

ВІЙСЬКОВО-МОРСЬКІ СИЛИ УКРАЇНИ
СЕВАСТОПОЛЬСЬКИЙ ВМІ ім.П.С.НАХІМОВА

К.т.н. доцент Ігор Леонідович АФОНІН
К.т.н. доцент Анатолій Олександрович БИЧКОВ
К.т.н. доцент Віктор Васильович САЛАМАТІН

ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НВЧ І КВАНТОВІ
ПРИЛАДИ

Навчальний посібник

Севастополь
2001
ББК 32.85 + 32.86-5
А 946
УДК 624.38+621.375.8

Навчальний посібник з нормативної дисципліни «Електронні прилади НВЧ і квантові прилади», написаний у відповідності з державними Нормативними документами з освітньої і професійної підготовки за напрямком 7.0907 «Радіотехніка».

Посібник складається з трьох частин. У першій частині розглядаються електровакуумні прилади НВЧ, у другій частині – напівпровідникові, третя частина присвячена квантовим приладам НВЧ та оптичного діапазону. Для закріплення знань у кінці кожної теми приведені характерні задачі.

Табл.6, рис. 95, бібл.7.

РЕЦЕНЗЕНТ: Д.т.н., професор Е.Ф.БАБУРОВ

РЕДАКТОР: К.в.н., доцент В.М.ГАЙДУК

ВВЕДЕННЯ

Електронні прилади НВЧ і квантові прилади призначені для посилення, генерації, множення частоти електромагнітних коливань надвисокочастотного і оптичного діапазонів.

Під діапазоном НВЧ мається на увазі область частот від 300 МГц до 300 ГГц. Оптичний діапазон (300–3 10^6 ГГц) включає субміліметрові і інфрачервоні хвилі, видиме світло і ультрафіолетове випромінювання.

Електромагнітні хвилі НВЧ діапазону знаходять важливі і різноманітні застосування в радіозв'язку (в тому числі космічної і радіорелейної), радіолокації, радіонавігації, телебачення (в тому числі космічному), радіоуправлінні, радіоастрономії, радіоспектроскопії, для вивчення властивостей плазми і матеріалів, в геофізиці, прискорювальній техніці, медицині, побуті (мікрохвильові печі) і т.д.

Оптичний діапазон також має надзвичайно важливе значення для радіозв'язку, радіолокації, радіонавігації і т.д. Він володіє величезною інформативною місткістю.

Історичний розвиток радіоелектроніки йшов по шляху освоєння всі більш високих частот. Інтенсивне дослідження НВЧ діапазону почалося напередодні сорокових років і надалі в значній мірі стимулювалося створенням і впровадженням радіолокаційних станцій під час другої світової війни. Розробка приладів НВЧ шла спочатку по шляху удосконалення звичайних електронних ламп-тріодів і тетродів. Однак їх можливості були обмежені специфічними труднощами, а саме: зростанням кута прольоту електронів і погіршенням параметрів контурів із зосередженими постійними при збільшенні частоти, а також впливом міжелектродних ємностей і індуктивностей введення.

Одним з шляхів подолання відмічених ускладнень є мініатюризація ламп - скорочення міжелектродних відстаней і зменшення геометричних розмірів електродів і введення. При цьому, з одного боку, вдається зменшити час прольоту електронів між електродами приладу; по-друге - мініатюризація дозволяє зменшити внутрілампові індуктивності і місткості. Зменшення індуктивностей можна досягнути також шляхом використання введення, виконаних у вигляді металевих дисків або циліндрів, які конструктивно добре узгоджуються з об'ємними резонаторами – зовнішніми коливальними системами підсилювачів і генераторів НВЧ, які були запропоновані в 1938 році Н.Д.Девятковим, що послужило початком розвитку маячкових і металокерамічних тріодів.

Внаслідок мініатюризації і вибору більш раціональної конструкції вдалося, не змінюючи принципи дії ламп, створити прилади малої потужності (від 0,3 мВт до часток одиниці ват в безперервному режимі і до одиниць кіловат - в імпульсному), здатні працювати аж до сантиметрового діапазону довжин хвиль (3–7 см).

Тріоди середньої потужності працюють при довжині хвилі 7–10 см і мають вихідну потужність від частки вата до одиниць ват в безперервному режимі і одиниці - десятки кіловат - в імпульсному. Потужні тріоди, як правило, мають рідинне охолодження, працюють при довжині хвилі більше 40–50 см, мають вихідну потужність до 300 кВт в безперервному режимі і до одиниць мегават – в імпульсному.

Тріоди випускаються або універсальними, або тільки генераторними.

У генераторних всередині вакуумної оболонки є високочастотні елементи зв'язку між просторами катод–сітка і сітка–анод.

У лабораторних вимірювальних генераторах і підсилювачах, а також які перетворювачі і помножувачі частоти знаходять застосування тріоди малої і середньої потужності. У прийнятно-передавальних приладах радіорелейних ліній зв'язку і в радіонавігаційних системах отримали досить широке поширення тріоди середньої потужності. На них працюють вихідні каскади передавачів. Могутні імпульсні тріоди застосовуються в передавачах радіолокаційних станцій.

У тетродів НВЧ через наявність екрануючої сітки в порівнянні з тріодами істотно ослаблений зв'язок між катодно-сіточним і анодно-сіточним резонаторами. Це зменшує небезпеку самозбудження підсилювачів, ККД тетродів вище, ніж у тріодів через зменшення размытости імпульсів анодного струму. На екранну сітку звичайно подається повна анодна напруга. Тетроди НВЧ призначені для роботи в довгохвильовій частині дециметрового і метрового діапазону хвиль, тобто для роботи при $\lambda > 40\text{--}50$ см. Звичайно їх роблять потужними. Тетроди з внутривакуумними резонаторами називаються резнатронами (що означає – резонаторний тетрод). До переваг НВЧ тріодів і тетродів відносяться досить високий ККД, що доходить до 60–70%, їх порівняно малі маса і габарити. Недоліками є мале посилення, що не перевищує звичайне 10 дБ, порівняно малий термін служби (приблизно 1000 годин), швидке падіння вихідної потужності із зростанням робочої частоти. Практично вони використовуються на частотах до 1,5–2 ГГц. У тріодах і тетродах використовується електростатичне керування електронними потоками. Створення нових приладів НВЧ стало можливим в результаті використання методу динамічного

керування електронним потоком, ідея якого була висловлена в 1932 році російським вченим Д.А. Рожанським. Особливості динамічного керування електронним потоком листяться в модуляції електронів по швидкості, перетворенні модуляції по швидкості в модуляцію по щільності і в передачі енергії від згрупованого електронного згустка коливальній системі. На основі запропонованого методу були створені принципово нові електровакуумні прилади: клістрон (1940), багаторезонаторний магнетрон (1938–1940), лампа біжучої хвилі (1942), лампа зворотної хвилі (1952) і їх модифікації.

У кінці 50-х років почалося освоєння напівпровідникових НВЧ приладів. Нарівні з поліпшенням параметрів відомих транзисторів і діодів були розроблені нові типи напівпровідникових НВЧ приладів: тунельний діод (Л.Есаки, 1958), лавинно-пролітний діод (А.С. Тагер, 1959), діод Ганна (Дж. Ганн, 1963) і деякі інші.

У 50-х роках були створені і перші квантові прилади, засновані на використанні вимушеного випромінювання. Гіпотеза про існування вимушеного електромагнітного випромінювання була висловлена А.Ейнштейном в 1917 році. Однак, тільки в 1940 році А.А.Фабрикантом були сформульовані умови для експериментального виявлення вимушеного випромінювання в газовому розряді. І ще більше 10 років знадобилося, щоб створити перші прилади в 1954 р. російським вченим Н.Г. Басову і А.М.Прохорову і потім американським вченим Ч. Таунсу, Дж. Гордону і М. Цайгеру. У 1956 р. Бломбергенем був створений квантовий підсилювач на твердій парамагнітній речовині – рубіні. У 1960 р. був створений перший оптичний квантовий генератор (лазер) на кристалі рубіна (Т. Мейман).

До теперішнього часу розроблено багато електронних приладів НВЧ і квантових приладів, відмінних як принципом дії, так і областю застосування. Електронні прилади поділяються на два великих класу: електровакуумні і напівпровідникові. Електровакуумні, в свою чергу, поділяються на прилади з електростатичним керуванням і динамічним. Як вже відмічалось, до приладів з електростатичним керуванням електронним потоком відносяться тріоди і тетроди НВЧ. Приладами з динамічним керуванням є клістри (пролітні і відбивні), багаторезонаторні магнетрони, платинотрони, мітрони, лампи біжучої і зворотної хвилі магнетронного типу "М" (ЛБХМ і ЛЗХМ), лампи біжучої і зворотної хвилі типу "О" (ЛЗХО, ЛОХО), твістри і деякі інші.

Як напівпровідникові прилади НВЧ використовуються біполярні і польові транзистори, тунельний і лавинно-пролітні діоди, діоди Ганна і діоди з бар'єром Шотки, р-і-п діоди і інші.

Квантові прилади звичайно поділяються на два класи в залежності від діапазону робочих частот. У НВЧ діапазоні це мазери і квантові стандарти частоти, а в оптичному - лазери. Лазери поділяються в залежності від агрегатного стану активної речовини на газові, твердотельні, рідинні, напівпровідникові. Хоча напівпровідникові, що використовуються в квантовій електроніці, є твердими тілами, напівпровідникові лазери виділені в окрему групу в зв'язку з тим, що характер генерації в напівпровідниках істотно відрізняється від генерації в звичайних твердотілих квантових генераторах.

Електронні прилади НВЧ і квантові прилади постійно удосконалюються, і тому приведений розподіл може носити тільки орієнтовний характер.

Дисципліна "Електронні прилади НВЧ і квантові прилади" повинна забезпечити базову підготовку курсантів (студентів), необхідну для успішного вивчення спеціальних дисциплін і подальшого вирішення військових, виробничих і дослідницьких задач у відповідності з кваліфікаційною характеристикою спеціальності "Радіотехніка". Вивчення дисципліни повинно підготувати курсантів (студентів) до вирішення задач, пов'язаних з раціональним вибором приладів, їх режиму роботи в різних радіотехнічних системах і пристроях.

Внаслідок вивчення дисципліни курсант (студент) повинен:

- придбати знання фізичних основ явищ і принципів дії основних електронних і квантових приладів, їх улиштування, параметри і характеристики, схеми включення джерел живлення, безпечної роботи, умовних позначень;
- уміти використовувати отримані знання для правильного вибору приладу, знаходження параметрів за характеристиками приладів і визначення впливу режимів на параметри;
- набути навички роботи з приладами і апаратурою, і використовувати для дослідження характеристик і вимірювання параметрів приладів.

Даний навчальний посібник написаний відповідно до затвердженої навчальної програми для спеціальності "Радіотехніка" і складається з трьох частин. У першій частині розглядаються електровакуумні прилади НВЧ, у другій частині – напівпровідникові, третя частина присвячена квантовим приладам НВЧ і оптичного діапазону. Через значний обсяг даного курсу в першій частині електровакуумні прилади з електростатичним керуванням не розглядаються. З цієї ж причини питання

теорії викладені тільки в тому обсязі, який достатній для розуміння фізичних процесів в приладах і пояснення основних характеристик.

ЧАСТИНА 1
Електровакуумні прилади НВЧ
1 Загальні питання

Електронні і квантові прилади НВЧ можна взагалі уявити як коливальну або хвильоводну систему, в якій існують електромагнітні поля і активне середовище, що забезпечує посилення електромагнітних коливань. Для електронних приладів таким активним середовищем є електронний потік, для квантових – сукупність атомів або молекул з інверсною населеністю енергетичних рівнів.

