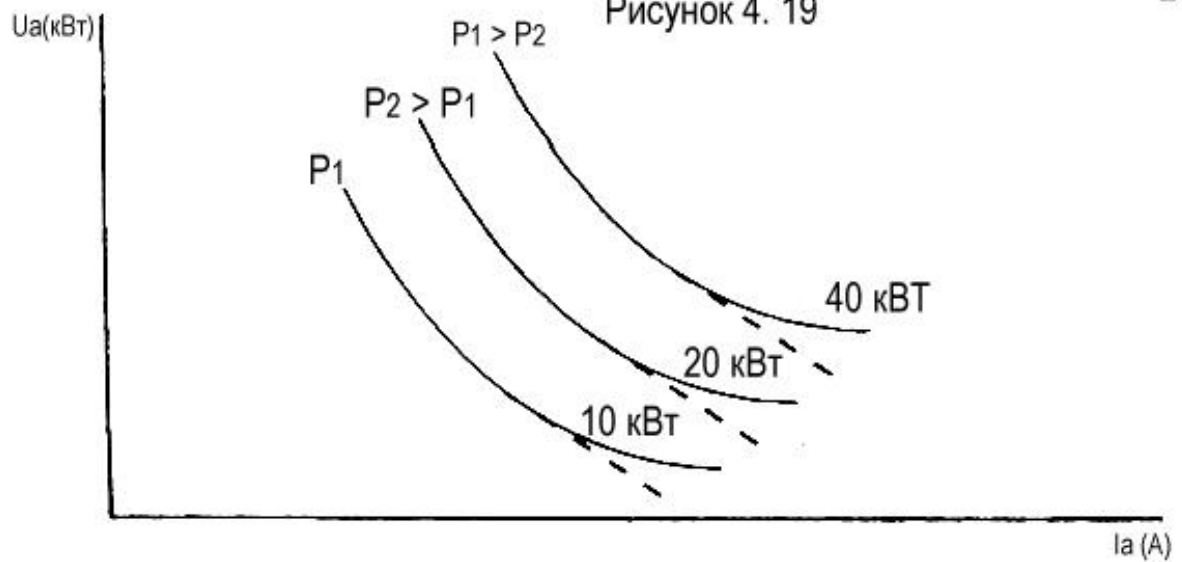


Рисунок 4. 20

Повний ККД складає 60 - 70 % в дециметровому діапазоні і 20 - 40 % на хвилях довжиною порядку 1 см.

Сімейство залежностей η_e від B для різних видів коливань приведені на рис. 4.18. Тут B_1, B_2, B_3 відповідають мінімальним значенням B (критичному режиму) кожного виду коливань. Найбільше значення η_e має π - коливання при фіксованому значенні B' . Криві мають вигляд відрізків гіпербол.

Електронне зміщення частоти. Залежність частоти від анодного струму $f(I_a)$ (анодної напруги) називається **електронним зміщенням частоти** і цим контролюється режим роботи магнетрона (рис 4.19). Залежність немонотонна. В області малих струмів частота різко збільшується, а потім спадає. Це пояснюється тим, що в області малих струмів основним фактором швидкої зміни частоти, являється фазове неузгодження електронних спиць з ВЧ полем, а при великих струмах проявляються компенсуючі дії просторового заряду, а потім і його переважний вплив на власні частоти резонаторної системи. При цьому збільшується струм, розігрівається анодний блок ламелі її розширюються, збільшується ємність, що приводить до зменшення частоти. Електронне зміщення частоти визначається виразом

$$\Delta f_{\text{с}} = \frac{\Delta f}{\Delta f_a} \quad (4.70)$$

і дорівнює як правило, декілька МГц/А

Вихідна потужність магнетрона Залежність вихідної потужності від режиму роботи магнетрона можна оцінити