1.1 Коливальні системи приладів НВЧ

Коливальні системи електровакуумних приладів НВЧ можна умовно розділити на дві групи: вузькосмогові резонатори і широкосмугові, які, як правило, називаються сповільнюючими системами.

1.1.1 Вузькосмогові коливальні системи

Найбільш широке застосування в електроніці НВЧ знайшли коливальні системи, в яких електричне і магнітне поля як би відділені в просторі один від одного (рис. 1.1).

У цих резонаторах частини площин, розташовані на невеликій відстані d одна від одної, утворюють еквівалентну ємність, в якій зосереджене електричне поле. В іншій частині об'єму, еквівалентної індуктивності контура, зосереджено в основному магнітне поле (рис. 1.1, а, б). Концентрація високочастотного електричного поля в невеликій частині простору має надзвичайно важливе значення, оскільки передача енергії від електронного потоку в коливальну систему відбувається в багатьох приладах в результаті взаємодії рухомих електронів із змінним електричним полем. Коливальні контури, складені із зосереджених елементів L і C , мають резонансну частоту

$$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}.$$

Для резонатора (рис. 1.1, а) величина C визначається відомою формулою ємності плоского конденсатора

$$C = \epsilon_a S/d = \epsilon_a \pi a^2 / d,$$

де $\epsilon_a = \epsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi$ Ф/м діелектрична проникність повітря, інші позначення на рисунку.

$$L = \frac{\Phi}{i},$$

де i – струм, оточуючий внутрішню поверхню циліндра-тороїда (що замикається в зазорі струмом зміщення);

Φ – магнітний потік крізь поверхню S осевого перетину тороїда, зумовлений струмом i

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = \mu_a \int_S \vec{H} d\vec{S} = \mu_a \int_S \vec{H} d\vec{S},$$

оскільки напрямку $\vec{H}$ і $d\vec{S}$ співпадають.

Застосувавши закон повного струму в квазістаціонарному наближенні $\int_l \vec{H} dl$ до контура, що має

вигляд кола радіуса r співпадаючому з лінією $\vec{H}$, отримаємо

$$H = \frac{i}{2\pi r}.$$

Таким чином,

$$L = \frac{\mu_a}{i} \int_S \frac{i}{2\pi r} dS = \frac{\mu_a}{2\pi} \int_S \frac{dS}{r} = \frac{\mu_a}{2\pi} \int_0^1 dz \int_a^b \frac{dr}{r} = \frac{\mu_a l}{2\pi} \ln \frac{b}{a},$$

де $\mu_a = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнітна проникність повітря. Резонансна частота для основного типу коливань розглянутого резонатора буде дорівнювати:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2d}{\epsilon_0 \mu_0 \ln b/a}} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2d}{l \cdot \ln b/a}},$$

де $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ - швидкість світла.

Оскільки $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$, резонансна довжина хвилі, то

$$\lambda_0 = \frac{c}{f_0} = \pi a \sqrt{\frac{2l}{d} \ln \frac{b}{a}}.$$

У замкнених коливальних системах може виникнути безліч різних коливань, відмінних частотою і відповідно розподілом електричного і магнітного полів всередині об'єму резонатора. Але, як правило, найбільшою інтенсивністю характеризується один з найпростіших видів коливань. Так, наприклад, для резонатора (рис. 1.1, а) основним виглядом коливань буде такий, коли вздовж лінії l укладесться чверть хвилі, як показано на рисунку. Подібні резонатори широко використовуються в клістронах. Резонатор щілина–отвір є важливою частиною магнетрона. Осередок магнетронного резонатора зображений на рис. 1.1, в. кожному осередку електричне поле основного типу коливань сконцентровано у вузькому зазорі шириною d , магнітне поле - в циліндричній порожнині радіуса r .

Ємність зазору

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d} = \frac{\epsilon_0 h l}{d}.$$

Передбачається, що довжина осередку l досить велика, внаслідок чого магнітне поле приблизно співпадає з магнітним полем ділянки l нескінченно довгої циліндричної порожнини, стінки якої обтікає в поперечному напрямі струм i (що замикається в зазорі струмом зміщення). Оскільки при цьому вектор $\vec{H}$ направлений вздовж довжини циліндричної порожнини, то за допомогою закону повного струму в квазістаціонарному наближенні легко отримати значення H .

$$\int_l H dl = i, \quad H \int_l dl = i, \quad H = \frac{i}{l}.$$

У випадку, що розглядається індуктивність осередку

$$L = \frac{\Phi}{i} = \frac{1}{i} \int_s B dS = \frac{\mu_0}{i} \int_s H dS = \frac{\mu_0 H}{i} \pi r^2 = \frac{\mu_0}{l} \pi r^2.$$

Резонансна частота осередку магнетронного резонатора буде рівна

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{\epsilon_0 \mu_0 \pi h}},$$

враховуючи, що $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ і $\lambda_0 = c / f_0$. отримаємо значення резонансної довжини хвилі

$$\lambda_0 = 2\pi r \sqrt{\pi h / d}.$$

Резонатор магнетрона складається з декількох осередків, його частота дещо відрізняється від резонансної частоти окремого осередку.

Добротність замкнених коливальних систем досить висока (порядку тисяч одиниць), так як електромагнітне поле укладене всередині оболонки, створюючої резонатор. Сама оболонка металева або металізована всередині, служить екраном, і втрати на випромінювання практично відсутні. Втрати в самому резонаторі невеликі, так як внутрішню поверхню покривають звичайно тонким шаром металу з малим питомим опором (срібло або золото) і потім полірують для зменшення мікроскопічних нерівностей і скорочення шляху струму. Втрати в самому резонаторі часто характеризують еквівалентною провідністю втрат

$$G_n = \frac{2P_n}{U_m^2},$$

де P_n – потужність, що втрачається в резонаторі;

U_m – амплітуда високочастотної напруги.

Якщо резонатор навантажений, тобто частина електромагнітної енергії відводиться з резонатора в навантаження, то користуються поняттям провідності навантаженого резонатора

$$G_{\delta} = G_h + G_n,$$

де G_h – активна провідність самого навантаження.

Резонатор зв'язується з навантаженням витком зв'язку або ємнісним штирем. У першому випадку переважає індуктивний зв'язок, у другому – ємнісний. У витку, площину якого розташовують перпендикулярно лініям магнітного поля, індукується ЕРС. Виток зв'язку вміщують в пучність магнітного поля. Регулювання ступеня зв'язку проводиться поворотом витка відносно його осі. Ємнісний штирь вводить в пучність напруженості електричного поля і регулює зв'язок, змінюючи зазор між штирем і стінкою резонатора.

1.1.2 Сповільнюючі системи (СС)

Як широкосмужні коливальні системи в НВЧ приладах застосовуються сповільнюючі системи, деякі типи яких показані на рис. 1.2.

Частіше за все одна з ліній сповільнюючої структури має гладку поверхню, а інша характеризується рядом періодично повторюваних осередків. Іноді (рис. 1.2, г) обидві лінії мають періодичну структуру. Гладку лінію називають звичайно основою або холодним катодом. Відстань між сусідніми ідентичними елементами сповільнюючої системи називається періодом структури (величина L на рис. 1.2).

Сповільнення. Основне призначення сповільнюючої системи – зменшити швидкість поширення електромагнітної хвилі. Як ми побачимо далі, ефективна взаємодія потоку електронів з полем хвилі може бути отримано тільки при умові приблизної рівності фазовий швидкості хвилі V_{ϕ} і швидкості V_e руху електронів. При реально допустимих прискорюючих напругах, порядку сотень збо тисяч вольт, швидкість V_e руху електронів не перевищує сотих або десятих часток від величини C – швидкості світла. Таким чином, фазова швидкість V_{ϕ} хвилі повинна бути в декілька одиниць або десятків разів менше швидкості C . Відношення C/V_{ϕ} називають коефіцієнтом сповільнення системи. У реальних приладах $C/V_{\phi} = (3 \dots 50)$. Показані на рис. 1.2, сповільнюючі системи задовольняють цю вимогу. Принцип сповільнення хвилі легко показати на прикладі спіральної сповільнюючої системи (рис. 1.2, а). При збудженні такої лінії від генератора НВЧ коливаний хвиля розповсюджується по внутрішньому провіднику з швидкістю, близькою до швидкості світла. Отже, за час проходження вздовж одного витка спіралі довжиною πD , де D – діаметр спіралі, хвиля переміститься вздовж осі системи лише на величину L – кроку спіралі. Таким чином, коефіцієнт сповільнення

$$\frac{C}{V_{\phi}} = \frac{\pi D}{L},$$

при $L \ll \pi d$.

Коефіцієнт сповільнення тим більше, чим більше відношення довжини витка до кроку спіралі. Змінюючи діаметр спіралі D і її крок L , можна в широких межах змінювати коефіцієнт сповільнення.

Більш точний аналіз поширення електромагнітних хвиль вздовж спіралі показує, що спіраль має дисперсію, тобто фазова швидкість хвилі в спіралі залежить від частоти. Але на досить високих частотах вираз

$$V_{\phi} = C \frac{L}{\pi D}$$

дає хороше наближення.

Сповільнююча система у вигляді циліндричної спіралі широко використовується в ЛРХ, що серійно випускаються, що пояснюється багатьма її перевагами. Ні одна з відомих сповільнюючих систем не може конкурувати зі спіраллю відносно широкосмужності. Одним з недоліків спіральної системи є мала теплорозсіювальна здатність і неможливість у зв'язку з цим використовувати її в НВЧ приладах великої потужності. Більш високою теплорозсіювальною здатністю наділена гребінчаста сповільнююча система (рис. 1.2, б). Її властива сильніше виражена дисперсія, ніж спіральній системі.

1.1.3 Електричне поле в сповільнюючій системі типу "гребінка"

Картина електричного поля на відрізку сповільнюючої системи для деякого моменту t показано на рис. 1.3.

Біля поверхні СС в напрямі осі Z розповсюджується уповільнена електромагнітна хвиля. Нехай довжина уповільненої хвилі λ_a рівна десяти періодам L сповільнюючої системи. Зростання напруженості поля відмічений збільшенням числа силових ліній між виступами. Очевидно, що в точках 1, 2, 3 і т.д., що знаходяться під серединою виступів, $E_z=0$ внаслідок граничних умов. У кожному осередку E_z максимально в середині, де $E_y=0$. Тому залежність подовжньої складової поля E_z від координати Z (рис. 1.3, б) являє собою серію імпульсів з синусоїдальною огинаючою. Синусоїдально огинаюча зміщається праворуч у відповідності з напрямом поширення хвилі. Залежність $E_z = f(z)$ несинусоїдальна. Використовуючи апарат Фур'є, теорему Флоке, поле в періодичній сповільнюючій системі можна представити нескінченною сумою хвиль, які рохаються з однаковою частотою ω і різними коефіцієнтами фази β_m .

$$E(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_{zm}(x, y) e^{i(\omega t - \beta_m z)}, \quad (1.1)$$

де E_{zm} – амплітуди рухомих хвиль,

$$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{L}; m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.2)$$

Ці хвилі називаються просторовими гармоніками. Їх потрібно відрізнити від тимчасових гармонік, які отримуємо при розкладанні в ряд несинусоїдальних періодичних функцій часу і мають кратні частоти. Всі просторові гармоніки змінюються у часі з частотою вхідного сигналу, а поява різних коефіцієнтів фази – це результат несинусоїдальної залежності поля E_z від координати Z .