$$P = \eta_e U_a I_a$$

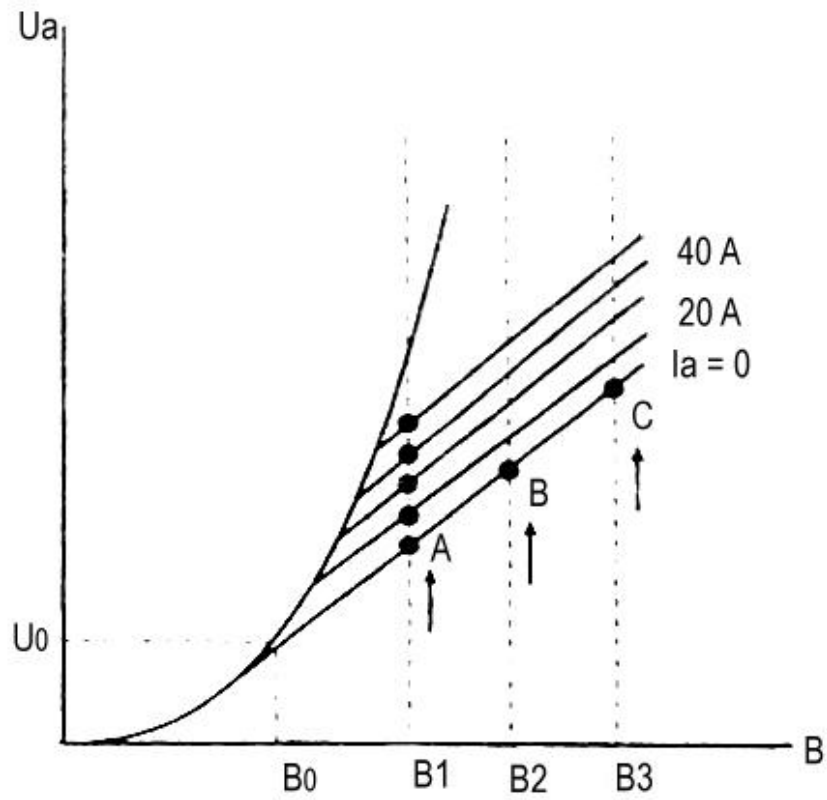
Характер ліній постійної коливальної потужності визначається залежністю

$$U_a I_a = \frac{P}{\eta_e}$$

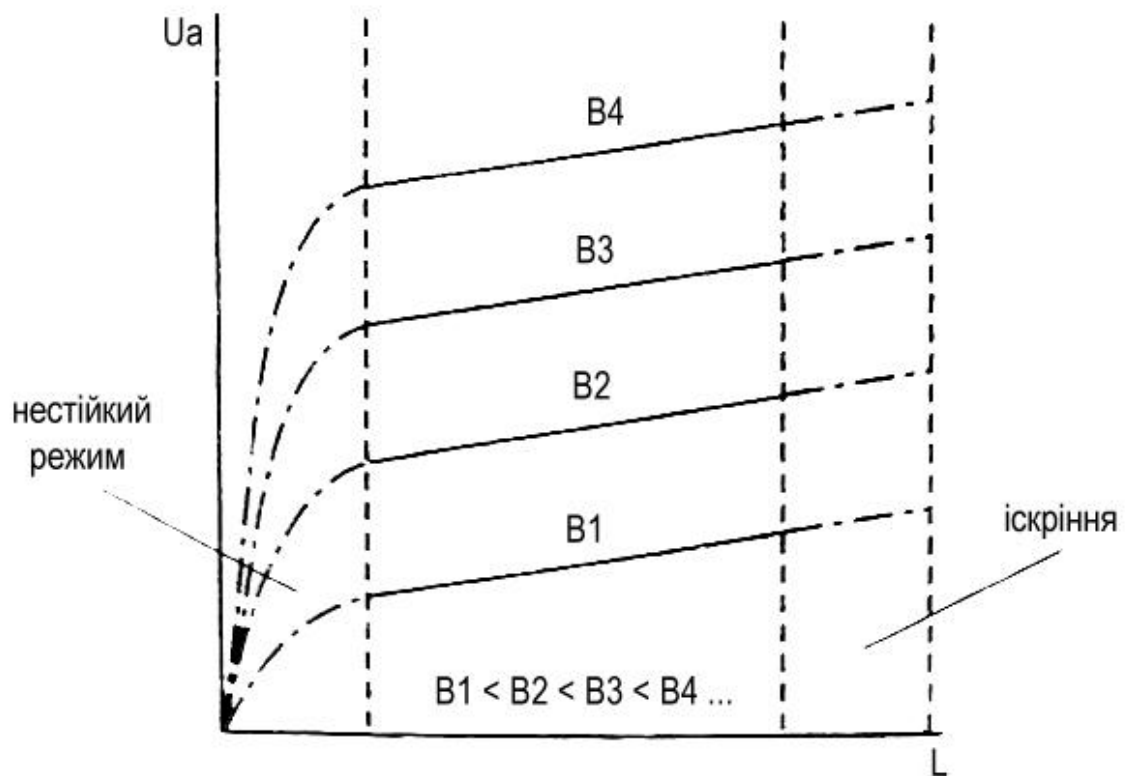
т.б. кривими, близькими до гіпербол. Чиста гіперболічна залежність порушується із-за залежності η_e від режиму роботи (т.б. від I_a)