Просторові гармоніки існують тільки спільно, в сумі представляючи реальне поле в СС. Рішення у вигляді однієї просторової гармоніки (однієї рухомої хвилі) не може задовольнити граничні умови. Гармоніка $m=0$ називається нульовою просторовою гармонікою, $m=+1$ – плюс першої, $m=-1$ – мінус першої і т.д. Гармоніки з $m>0$ називаються позитивними, а з $m<0$ – негативними. Величина β_0 – коефіцієнт фази нульової просторової гармоніки. $\Psi_0 = \beta_0 L$ – зсув фази на один період L для нульової просторової гармоніки. Виразення (1.2) може бути перетворено до вигляду

$$\beta_m = \frac{\Psi_0 + 2\pi m}{L} = \frac{\Psi_m}{L}, \quad (1.3)$$

де $\Psi_m = \Psi_0 + 2\pi m$ – зсув фази для гармоніки m на одному періоді L .

$$\text{Довжина хвилі гармоніки} \quad \lambda_m = \frac{2\pi}{\beta_m} = \frac{2\pi}{\beta_0 + 2\pi m/L}. \quad (1.4)$$

Фазова швидкість просторової гармоніки

$$V_{\phi m} = \frac{\omega}{\beta_m} = \frac{\omega}{\beta_0 + 2\pi m/L}. \quad (1.5)$$

Порівняємо величини фазових швидкостей.

$$\text{Якщо} \quad \lambda_a = \lambda_0 > L, \quad \text{то} \quad \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} < \frac{2\pi}{L}.$$

Для позитивних $m (+1, +2, \dots)$ $V_{\phi m} > 0$, тобто направлена вздовж осі Z і буде зменшуватися із зростанням номера гармоніки m , а значить і буде зменшуватися.

Для негативних $m (-1, -2, \dots)$ $V_{\phi m} < 0$, тобто напрям фазової швидкості змінюється на зворотний. Абсолютна величина $V_{\phi m}$ при $m < 0$ так же зменшується із зростанням номера гармоніки. Таким чином, при виконанні умови $\lambda_0 > L$ максимальне значення фазової швидкості і довжини хвилі відповідає нульовій просторовій гармоніці. Часто просторову гармоніку, що має найбільшу фазову швидкість, називають основною.

Групова швидкість всіх просторових гармонік однакова і рівна груповій швидкості нульової гармоніки

$$V_r = \frac{d\omega}{d\beta_m} = \frac{d\omega}{d\beta_0}. \quad (1.6)$$

Зручно вважати групову швидкість завжди позитивною. Хвилю, в якій напрями V_r і V_ϕ рівні, називають прямою хвилею, хвилю з протилежними напрямками швидкостей – зворотною хвилею. Відповідно і просторові гармоніки можна розділити на прямі і зворотні. Нульова гармоніка може бути прямою ($V_{\phi 0} > 0$) і зворотною ($V_{\phi 0} < 0$).

Дисперсія – залежність фазової швидкості від частоти – одне з найважливіших властивостей сповільнюючих систем. Дисперсію називають нормальною, якщо абсолютне значення фазової швидкості

зменшуються із зростанням частоти, тобто $\frac{d|V_{\phi m}|}{d\omega} < 0$. При $\frac{d|V_{\phi m}|}{d\omega} > 0$ дисперсія фазової швидкості аномальна. Для всіх зворотних гармонік дисперсія аномальна, прямі гармоніки можуть мати як нормальну, так і аномальну дисперсію.

Залежність фазової швидкості гармонік від частоти можна прослідити за допомогою дисперсійних характеристик, один з різновидів яких показана на рис. 1.4. По осі абсцис відкладений фазовий зсув на один період сповільнюючої системи $\beta_m L$, а по осі ординат – частота ω .

Суцільні криві відносяться до гармоніки $m=0$, $m=\pm 1$, $\pm 2, \dots$. Нульова гармоніка ($m = 0$) відповідає зміні кута $\phi_m = \phi_0 = \beta_0 L$ від 0 до π . Ці межі відповідно до теорії фільтрів визначають смугу пропускання, укладену між ω_0 і ω_π . Зсув фази для гармоніки $m = +1$ по визначенню (1.3) на 2π більше, ніж при $m = 0$, тому крива для $m = +1$ існує в межах $(2 \dots 3)\pi$. Відповідно зміщуються на 2π праворуч криві при кожному збільшенні на одиницю номера m . Перехід від $m=0$ до $m = -1$ еквівалентний зміщенню кривої в область фази від $-\pi$ до -2π т.д. Смуга пропускання для всіх просторових гармонік однакова і рівна смузі

пропускання сповільнюючої системи. Фазова швидкість гармоніки $V_{\phi m} = \frac{\omega}{\beta_m}$ пропорційна тангенсу кута

нахилу прямої, проведеної через початок координат і точку дисперсійної кривої для вибраної частоти ω . Групова швидкість гармоніки пропорційна похідній $V_r = \frac{d\omega}{d\beta_m}$ в даній точці, тобто $\tan \alpha$.

Очевидно, що на межах смуги пропускання групова швидкість всіх просторових гармонік рівна нулю (екстремальні точки кривих). Групова швидкість всіх просторових гармонік при даній частоті ω однакова і позитивна.

Для варіанту СС, дисперсійна характеристика якої приведена на рис. 1.4., найбільша фазова швидкість у нульовій гармоніки. Використовуючи дисперсійні характеристики, можна з'ясувати залежність фазової швидкості будь-якої просторової гармоніки від частоти.

Опір зв'язку. В електронних НВЧ приладах звичайно вимірюють потужність електромагнітної хвилі. Тому важливо знати зв'язок між напруженістю електричного поля і потужністю хвилі. З цією метою вводять спеціальний параметр – опір зв'язку R_c що характеризує співвідношення між амплітудою E_{zm} напруженості електричного поля і потоком потужності P , що проходить через поперечний перетин що сповільнює системи

$$R_c = \frac{E_{zm}^2}{2\beta^2 P}. \quad (1.7)$$

Кожна просторова гармоніка характеризується своїм опором зв'язку

$$R_{cm} = \frac{E_{zmm}^2}{2\beta_m^2 P}. \quad (1.8)$$

У реальних приладах величина опору зв'язку лежить у межах від декількох десятків до декількох сотень Ом.

Обчислення амплітуд просторових гармонік - членів ряду Фур'є (1.1) показує, що із збільшенням m не тільки зменшується амплітуда поля безпосередньо у поверхні сповільнюючої системи, але і росте ступінь зменшення E_z по мірі віддалення від поверхні. Тому взаємодія електронного потоку з вищими просторовими гармоніками неефективна, опір зв'язку має мале значення. У приладах НВЧ внаслідок цього використовуються в основному нульова і плюс перша або мінус перша гармоніки.

1.2 Основні закономірності руху електронів

Для прискорення і сповільнення руху електронів, їх фокусування використовуються електричні поля, постійні у часі. Таке поле звичайно створюється між електродами, коли до них прикладена різниця потенціалів, тобто підключене джерело постійної напруги. В залежності від співвідношення напрямів руху електрона і вектора поля $\vec{E}$ електрон прискорюється, гальмується або відхиляється від напрямку первинного руху. Дія електричного поля на електрон характеризується вектором сили $\vec{F}_e = -e\vec{E}$, де e – заряд електрона, рівний $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, а $\vec{E}$ — вектор напруженості електричного поля.

Під дією електричного поля змінюється кінетична енергія електрона, збільшуючись або зменшуючись на значення, рівне множині заряду електрона e на різницю потенціалів U між початковою і кінцевою точками траєкторії, що розглядається. Якщо початкова швидкість електрона рівна нулю, то його кінетична енергія в даній точці простору $mV^2/2 = e \cdot U$ (m – маса електрона, рівна $9,11 \cdot 10^{-31}$ кг). З цієї рівності можна визначити швидкість електрона в метрах в секунду

$$V = \sqrt{\frac{2e}{m}} U. \quad (1.9)$$

При напругах, що перевищують декілька десятків кіловольт, необхідно враховувати залежність маси електрона від його швидкості.

Статичні магнітні поля використовуються для відхилення напрямку руху електронів і фокусування електронних потоків. Вони створюються за допомогою постійних магнітів або соленоїдів, розташованих, як правило, поза вакуумною оболонкою приладів.

На рухомий в постійному магнітному полі електрон діє сила Лоренца $\vec{F}_m$, нормальна до напрямку його первинного руху, викривляючи його траєкторію (рис. 1.5)

$$\vec{F}_m = -e \vec{V} \times \vec{B}, \quad (1.10)$$

де B – індукція магнітного поля.

Радіус кривизни траєкторії R визначається з рівняння руху електрона

$$\frac{mV^2}{R} = eVB. \quad (1.11)$$

В лівій частині записана відцентрова сила, що врівноважує силу $F_m = eVB$ (так як $\vec{V} \perp \vec{B}$).

З рівності (1.11)

$$R = \frac{mV}{eB}. \quad (1.12)$$

Якщо швидкість V постійна (наприклад, тепловий рух електрона), то радіус R постійний, тобто електрон рухається по колу. Напрямок руху співпадає з рухом годинникової стрілки, якщо дивитися вздовж силових ліній магнітного поля. Час обертання електрона по колу

$$T = \frac{2\pi R}{V} = \frac{2\pi m}{eB},$$

а частота обертання $f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{eB}{m} = \frac{\omega}{2\pi}$, тобто $\omega = \frac{eB}{m}$.

Кутова частота обертання електрона в однорідному магнітному полі називається циклотронною частотою ω_c або частотою гіромагнітного резонансу

$$\omega_c = \frac{eB}{m}. \quad (1.13)$$

Сила Лоренца F_m завжди у напрямі перпендикулярна вектору швидкості V , тому абсолютна величина швидкості V не змінюється.

Траєкторія руху електрона стає значно складнішою, якщо на нього діють одночасно як електричне, так і магнітні статичні поля. Найбільший практичний інтерес представляє випадок, коли напрямки векторів $\vec{E}$ і $\vec{B}$ перпендикулярні один одному. Це так звані "схрещені" поля. Такий випадок буде розглянутий при вивченні електронних приладів НВЧ типу "М".

1.2.1 Кут прольоту електронів

На роботу електронних приладів в НВЧ діапазоні істотно впливає час прольоту електронів в міжелектродном просторі, який стає сумірним з періодом коливань. Для обліку цього впливу зручно ввести поняття кута прольоту θ , рівного відношенню часу прольоту електрона τ к періоду коливань T , помноженому на 2π радіан

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T} = \omega\tau. \quad (1.14)$$

Кут прольоту показує, на скільки градусів змінюється фаза змінної напруги за час прольоту електрона.

1.2.2 Наведений струм

Для обліку впливу прольоту електронів на струми електродів застосовується поняття наведеного струму, який використовується при розгляді приладів НВЧ. Будьякий електровакуумний прилад НВЧ перетворює енергію постійного струму в енергію високо-частотного електромагнітного поля. Таке перетворення здійснюється з допомогою електронного потоку. При сповільненні електронів змінним НВЧ електромагнітним полем кінетична енергія їх перетворюється в електромагнітну енергію поля. У клістронах, наприклад, таке перетворення здійснюється за допомогою тороїдального резонатора (рис. 1.6).

Електронний потік проходить через ємкісну частину резонатора, де зосереджено переважно електричне високочастотне поле, виконане у вигляді двох сіток (1 і 2). Сітки вважаються ідеально проникними для електронів і ідеально непроникними для високочастотних полів. Розглянемо наведений струм, виникаючий на стінках резонатора, при проходженні електронного потоку.

Передбачимо, що від сітки 1 до сітки 2 рухається тонкий електронний шар із загальним зарядом $-q$. Оскільки має місце електростатична індукція негативний заряд $-q$ наводить на провідних сітках позитивні поверхневі заряди $+q_1$ і $+q_2$, так що $q_1 + q_2 = q$.

Зі зміною координати шару Z величини q_1 і q_2 змінюються:

$$q_1 = q \left(1 - \frac{Z}{d} \right), \quad q_2 = q \frac{Z}{d}.$$

Залежність q_1 і q_2 від Z лінійна, при $Z=0$, $q_1=q$ і $q_2=0$, а при $Z=d$, $q_1=0$ і $q_2=q$.

Внаслідок руху шару його координата Z є функцією часу, при цьому швидкість шару

$$V = \frac{dz}{dt}.$$

Зміна зарядів q_1 і q_2 у часі означає, що по стінках резонатора тече струм

$$i_H = \frac{dq_2}{dt} = -\frac{dq_1}{dt},$$

званий наведеним струмом.

Підставляючи значення q_2 або q_1 , отримаємо:

$$i_H = \frac{d \left(q \frac{Z}{d} \right)}{dt} = \frac{q}{d} \cdot \frac{dz}{dt} = \frac{qV}{d}. \quad (1.15)$$

Наведений струм виникає, як тільки електронний шар з'являється в проміжку між сітками, і зникає, коли електронний шар досягає другої сітки. Використовуємо отриманий вираз (1.15) для знаходження наведеного струму, якщо в просторі між сітками в момент часу, що розглядається, існує довільний розподіл щільності зарядів $p(z, t)$, а не тонкий електронний шар.

Застосуємо (1.15) до нескінченно тонкого шару з товщиною dz і зарядом $-dq$, а потім зробимо інтегрування. Наведений струм, що створюється елементарним шаром рівний

$$di_H = \frac{dqV(z, t)}{d}. \quad (1.16)$$

Очевидно, що $dq = p(z, t) S dz$, де S – площа сіток. Підставляючи dq в (1.16), отримаємо:

$$di_H = \frac{S}{d} p(z, t) V(z, t) dz.$$

Створюється всіма електронними шарами в проміжку d в момент часу t наведений струм рівний

$$i_H = \frac{1}{d} \int_0^d Sp(z, t) V(z, t) dz \quad (1.17)$$

Підінтегральний виразження є значення електронного струму в перетині z в момент часу t , пов'язаний з перенесенням (конvekцією) електронів. Назвемо його конvekционным струмом i_k .

$$i_k = p(z, t) V(z, t) S.$$

Підставляючи i_k в (1.17), отримаємо виразження для наведеного струму

$$i_H(t) = \frac{1}{d} \int_0^d i_k(z, t) dz. \quad (1.18)$$

Цей виразження дозволяє обчислити наведений струм на стінках резонатора, якщо відома залежність конvekційного струму в зазорі від координати і часу $i_k(z, t)$. Наведений струм в момент часу t рівний усередненому по ширині зазору значенню конvekційного струму в цей момент часу. Поняття про наведений струм використовується при аналізі всіх електровакуумних приладів НВЧ: клістронів, магнетронів, ламп зворотної рухомої хвилі і інших.

1.3 Питання для самоперевірки

- 1.3.1. Викласти основні етапи розвитку електронних приладів НВЧ і квантових приладів.
- 1.3.2. Як впливає на роботу тріодів НВЧ час прольоту електронів і розподілена реактивність?
- 1.3.3. Викласти особливості динамічного керування електрон-им потоком.
- 1.3.4. Отримати вирази для резонансної частоти і резонансної довжини хвилі найпростішого коливання:
 - а) в чвертьхвильовому резонаторі, утвореному відрізком коак-сіальної лінії з емністю в торці;
 - б) в магнетронному резонаторі (резонатор щілина-отвір).
- 1.3.5. Розказати про призначення сповільнюючих систем. Зобразити найбільш поширені типи СС.
- 1.3.6. Вивести формулу для фазової швидкості спіральної сповільнюючої системи.
- 1.3.7. Зобразити картину електричного поля на відрізку сповільнюючої системи типу «гребінка».
- 1.3.8. Дати визначення просторових гармонік і записати вирази для їх фазових постійних, фазових швидкостей, довжин хвиль, опорів зв'язку.
- 1.3.9. Зобразити і пояснити дисперсійну характеристику одного з типів сповільнюючих систем.
- 1.3.10. Як впливає статичне електричне поле на рух електронів? Записати вираз для швидкості електрона.
- 1.3.11. Як впливає статичне магнітне поле на рух електронів? Записати вираз для циклотронної частоти і радіуса кола обертання електрона.
- 1.3.12. Визначити поняття кута прольоту електронів і записати вираз для нього.
- 1.3.13. Що таке наведений струм і як він визначається?

1.4 Задачі

- 1.4.1. Визначити частоту і довжину хвилі основного типу коли-вань у резонаторі, утвореному відрізком коаксіальної лінії з емністю в торці (рис. 1.1, а), що має розміри: $a=5$ мм; $b=10$ мм; $l=10$ мм; $d=1$ мм.
- 1.4.2. Визначити частоту і довжину хвилі основного типу коливань магнетронного резонатора (рис. 1.1, в), що має розміри: $r=5$ мм; $h=3$ мм; $d=2$ мм.
- 1.4.3. Визначити фазову швидкість, коефіцієнт сповільнення сповільнюючої системи типу спіраль. Діаметр спіралі $D=10$ мм, крок спіралі $L=2$ мм.
- 1.4.4. Визначити фазову швидкість "плюс першої" гармоніки, якщо довжина сповільненої хвилі $\lambda_a=20$ мм, частота $f=1$ ГГц, період сповільнюючої системи $L=2$ мм.
- 1.4.5. Визначити фазову швидкість "мінус другої" гармоніки, якщо довжина сповільненої хвилі $\lambda_a=20$ мм, частота $f=1$ ГГц, період сповільнюючої системи $L=2$ мм.
- 1.4.6. Визначити ряд значень швидкостей електронів, при яких буде виконуватися рівність $V_{en}=V_{fn}$. (V_{en} – швидкість електронів, V_{fn} – фазові швидкості). Довжина сповільненої хвилі $\lambda_a=12L$; $L=2$ мм, $n=1$; 2; -1 ; -2 . Частота $f=3$ ГГц.

1.4.7. Визначити швидкість електронів, що підлітають до анода, якщо різниця потенціалів між анодом і катодом становить 400В.

1.4.8. Розрахувати значення циклотронної частоти, якщо індукція магнітного поля $B=0,5$ Тл.

1.4.9. Знайти радіус кола обертального руху електрона при поступальній швидкості електронів $V=4 \cdot 10^6$ м/с, циклотронній частоті $\omega_{\text{ц}}=17,5 \cdot 10^9$ радіан/с.

1.4.10. Обчислити кут прольоту електронів в зазорі тороїдального резонатора (рис. 1.6). Частота $f=10^{10}$ Гц, напруга на резонаторі $U=400$ В, ширина зазору $d=0,5$ мм.

2 Клістриони

Клістрионами називають надвисокочастотні електронні прилади, що використовують принцип швидкісної модуляції електронного потоку і що містять один або декілька об'ємних резонаторів. Клістриони застосовуються для посилення, генерування і множення частоти НВЧ коливань. Їх коливальні системи вузькополосні, і перебудова клістрионних підсилювачів або генераторів в широкому діапазоні частот проводиться, як правило, механічно, зміною геометричних розмірів резонаторів.

Розрізняють прольотні і відбивні клістриони.

2.1 Прольотні клістриони

Прольотні клістриони - це різновид приладів з короткочасною взаємодією електронів з високочастотним електричним полем.

У залежності від призначення прольотні клістриони поділяють на підсилювальні, помножувальні і генераторні. Прольотні клістриони класифікуються також по числу резонаторів. Розгляд почнемо з двохрезонаторних прольотних підсилювальних клістрионів, а потім перейдемо до багаторезонаторних клістрионів, що набули найбільшого поширення.

2.1.1 Пристрій і принцип роботи двохрезонаторного підсилювального прольотного клістриона

Схематично пристрій двохрезонаторного підсилювального клістриона показано на рис. 2.1.

У клістріні є два об'ємних резонатори з ємкосними зазорами. Перший резонатор називається вхідним, або модулятором, а другий 5 – вихідним. Простір 4 між ними називається простором дрейфу або групуванням. Електрони, які емітуються катодом 1, прискорюються постійним напруженням U_0 електрода 2 і попадають у вузький зазор між сітками першого резонатора. Між ними є поздовжнє високочастотне електричне поле, яке періодично прискорює і сповільнює електрони, тобто модулює швидкість електронів. У просторі дрейфу швидкі електрони доганяють повільні, забезпечуючи групування електронів, тобто перетворення модуляції електронного потоку по швидкості в модуляцію по щільності. Модульований електронний потік поступає у другий резонатор і створює в ньому наведений струм, що протікає по внутрішній поверхні його стінок.

У резонаторі виникають коливання, а між його сітками з'являється електричне високочастотне поле, яке повинно спричиняти гальмування згрупованих електронів. У вихідному резонаторі кінетична енергія електронів, що гальмуються, перетворюється в енергію НВЧ коливань. Електрони, що пройшли через другий резонатор і НВЧ, що віддали полю частину своєї кінетичної енергії, попадають на колектор 6, де розсіюють частину кінетичної енергії, що залишилася у вигляді тепла. Проаналізуємо детальніше процеси в прольотному клістріні.

2.1.2 Швидкісна модуляція електронів

До сітки резонатора 3 всі електрони підлітають з однаковою швидкістю, що визначається прискорюючим напруженням U_0

$$V_e = \sqrt{2eU_0 / m}, \quad (2.1)$$

де e і m – заряд і маса електрона.

Нехай між сітками вхідного резонатора прикладено змінне напруження $U_1 \sin \omega t$. Якщо нехтувати часом прольоту електронів через досить вузький зазор, тоді швидкість електронів на виході зазору першого резонатора буде мати вигляд:

$$V = \sqrt{\frac{2e}{m} (U_0 + U_1 \sin \omega t)} = V_e \sqrt{1 + \frac{U_1}{U_0} \sin \omega t}, \quad (2.2)$$

Вважаючи, що амплітудне значення змінного напруження багато менше прискорюючого напруження, тобто $U_1/U_0 \ll 1$, швидкість електронів V можна обчислити за наближеною формулою,

$$V = V_e \left(1 + \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t \right), \quad (2.3)$$

Такий потік електронів називається модульованим по швидкості. Протягом одного полуперіода електрони будуть виходити із зазору і збільшеними швидкостями, а протягом іншого – із зменшеними. Це призводить до того, що на деякій відстані від зазору швидкі електрони доганяють і переганяють більш повільні. Внаслідок цього модульований по швидкості потік електронів перетворюється в модульований по щільності потік, що характеризується наявністю згустків і разряджень.

2.1.3 Групування електронів

По вертикальній осі відкладена відстань Z в просторі дрейфу, а по горизонтальній – час. У нижній частині рисунка зображене змінне високочастотне напруження на сітках вхідного резонатора.