Вольтамперні характеристики. Зв'язок U_a і I_a при $B = \text{const}$ називається вольтамперними характеристиками магнетрона, або кривою постійної індукції. Пояснення ходу вольтамперної характеристики безпосередньо слідує з діаграми робочих режимів (рис 4.21 ,а).

Збудження починається при $U_a = U_0$, де виконується умова синхронізму. Виберемо незмінну величину B_1 , і будемо підвищувати U_a , починаючи з нуля.



a)



б)

Рисунок 4. 21

При значеннях $U_a > U_0$ анодний струм дуже малий, тому коливання відсутні, або зриваються - це нестійка область (рис 4.21, б) В точці А U_a досягає порогового значення, що приводить до самозбудження і різкому зростанню постійної анодного струму. Далі малі прирости U_a ведуть до того, що I_a досягає максимальних значень, які визначаються ємнісною здатністю катода. Аналогічні роздуми і для точки індукції В₂. Початок протікання струму буде точка Б. Характеристика зміщується т. я. самозбудження починаються при великих U_a . В області великих струмів виникають іскріння в середині магнетрона (пробої), які приводять до зруйнування активної поверхні катода. Вольтамперні характеристики - сімейство кривих з круто зростаючою початковою ділянкою (пунктир) (рис 4.21,б). Далі перелом і майже горизонтальна ділянка з невеликим нахилом характеризуючим роботу магнетрона в генераторному режимі.

4.13 Застосування і деякі типові значення

Магнетрони малої потужності працюють в діапазоні 3 - 10 ГГц. Вихідна потужність коливається в межах 100 Вт - 10 кВт в імпульсі. Перестроювання частоти: механічне $\approx 5 - 9\%$, електромеханічне 2-3%. Час готовності в ракетній бортовій апаратурі (час від моменту включення накалу і анодної напруги до моменту досягнення рівня вихідної потужності 80% максимальної) дорівнює 2 - 10 с. [2]

Застосовуються для нагрівальної апаратури промислового і побутового призначення. В РТ бортовій апаратурі, навігації стеження, пошуку. Частоти, які виділені міжнародною угодою для промислових магнетронів 0,915 і 2,45 ГГц. Потужність нагрівання магнетронів досягав до 100 кВт. ККД магнетронів безперервної дії $\approx 70\%$. Довговічність 2-5 років. Термін зберігання - до 10 тисяч годин. [2]

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. «Радиоотехника», 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.