Графік руху кожного електрона являє собою пряму, нахил якої визначається швидкістю електрона. До модулятора електронний потік є однорідним по щільності і швидкості. Точки перетину прямих з віссю часу визначають вхідну фазу електронів в простір дрейфу. Діаграма наочно показує, що в потоці електронів утворюються згустки і разрядження. Для тих електронів, які проходять високочастотне поле, коли воно є таким, що гальмує, нахил прямих зменшується, для інших – збільшується. У результаті прямі розходяться або сходяться, що, по суті, і є угрупованням або фазовим фокусуванням електронів. У кожному періоді коливань утвориться один згусток, в центрі якого знаходиться електрон, що пройшов через зазор без зміни швидкості, тобто в момент переходу поля через нуль від того, що гальмує, до прискорюючого півперіоду.

2.1.4 Облік часу прольоту зазору модулятора

Оскільки в реальних клістронах кут прольоту електрона в зазорі не дуже малий, то в формулу (2.3) треба ввести відповідну поправку. Високочастотне напруження $U_1 \sin \omega t$ треба усереднити за час прольоту електронів у зазорі. Будемо вважати час прольоту всіх електронів через зазор однаковим і рівним $\tau = d/V_e$,

де d – відстань між сітками.

Визначимо t_1 момент проходження електроном середини зазору. Тоді

$t_1 - \frac{\tau}{2}$ – момент входу в зазор; $t_1 + \frac{\tau}{2}$ – момент виходу.

Для електрона, що знаходиться в момент t_1 посередині зазору, середнє напруження буде рівне

$$\overline{U_1 \sin \omega t} = \frac{1}{\tau} \int_{t_1 - \tau/2}^{t_1 + \tau/2} U_1 \sin \omega t dt = \frac{2U_1}{\omega \tau} \sin \frac{\omega \tau}{2} \sin \omega t_1 = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2} U_1 \sin \omega t_1 = M_1 U_1 \sin \omega t_1$$

де $\theta = \omega \tau$ – кут прольоту електрона в зазорі;

$M_1 = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2}$ – звичайно називають коефіцієнтом ефективності

електронної взаємодії або коефіцієнтом зв'язку електронного пучка з полем зазору.

Таким чином, при обліку часу прольоту в зазорі треба в формулі (2.3) замість U_1 написати $M_1 U_1$. Тоді (2.3) прийме вигляд:

$$V = V_e \left(1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right). \quad (2.4)$$

Залежність коефіцієнта M_1 від кута прольоту θ показана на рис. 2.3. При $\theta \rightarrow 0$ величина $M_1 \rightarrow 1$ і формула (2.4) переходить в (2.3). При $\theta \neq 0$ завжди $M_1 < 1$. Модуляція по швидкості тим сильніше, чим менше θ , тобто чим вужче зазор. При значеннях θ , рівних $2\pi, 4\pi, \dots$ коефіцієнт взаємодії рівний нулю, оскільки час прольоту в зазорі при даних θ складає $T, 2T, \dots$ і прискорення, перевірене електроном, компенсується гальмуванням. Типові значення кута прольоту лежать у межах $\pi/2 \dots \pi$.

2.1.5 Параметр угруповання

Приблизно будемо вважати рух електронів у просторі дрейфу чисто інерційним, нехтуючи дією сил відштовхування (сил просторового заряду) між електронами. Такий "кінематичний" аналіз угруповання дає правильне уявлення про механізм процесів і пояснює його основні закономірності. Однак для розрахунків реальних клістронів необхідний облік впливу просторового заряду. Розглянемо, який існує зв'язок при синусоїдальній швидкісній модуляції, між моментами приходу електронів t_1 у другий резонатор і моментом t_2 проходження їх через перший. Очевидно, що

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{V}. \quad (2.5)$$

де l -довжина простору дрейфу (див. рис. 2.1).

Підставляючи (2.4) в (2.5), отримаємо:

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{V_e} \left(1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right)^{-1}.$$

У підсилювальних клістронах амплітуда вхідного напруження U_1 багато менше U_0 ($U_1 \ll U_0$), тому, розкладаючи в ряд по малому параметру $M_1 U_1 / 2U_0$ і залишаючи в ньому два перших члени, отримаємо:

$$t_2 = t_1 + \frac{l}{V_e} \left(1 - \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right).$$

Множачи обидві частини рівняння на ω , отримаємо:

$$\omega t_2 - \theta_0 = \omega t_1 - \frac{\omega l}{V_e} \cdot \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1. \quad (2.6)$$

Коефіцієнт при $\sin \omega t_1$ визначимо через X

$$X = \frac{\omega l}{V_e} \cdot \frac{M_1 U_1}{2U_0} = \theta_0 \frac{M_1 U_1}{2U_0}. \quad (2.7)$$

Величина X носить назву параметра угруповання. $\theta_0 = \omega l / V_e$ – кут прольоту в просторі дрейфу електронів, не що змінили своєї швидкості (необурених електронів).

Кут θ_0 називають також необуреним кутом прольоту. Співвідношення (2.6) можна з обліком (2.7)

записати:

$$\omega t_2 - \theta_0 = \omega t_1 - X \sin \omega t_1. \quad (2.8)$$

Це рівняння визначає фазу прибуття ωt_2 електрона до другого зазору. Якщо відсутнє модулююче напруження ($U_1 = 0$), то $X = 0$. У цьому випадку $\omega t_2 - \theta_0 = \omega t_1$ і фаза прибуття електрона в другий зазор лінійно пов'язана з фазою проходження його через перший зазор. Електрони при цьому не групуються, і має місце тільки однакове запізнення всіх електронів по фазі.

Залежність величини $(\omega t_2 - \theta_0)$, що характеризує фазу появи електрона в зазорі другого резонатора, від фази проходження через зазор першого резонатора приведена на рис. 2.4.

Чим більше параметр X відрізнений від нуля, тим сильніше крива фази прибуття відхиляється від прямої лінії. Від вигляду кривої залежить форма імпульсів конвекційного струму, що проходять через зазор другого резонатора.

2.1.6 Конвекційний струм

Нехай через вхідний перетин трубки дрейфу проходить група електронів із зарядом Δq_1 за час Δt_1 . У цьому перетині конвекційний струм

$$i_1 = \Delta q_1 / \Delta t_1 \quad (2.9)$$

Аналогічно у вихідному перетині трубки дрейфу конвекційний струм $i_2 = \Delta q_2 / \Delta t_2$ (2.10)

де Δq_2 – заряд групи електронів, що пролітають другий резонатор за час Δt_2 .

Якщо розглядається одна і та ж група електронів, а перехват електронів в трубці дрейфу відсутній, то

$$\Delta q_1 = \Delta q_2 \quad (2.11)$$

Використовуючи (2.9), (2.10), (2.11), отримаємо

$$i_2 = \frac{i_1}{\Delta t_2 / \Delta t_1}, \quad (2.12)$$

або

$$i_2 = \frac{i_1}{dt_2 / dt_1} = \frac{I_0}{dt_2 / dt_1}. \quad (2.13)$$

Струм i_1 рівний постійному струму I_0 , так як в першому резонаторі ще не відбувається групування електронів. Похідну в (2.13) можна визначити з (2.8)

$$\begin{aligned} \omega dt_2 &= \omega dt_1 - \omega X \cos \omega t_1 dt_1; \\ \frac{dt_2}{dt_1} &= 1 - X \cos \omega t_1. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Підставляючи (2.14) в (2.13), отримуємо вираз для визначення конвекційного струму у вихідному зазорі.

$$i_2 = \frac{I_0}{1 - X \cos \omega t_1}. \quad (2.15)$$

При $X < 1,0$ форма струму близька до синусоїдальної. При $X = 1$ знаменник при $\omega t_1 = 0$ обертається в нуль, а струм – в нескінченність. Такий результат можливий тому, що в нашому наближеному аналізі не враховуються сили розштовхування між електронами. При $X > 1$ знаменник двічі обертається в нуль і тому мають місце два нескінченних піки струму. Зі збільшенням X піки розходяться у часі, і провалля між ними збільшуються.

Згрупований струм i_2 несинусоїдальний, являє собою періодичну функцію часу і може бути представлений рядом Фур'є:

$$i_2 = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I(n) \cos(\omega t_2 \theta_0), \quad (2.16)$$

де амплітуда гармоніки струму з номером n

$$I_{(n)} = 2I_0 J_n(nX), \quad (2.17)$$

виражається через функцію Бесселя першого роду n -го порядку.

Коливальні системи клістронів є високочастотними резонаторами з вузькою смугою пропускання, взаємодіючими в основному лише з однією з гармонічних складових згрупованого струму, частота якого близька до частоти, на яку настроєний резонатор. Тому вихідний резонатор клістрона необхідно вміщувати в такому місці простору дрейфу, де максимальний не весь згрупований потік, а тільки відповідна гармоніка струму. Частіше всього цікавляться тільки першою гармонікою струму. Аналіз рівняння (2.16) показує, що максимум першої гармоніки буде при максимумі функції Бесселя $J_1(X)$, а саме при $X = 1,84$. Для даного випадку $X = 1,84$ називається оптимальним параметром угруповання. Згрупований електронний потік досягає найбільшого ущільнення в площині, де $X = 1$, але в площині $X = 1,84$ досягає найбільшої величини перша гармоніка електронного струму частоти ω . Оскільки параметр угруповання пропорційний довжині простору дрейфу l , то при заданих U_0 , M_1 різна міра угруповання електронного потоку буде виходити на різних відстанях від зазору, що модулює

електронний потік. Оскільки в клістріні довжина простору дрейфу l фіксована, то параметр угруповання X можна змінювати, змінюючи напруження U_0 або амплітуду модулюючого напруження U_1 , отримуючи необхідну міру угруповання в місці розташування сіток вихідного резонатора. Для ефективного взаємодії з електронним потоком резонатор повинен мати вузький прольотний зазор із зосередженим в ньому електричним високочастотним полем. Цим вимогам задовольняють тороїдальні порожнисті резонатори.

2.1.7 Наведений струм і електронна потужність

Наведений струм у вихідному резонаторі визначається усередненим по зазору конвекційним струмом. Амплітуда першої гармоніки наведеного струму дорівнює:

$$I_{H1} = M_2 I_1 = M_2 2I_0 J_1(X), \quad (2.18)$$

де M_2 – коефіцієнт електронної взаємодії в другому резонаторі, аналогічний коефіцієнту M_1 в (2.4).

Кожна гармоніка наведеного струму, протікаючи через зовнішній ланцюг зазору, створює між сітками резонатора змінне напруження $U_2(n)$.

$$U_2(n) = I_{H(n)} Z_{p(n)}.$$

На резонансній частоті опір резонатора $Z_{p(n)}$ активний і максимальний. При настройці вихідного резонатора на частоту першої гармоніки середня за період електронна потужність дорівнює:

$$P = \frac{I_{H(1)} U_{2(1)}}{2} = M_2 I_0 J_1(X) U_{2(1)}. \quad (2.19)$$

Потужність постійного струму, що підводиться до клістрона

$$P_0 = I_0 U_0,$$

тому електронний ККД клістрона на першій гармоніці

$$\eta_0 = \frac{P}{P_0} = M_2 J_1(X) U_{2(1)} / U_0. \quad (2.20)$$

Вихідна потужність клістрона P зростає при збільшенні струму пучка I_0 і напруження на зазорі резонатора U_2 . Однак, U_2 не може перевищувати U_0 , оскільки в іншому випадку електрони не можуть пройти через зазор резонатора і повернутися назад в простір дрейфу. При обчисленні максимального ККД можна вважати $M_2 U_{2(1)} = U_0$ тоді

$$\eta_{0\max} = j_1(x), \quad (2.21)$$

Максимум ККД відповідає максимуму функції Бесселя $J_1(X)$ при $X=1,84$. У цьому випадку ККД рівний 58 %. Повний ККД клістрона, що враховує втрати в коливальній системі, часткове осідання електронів на сітках резонаторів і інші чинники, набагато менше і становить (15...20) %. Оптимальне значення параметра угруповання X , що забезпечує максимальний ККД клістрона, виявляється більше одиниці, і оптимальна форма імпульсу конвекційного струму в двохрезонаторном клістріні при синусоїдальній модуляції повинна містити два піки (рис. 2.5).

2.1.8 Характеристики і параметри клістрона

Розглянемо амплітудну (рис. 2.6, а) і амплітудно-частотну (рис. 2.6, б) характеристики прольотного клістрона. Вихідна потужність спочатку лінійно росте із збільшенням $P_{вх}$, а потім настає насичення. Максимальне значення вихідної потужності досягається при $X=1,84$. При $X<1,84$ спостерігається недоугруповання, при $X>1,84$ – перегруповання електронного пучка.

Коефіцієнт посилення K_y в двохрезонаторном клістріні максимальний на лінійній ділянці характеристики (при $X \ll 1$) і при збільшенні $P_{вх}$ зменшується. Зменшення коефіцієнта посилення пов'язане з впливом просторового заряду, що заважає групуванню електронів.

Максимальне значення коефіцієнта посилення двохрезонаторного

клістрона $K_y = 10 \lg \frac{P_{вх}}{P}$ звичайно складає (10...15) дБ.

Смуга пропущення обчислюється декількома десятими процента від резонансної частоти, оскільки використовуються вузькополосні надвисокодобротні резонатори.

Рівень шумів клістронів великий, тому як вхідні підсилювачі слабких сигналів вони не застосовуються. Основними джерелами шуму є шуми дробового ефекту, що створюються у вхідному резонаторі електронним потоком і посилювані потім разом з сигналом, а також теплові шуми у вхідному і вихідному резонаторах.

2.1.9 Двохрезонаторні клістронні генератори

Відрізняються від підсилювальних наявністю між вхідним і вихідним резонаторами коаксіальної лінії позитивного зворотного зв'язку. Для самозбудження клістрона і підтримки стаціонарних коливань необхідне виконання умов балансу фаз і балансу амплітуд. Ці умови вимагають, щоб напруження, що подається на вхід клістрона через ланцюг зворотного зв'язку, було в фазі з напруженням у вхідному резонаторі і рівним йому по амплітуді в сталому режимі.

При наявності запізнення на кут φ_1 в лінії зворотного зв'язку фазова умова самозбудження приймає вигляд:

$$\theta_0 + \varphi_1 = 2\pi(n + 3/4), \quad (2.22)$$

де $\theta_0 = \frac{\omega l}{V_e} = \frac{\omega l}{\sqrt{2eU_0/m}}$ – необурений кут прольоту між

резонаторами; $n=0,1,2,\dots$ – ціле число.

Підставляючи θ_0 (2.22), отримаємо:

$$\omega l / \sqrt{2eU_0/m} + \varphi_1 = 2\pi(n + 3/4). \quad (2.23)$$

У цьому випадку згустки електронів проходять вихідний резонатор в момент максимального гальмуючого поля. Існує безліч дискретних областей значень U_0 , в яких можливі автоколивання. Ці області називаються зонами генерації.

При варіаціях прискорюючого напруження U_0 в межах зони для виконання балансу фаз автоматично повинна змінюватися частота коливань. Це явище називається електронною перебудовою частоти.

Другою необхідною умовою самозбудження двухрезонаторного клістрона є баланс амплітуд. Клістрон може генерувати коливання тільки в тому випадку, якщо струм електронного променя I_0 перевершує деяке певне значення, зване пусковим струмом. При струмі, меншому пускового, електронний промінь передає в вихідний резонатор енергію, не достатню для покриття втрат у вхідному і вихідному резонаторах.

Максимальна вихідна потужність і ККД клістронних генераторів такі ж, як в двухрезонаторних прольотних підсилювачах. У теперішній час вони знаходять порівняно вузьке застосування як генератори середньої потужності короткохвильової частини сантиметрового діапазону і в міліметровому діапазоні, де створення напівпровідникових генераторів відповідної потужності утруднено. Основне призначення клістронних генераторів – отримання коливань високої стабільності. Для підвищення стабільності частоти в ланцюг зворотного зв'язку включають надвисокодобротну коливальну систему (один або декілька резонаторів). Клістронні генератори використовуються в діапазоні частот 5,5 - 44 ГГц. Їх вихідна потужність лежить у межах 0,2 - 200 Вт. Вони застосовуються в системах зв'язку, доплерівської радіолокації, радіомаяках, а також для накачки параметричних підсилювачів.

2.1.10 Клістронні помножувачі частоти

Струм електронних пучків у клістроні містить велике число вищих гармонік, інтенсивність яких залежить від значення параметра угруповання X . Це дозволяє, використовуючи двухрезонаторні клістрони, добитися ефективного множення частоти в декілька разів.

Для настройки вихідного резонатора на n -ю гармоніку його розміри зменшують у порівнянні з вхідним. Коефіцієнт корисної дії помножувальних клістронів вельми малий і становить декілька процентів. Двохрезонаторні клістронні помножувачі звичайно мають коефіцієнт множення n від 3 до 10. При отриманні великих значень n вихідна потужність стає дуже малою.

2.1.11 Багаторезонаторні клістри

Двохрезонаторні клістри не забезпечують досить високого значення коефіцієнта посилення і ККД. Для досягнення більшого посилення можна застосовувати послідовне з'єднання декількох клістронів. Однак набагато вигідніше використати багаторезонаторні клістри, які мають великий коефіцієнт посилення і високий ККД.

Розглянемо особливості роботи багаторезонаторних клістронів на прикладі трьохрезонаторного, пристрій якого показаний на рис. 2.7. Між вхідним 1 і вихідним 3 резонаторами розташовується ще один проміжний ненавантажений резонатор 2. Проміжний резонатор грає роль вихідного резонатора по відношенню до першого і керівника по відношенню до третього. Такі схеми вигідніше, ніж каскадний підсилювач з двох двохрезонаторних клістронів, оскільки в ній необхідний тільки один електронний пучок, що дозволяє вдвічі скоротити потужність постійного струму; крім того через зменшення кількості резонаторів спрощується їх настройка, а також зменшуються втрати.

Як і в двохрезонаторному клістрі, у вхідному резонаторі багаторезонаторного клістра електрони модулюються по швидкості. У просторі дрейфу I_1 між вхідним і проміжним резонатором відбувається групування електронного потоку. Згрупований електронний потік створює в проміжному резонаторі електромагнітні коливання, амплітуда яких буде значно більшою, ніж у вхідному резонаторі, оскільки проміжний резонатор є високодобротним.

У проміжному резонаторі, в свою чергу, електрони додатково модулюються по швидкості, що дозволяє істотно поліпшити їх групування і підвищити ефективність взаємодії електронного потоку з полем вихідного резонатора. Отже, у другому просторі дрейфу I_2 групування більш інтенсивно, ніж при відсутності проміжного резонатора. Така ж роль і інших проміжних резонаторів. Процес багаторазової модуляції по швидкості і багаторазового групування електронного потоку називається каскадним угрупованням. Наявність проміжних резонаторів дозволяє отримати оптимальне групування електронів при значно меншому напруженні у вхідному резонаторі. Внаслідок цього істотно зменшується потужність, що затрачується у вхідному резонаторі. Іншими словами, збільшується коефіцієнт посилення. Кількісний аналіз показує, що в трьохрезонаторному клістрі амплітуда основної гармоніки збільшується приблизно на 15 % в порівнянні з двохрезонаторним клістроном. Теоретичний електронний ККД трьохрезонаторного клістра рівний 74 %. Однак реальний ККД значно нижче і становить 35 ... 50 %.

Коефіцієнт посилення багаторезонаторних клістронів залежить від числа проміжних резонаторів. Теоретично можна створити клістронний підсилювач з будьким коефіцієнтом посилення. Однак по мірі зростання числа резонаторів, тобто збільшення числа каскадів посилення, важче виключити самозбудження підсилювача. Коефіцієнт посилення N - резонаторного клістра можна орієнтовно визначити при допомозі наступного емпіричного співвідношення

$$K_y = 15 + (N - 2) \cdot 20, \text{ дБ.}$$

Багаторезонаторні клістри дозволяють отримати посилення до 90 дБ і вихідну потужність біля 100 кВт в безперервному режимі і до 50 МВт в імпульсному режимі.

Властивості клістронів визначають рядом характеристик: залежністю вихідної потужності або коефіцієнта посилення від вхідної потужності при фіксованій частоті і залежністю вихідної потужності від частоти при фіксованому значенні вхідної потужності. Як і у випадку двохрезонаторного клістра вихідна потужність лінійно зростає зі збільшенням $P_{вх}$, досягає насичення і потім зменшується. Коефіцієнт посилення має найбільше значення на початковій лінійній ділянці характеристики і при збільшенні $P_{вх}$ зменшується.

Амплитудно-частотна характеристика дозволяє визначити ширину смуги пропускання підсилювального клістра. Звичайно ширина смуги пропускання вимірюється по рівню половинного значення вихідної потужності (рівень 3 дБ) від максимального значення в смугі пропускання. Багаторезонаторні клістри є вузькополосними підсилювачами. Тільки при розстройці резонаторів відносно середньої частоти смуги пропускання і підбору їх добротності вдається розширити смугу частот, що посилюються до 3 ... 5 % за рахунок істотного зменшення коефіцієнта посилення.

Багаторезонаторні клістри широко застосовуються у вихідних каскадах могутніх передавачів дециметрових і сантиметрових хвиль в системах зв'язку "Земля-супутник", станціях управління на міжпланетних відстанях, радіолокаційних станціях, телебаченні, установках промислового нагріву, прискорювачах заряджених часток. ККД могутніх клістронів досягає 70 ... 80 % в дециметровому діапазоні.

Для фокусування електронного потоку часто використовують постійне магнітне поле соленоїда. Однак фокуруючі системи такого типу громіздкі і мають велику масу. Наприклад, клістрон безперервної дії потужністю 50 кВт для телевізійного передавача має довжину приблизно 1,8 м і масу 90 кг. Маса фокуруючої системи 270 кг. Перспективніше застосовувати періодичне фокусування з використанням як електростатичних, так і магнітних лінз, це дозволяє зменшити масу приладів. У цей час стали широко застосовуватися постійні магніти з надвисококоерцитивних самарієво-кобальтових сплавів, що дозволило істотно зменшити масу і габарити клістронів.

Могутні клістроны мають вельми високі прискорюючі напруження (до 450 кВ) і струми пучків електронів до 250 А. Високі напруження вимагають забезпечення захисту обслуговуючого персоналу від рентгенівського випромінювання. Для зниження прискорюючого напруження були розроблені багатолучеві клістроны. Кожний електронний потік взаємодіє з НВЧ полем загальних резонаторів. Багатолучевий клістрон може бути призначений також для отримання великої потужності при заданому робочому напруженні.

Багаторезонаторні клістроны продовжують удосконалюватися.

2.2 Відбивний клістрон

Відбивні клістроны (рис. 2.8) призначені для генерування НВЧ коливань малої потужності.

2.2.1 Улаштування і принцип роботи

Клістрон має тільки один об'ємний резонатор 3, який повинен виконувати дві функції: модулювати швидкість електронів і відбирати НВЧ енергію від модульованого по щільності електронного потоку. За резонатором розташований відбивач 4, на який по відношенню до катода подане негативне напруження. Потужність коливань, що генеруються клістроном, виводиться з резонатора за допомогою петлі зв'язку 5, що переходить в коаксіальну лінію 6. Швидкість електронів перед резонатором визначається напруженням U_0 і прискорюючого електрода 2. Потік електронів від катода, що розганяється полем прискорюючого електрода, проходить через сітки резонатора. Внаслідок флуктуації електричного потоку в резонаторі наводяться слабкі коливання. Електронний потік модулюється по швидкості електричним полем цих коливань і поступає в простір між зазором резонатора і відбивачем. Так як на відбивача подане негативне напруження, то електрони попадають в гальмуюче поле і повертаються назад, проходячи другий раз через зазор резонатора в зворотному напрямі. При прямуванні електронного потоку в просторі між зазором резонатора і відбивачем електронний потік перетворюється з модульованого по швидкості в модульований по щільності. Згрупований згусток електронів гальмується в зазорі резонатора і віддає частину своєї кінетичної енергії полю резонатора.

Розглянемо рух електронів з допомогою просторово-часової діаграми, приведеної на рис. 2.9.

Нехай в режимі стаціонарних коливань між сітками резонатора існує напруження $U_1(t)$. Електронні згустки утворюються відносно електронів незмінної швидкості (необурених електронів 2), що виходять з резонатора в момент часу, коли $U_1=0$ при переході від прискорюючого до гальмуючого полуперіоду НВЧ напруження. Електрон 1, що вийшов раніше і велику швидкість, проникає в гальмуюче поле на більшу відстань Z , тобто летить більше часу, ніж електрон 2, і може повернутися в зазор майже одночасно з ним. Електрон 3, вийшовши із зазора пізніше за електрон 2 і з меншою швидкістю, проникає в гальмуюче поле на меншу відстань. Через зменшення часу прольоту він може повернутися в резонатор майже одночасно з електроном 2. На цій відмінності часу прольоту прискорених і уповільнених електронів засновано групування електронного потоку у відбивному клістроні.

Згрупований електронний потік повинен повертатися в резонатор в межах того полуперіода НВЧ напруження на зазорі, який надає гальмуючу дію. Тоді він віддає частину своєї кінетичної енергії високочастотному полю резонатора і підтримує коливання в резонаторі (позитивний зворотний зв'язок). Слідє помітити, що полуперіод, названий прискорюючим для електронів, що йдуть від катода, одночасно буде що гальмуючим для електронів, що повертаються в резонатор під дією напруження на відбивачі.

Якщо електрон повертається в резонатор при амплітудному значенні гальмуючого поля, то кінетична енергія, що віддається ним максимальна. Очевидно, що згусток віддасть найбільшу енергію НВЧ полю, якщо центральний його електрон (необурений) приходить в момент максимуму поля. Отже, як видно з рис. 2.9, для забезпечення цієї вимоги для необуреного електрона кут прольоту

$$\theta_0 = 2\pi\left(n + \frac{3}{4}\right), \quad (2.24)$$

де $n=0,1,2,\dots$ – ціле число, зване номером зони генерації;

θ_0 – оптимальний кут прольоту необуреного електрона в просторі угруповання.

Швидкість електрона на виході із зазору резонатора визначається рівнянням швидкісної модуляції (2.4):

$$V = V_e \left(1 + \frac{M_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right) = V_e + V_1 \sin \omega t_1, \quad (2.25)$$

де $V_1 = \frac{M_1 U_1 V_e}{2U_0}$; t_1 – момент проходження електрона через центр

зазору в "прямому" напрямі;

U_1 – амплітуда синусоїдального напруження між сітками резонатора.

Електрон зі швидкістю V попадає в простір між резонатором і відбивачем, де на нього діє електричне поле напруженістю E . Вважаючи поле між сіткою резонатора і відбивачем однорідним, знаходимо напруженість електричного поля

$$E = (U_0 - U_{\text{отр}})/L, \quad (2.26)$$

де U_0 – постійне напруження між катодом і резонатором;

$U_{\text{отр}} < 0$ – напруження на відбивачі;

L – відстань між другою сіткою резонатора і відбивачем.

Під дією поля напруженістю E електрон рухається рівносповільнено до певної точки $Z=Z'$, в якій швидкість його стане рівною нулю і почнеться рух в зворотному напрямі. Рівняння руху електрона для даного випадку (електрон рухається вздовж силових ліній електричного поля по осі Z) можна записати

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -eE. \quad (2.27)$$

Вмістимо початок координат $Z=0$ в площині другої сітки. Інтегруючи (2.27) і використовуючи початкові умови:

$$t = t_2; \quad \frac{dz}{dt} = V, \text{ отримаємо}$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{eE}{m}; \quad \frac{dz}{dt} = -\frac{eE}{m} t + C_1$$

$$\text{При } t=t_2, \quad \frac{dz}{dt} = V \quad \text{тому} \quad V = -\frac{eE}{m} t_2 + C_1. \quad \text{Звідки} \quad \text{постійна} \quad C_1 = V + \frac{eE}{m} t_2;$$

$$\text{т.о.} \quad \frac{dz}{dt} = -\frac{eE}{m} t + V + \frac{eE}{m} t_2. \quad \text{Інтегруємо ще раз.}$$

$$Z = -\frac{eE}{m} \cdot \frac{t^2}{2} + Vt + \frac{eE}{m} t_2 t + C_2. \quad \text{При } t=t_2, \quad Z=0. \quad \text{Знаходимо другу постійну } C_2$$

$$0 = -\frac{eE}{m} \cdot \frac{t_2^2}{2} + Vt_2 + \frac{eE}{m} t_2^2 + C_2. \quad \text{Звідси}$$

$$C_2 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{t_2^2}{2} - Vt_2 - \frac{eE}{m} t_2^2. \quad \text{Підставляючи } C_2 \text{ в вираз для } Z \text{ і перетворюючи його, отримаємо}$$

$$Z = -\frac{eE}{2m} (t - t_2)^2 + V(t - t_2), \quad (2.28)$$

де V – швидкість електрона в площині другої сітки, яка визначається рівнянням (2.25);

t_2 – час проходження електрона через другу сітку при русі в сторону відбивача.

Час прольоту електрона в просторі угруповання від другої сітки до точки повернення і зворотно можна знайти з умов $Z=0$; $t=t_3$. Через t_3 позначимо час повернення електрона в площину сітки, що розглядається. Застосовуючи ці умови до (2.28), отримуємо два рішення:

$$t_3 - t_2 = 0; \quad \frac{eE}{2m}(t_3 - t_2) - V = 0.$$

Перше рішення тривіальне, а друге дозволяє визначити час прольоту електронів в гальмуючому полі:

$$\tau_1 = (t_3 - t_2) = \frac{2mV}{eE}, \quad (2.29)$$

Підставивши в (2.29) значення E з (2.26), отримаємо

$$\tau_1 = \frac{2m}{e} \frac{LV}{U_0 - U_{\text{отр}}}, \quad (2.30)$$

Для того щоб визначити час прольоту від центра зазору до відбивачав і зворотно, треба до часу прольоту, визначеному за рівнянням (2.29), додати подвоєний час прольоту від середини зазору резонатора до другої сітки

$$\tau_2 = \frac{d}{V}.$$

Отже сумарний час для прольоту електронів

$$\tau_0 = \tau_1 + \tau_2 = \frac{2mV}{eE} + \frac{d}{V}, \quad (2.31)$$

Оскільки швидкість електрона, що знаходиться в центрі, не змінюється при першому проходженні зазору, то замість V можна в (2.31) підставити V_e . Підставляючи (2.31) в рівняння (2.24), отримуємо

$$\theta_0 = \omega \tau_0 = 2\pi f \left(\frac{2mV_e}{eE} + \frac{d}{V_e} \right) = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right).$$

Враховуючи, що $V_e = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$, $E = \frac{U_0 - U_{\text{отр}}}{L}$,

$$\theta_0 = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) = \frac{2\pi f}{\sqrt{\frac{2eU_0}{m}}} \left(\frac{4U_0 L}{U_0 - U_{\text{отр}}} + d \right), \quad (2.32)$$

де f – частота коливань, що генеруються.

Формула (2.32) дозволяє при даних f , L , d і U_0 визначити ряд значень $U_{\text{отр}}$, необхідних для отримання оптимальних кутів прольоту, відповідних різним номерам n . Зі зростанням номера n необхідне абсолютне значення напруження $|U_{\text{отр}}|$ зменшується. Цей висновок очевидний, оскільки, чим більше номер n , тобто більше кут прольоту θ_0 , тим слабніше повинне бути гальмуюче поле (2.26), що створюється відбивачем. На рис. 2.9 показані просторово-часові діаграми, відповідні оптимальним кутам прольоту при $n=2, 1$ і 0 .

Передача енергії від електронного згустка НВЧ полю резонатора повинна гіршати, якщо кут прольоту відрізняється від оптимального, і повністю припиниться, якщо необурений електрон, що є центром згустка, повертається в резонатор в моменти нульового поля, тобто при $\theta_0 - \pi/2$ ілі $\theta_0 + \pi/2$ коли гальмування електронів відсутнє.

Таким чином, поблизу кожного оптимального кута прольоту є область значень $\pm \pi/2$, в межах якої можлива передача енергії від електронного потоку НВЧ полю і генерація коливань. Отже, є ряд областей значень $U_{\text{отр}}$, відповідних різним номерам n , в яких можлива генерація коливань. Тому залежність потужності коливань від напруження відбивача має зонний характер (рис. 2.10, а), а номер n називається номером зони генерації.

2.2.2 Параметри і характеристики

На рис. 2.10, а представлена залежність, що генерується клістроном потужність від напруження на відбивачі. У центрі кожної зони потужність коливань максимальна і відповідає проходженню згустка електронів у момент максимального гальмуючого поля між сітками резонатора. З (2.32) можна отримати вираз для напруження відбивача, при якому вихідна потужність максимальна (центри зон).

Визначимо параметр угруповання, для цієї мети обчислимо різницю фаз вильоту електрона і його повернення в центр зазору. Позначимо через t_4 час прольоту електрона через середину зазору при поверненні. Скориставшись (2.31) і (2.26), отримаємо:

$$\omega\tau_0 = \omega(t_4 - t_1) = \omega \left(\frac{d}{V} + \frac{2m}{e} \frac{LV}{U_0 - U_{\text{отр}}} \right). \quad (2.33)$$

Підставляючи в (2.33) значення V з (2.25), маємо:

$$\omega(t_4 - t_1) = \omega \left[\frac{d}{V_e + V_1 \sin \omega t_1} + \frac{2m}{e} \frac{L}{U_0 - U_{\text{отр}}} (V_e + V_1 \sin \omega t_1) \right]. \quad (2.34)$$

Перший член в правій частині отриманого рівняння при умові, що $V_1 \ll V_e$ можна розклавши в ряд і використавши тільки два його перших члени, представити у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{d}{V_e + V_1 \sin \omega t_1} &= \frac{d}{V_e} \left(1 - \frac{V_1}{V_e} \sin \omega t_1 \right), \text{ тоді} \\ \omega(t_4 - t_1) &= \frac{\omega d}{V_e} + \frac{2m}{e} \frac{\omega L V_e}{U_0 - U_{\text{отр}}} + \left(\frac{2m}{e} \frac{\omega L V_1}{U_0 - U_{\text{отр}}} - \frac{\omega d V_1}{V_e^2} \right) \sin \omega t_1. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Перший член в правій частині (2.35) являє собою необурений кут прольоту між сітками резонатора клістрона, другий член - кут прольоту центра згустка від другої сітки до відбивача і зворотно. Визначимо кути, що розглядаються через θ_1 і θ_2 відповідно.

Тоді рівняння (2.35) можна представити у вигляді:

$$\omega t_4 - \omega t_1 = \theta_1 + \theta_2 + X_1 \sin \omega t_1, \quad (2.36)$$

де X_1 – параметр угруповання.

$$X_1 = \frac{2m}{e} \frac{\omega L V_1}{U_0 - U_{\text{отр}}} - \frac{\omega d V_1}{V_e^2} = \frac{V_1}{V_e} (\theta_2 - \theta_1) = \frac{M_1 U_1}{2 U_0} (\theta_2 - \theta_1), \quad (2.37)$$

Співвідношення (2.36) аналогічно за формою (2.8), отриманому для двохрезонаторного клістрона, але відрізняється від нього знаком перед останнім доданком. Відмінність в знаку пояснюється тим, що групування йде біля необуреного електрона, зміщеного на півперіоду в порівнянні з прольотним клістроном (див. рис. 2.2 і 2.9). Конвекційний струм відбивного клістрона розраховується, як і в прольотному клістроноі і змінюється в часі так само, як показано на рис. 2.5. Спектр конвекційного струму аналогічний (2.16):

$$i(t) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I_{(n)} \cos n(\omega t - \theta_0).$$

Як і в теорії прольотного клістрона, амплітуда першої гармоніки конвекційного струму

$$I_1 = 2I_0 J_1(X_1). \quad (2.38)$$

Амплітуда першої гармоніки наведеного струму

$$I_{H1} = M_1 I_1 = 2I_0 M_1 J_1(X_1). \quad (2.39)$$

При оптимальному куті прольоту (в центрі зони) максимальна потужність електронної взаємодії

$$P = \frac{I_{H1} U_1}{2} = I_0 M_1 J_1(X_1) \cdot U_1. \quad (2.40)$$

Використовуючи (2.37), виразимо U_1 через параметр угруповання

$$U_1 = \frac{2X_1 U_0}{M_1(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (2.41)$$

Підставляючи (2.41) в (2.40), отримаємо

$$P = \frac{2X_1 U_0 I_0 M_1 J_1(X_1)}{M_1(\theta_2 - \theta_1)}.$$

Приймаючи $\theta_2 + \theta_1 = \theta_0 = 2\pi(n + 3/4)$, тоді

$\theta_2 - \theta_1 = \theta_0 = 2\pi(n + 3/4) - 2\theta_1$ і потужність буде рівна

$$P = U_0 I_0 \frac{X_1 J_1(X_1)}{\pi(n + 3/4) - \theta_1} . \quad (2.42)$$

Відповідно в центрі зони максимальної електронний ККД визначаємо

$$\eta_{\max} = \frac{P}{P_0} = \frac{P}{U_0 I_0} = \frac{X_1 J_1(X_1)}{\pi(n + 3/4) - \theta_1} . \quad (2.43)$$

Електронний ККД відбивних клістронів в різних зонах виявляється неоднаковим і зменшується із зростанням номера зони n . Максимальний електронний ККД відбивних клістронів виявляється нижче, ніж у прольотних клістронів. Реально досяжні значення повного коефіцієнта корисної дії відбивного клістрона не перевищує декілька процентів.

Одна з чудових властивостей відбивного клістрона, що визначили широке використання його в різних радіотехнічних пристроях — електронна перебудова частоти — явище зміни частоти коливань, що генеруються при зміні напруження на відбивачі (рис. 2.10, б). Явище електронної перебудови можна пояснити так. Якщо кут прольоту рівний $2\pi(n + 3/4)$, то при будь-якому n частота коливань одна і та ж. Вона рівна власній частоті резонатора. Якщо декілька збільшити напруження на відбивачі, то прольотний час електронів, створюючих згусток, поменшає. Електронні згустки будуть частіше пролітати резонатор, і частота генеруючих коливань підвищиться. При зменшенні напруження на відбивачі частота коливань поменшає.

Електронна перебудова характеризується крутістю — відношенням зміни частоти коливань, що генеруються, до зміни напруження на відбивачі. Зі збільшенням номера зони знижується максимальна електронна потужність в ній і зростає крутість кривої електронної перебудови. Важливим параметром електронної перебудови є її діапазон Δf (тобто область частот), в межах якого електронна потужність змінюється на 3 дБ відносно максимального значення потужності в даній зоні (рис. 2.10, а, б). Діапазон електронної перебудови відбивних клістронів звичайно складає біля 0,5 % середньої частоти. Крутість електронної перебудови рівна 0,5...1 МГц/В. Механічна перебудова до 50 %. Потужність відбивних клістронів коливається від одиниць МВт до 2...3 Вт. Основний діапазон довжин хвиль, для якого виготовляються клістри — від 1 до 60 см, але є клістри і для міліметрового діапазону.

2.2.3 Застосування відбивних клістронів

Відбивні клістри застосовуються:

- як гетеродини супергетеродинних радіолокаційних приймачів, оскільки вони легко дозволяють здійснювати автоматичну перебудову частоти;
- як опорні генератори в системах АПЧ магнетронів на проміжній частоті;
- як задаючі генератори в передавачах, особливо в тих, де застосовується частотна модуляція початкового сигналу і фазова автопідстройка частоти;
- як генератори для різного роду вимірювальної і випробувальної апаратури.

Для діапазону хвиль від 60 до 4 см виготовляються скляні клістри із зовнішнім резонатором з широким діапазоном перебудови частоти. Для короткохвильової частини сантиметрових і міліметрових хвиль випускаються металеві клістри з внутрішнім резонатором, діапазон перебудови яких не перевищує $\pm 10\%$.

Приклад умовного позначення відбивного клістрона приведе-ний на рис. 2.11.

Довідкові дані деяких клістронів приведені в табл. 2.1

Таблиця 2.1 - Відбивні клістри

Тип пристрою	Робочий діапазон хвиль, см	Напру - ження накала, В	Струм накала, А	Напру - ження резонатора, В	Негатив- не напру- ження відбивача В	Вихід- на потуж- ність, мВт
--------------	----------------------------	-------------------------	-----------------	-----------------------------	--------------------------------------	-----------------------------

K-15	5.3-9.7	6.3	0.45-0.6	250	40-400	50
K-26	45-60	6.3	0.5 –0.8	250	150-325	100
K-29	2.3-3.4	6.3	0.45-0.7	320	150-450	15
K-33	1.8-2.1	6.3	0.47-0.7	400	150-600	10
K-41	12- 22	6.3	0.6-1.0	250	90-300	80
K43a	0.7-0.8	6.3	1.0	2000	400	5

2.3 Питання для самоперевірки

- 2.3.1. Зобразити схему пристрою двохрезонаторного підсилювального клістрона.
- 2.3.2. Викладіть принцип роботи двохрезонаторного підсилювального клістрона.
- 2.3.3. Зобразити і пояснити просторово-часову діаграму двохрезонаторного клістрона.
- 2.3.4. Вивести формулу швидкісної модуляції електронів в клістріні.
- 2.3.5. Вивести формулу для конвекційного струму у вихідному зазорі двохрезонаторного клістрона.
- 2.3.6. Записати вираз для визначення електронної потужності і електронного ККД клістрона.
- 2.3.7. Зобразити і пояснити амплітудну і амплітудно-частотну характеристики двохрезонаторного клістрона.
- 2.3.8. Пояснити принцип роботи двохрезонаторного клістронного генератора.
- 2.3.9. Пояснити принцип роботи частотопомножувального клістрона.
- 2.3.10. Призначення і особливості багаторезонаторного підсилювального клістрона.
- 2.3.11. Де застосовуються пролітні клістри?
- 2.3.12. Розказати про пристрій і принцип роботи відбиваючого клістрона.
- 2.3.13. Зобразити і пояснити просторово-часову діаграму відбивного клістрона.
- 2.3.14. Отримати вираз для визначення оптимальних кутів прольоту при заданих f , L , d , U_0 , $U_{отр}$.
- 2.3.15. Чим визначається параметр угруповання відбивного клістрона?
- 2.3.16. Вивести формулу потужності електронної взаємодії відбивного клістрона і електронного ККД.
- 2.3.17. Як здійснюється електронна перебудова частоти в відбивному клістріні?
- 2.3.18. Розказати про основні характеристики і застосування відбивних клістронів.

2.4 Задачі

- 2.4.1 Визначити максимальне і мінімальне значення швидкості електронів після виходу їх із зазору вхідного резонатора клістрона. Напруження на резонаторі $U_0=400$ В. Коефіцієнт ефективності електронної взаємодії $M=0,78$; амплітуда напруження змінного поля в зазорі $U_1=0,05U_0$.
- 2.4.2 Знайти ширину зазору резонатора клістрона, якщо кут прольоту електронів в зазорі $\theta = 135^\circ$; частота $f=10^{10}$ Гц; напруження на резонаторі $U_0=400$ В.
- 2.4.3 Визначити довжину простору дрейфу L прольотного двохрезонаторного клістрона для оптимального параметра угруповання ($X_{опт}=1,84$). Частота $f=10^{10}$ Гц, $U_0=400$ В, $U_1=20$ В, коефіцієнт $M=0,8$.
- 2.4.4 Визначити відстань від сітки резонатора до відбивача клістрона. Напруження на резонаторі $U_0=250$ В, напруження на відбивачі $U_{отр}=-280$ В, частота $f=3$ ГГц, номер зони генерації $n=3$.
- 2.4.5 Обчислити коефіцієнт електронної взаємодії M . Ширина зазору $d=1$ мм, частота $f=10^{10}$ Гц, напруження на резонаторі $U_0=250$ В.
- 2.4.6 Скільки зон генерації будуть спостерігатися при зміні напруження на відбивачі $U_{отр} = -(45-280)$ В. Напруження на резонаторі $U_0=250$ В, частота $f=3$ ГГц, відстань від сітки резонатора до відбивача $L=5,7$ мм; при $U_{отр} = -280$ В, $n=3$.
- 2.4.7 Розрахувати значення напруження на відбивачі для оптимального параметра угруповання при таких даних: $L=5,7$ мм; $d=1$ мм; $U_0=250$ В, $f=3 \cdot 10^9$ Гц, $U_1=0,1U_0$.
- 2.4.8 Обчислити швидкість електронів, що підлітають до сітки вхідного резонатора клістрона, якщо напруження на ньому становить 400 В.

Одним з основних недоліків клістронних підсилювачів є їх вузькополосність, що пояснюється використанням резонансних коливальних систем. Робоча смуга частот визначається навантаженою добротністю коливального контура. Оскільки в клістріні електрони гальмуються полем і віддають частину своєї кінетичної енергії на протязі короткого проміжку часу, то для поліпшення взаємодії необхідно збільшувати амплітуду високочастотного електричного поля в зазорі резонатора. Для цього збільшують добротність, що звужує робочу смугу частот.

Для створення широкосмужних приладів необхідно використати принцип безперервної тривалої взаємодії електронного потоку з полем електромагнітної хвилі, що біжить в нерезонансній коливальній системі. Приладами такого типу є лампа біжучої хвилі типу "О" (ЛБХО) і лампа зворотної хвилі типу "О" (ЛЗХО).

У приладах з тривалою взаємодією, так само як і в клістронах, використовуються модуляції швидкості електронів і щільності електронного потоку. При порівняно слабкому вхідному сигналі в результаті тривалої взаємодії електронів з полем біжучої хвилі виходить необхідне групування електронів. Очевидно, що обмін енергією між електронами і полем відбувається в результаті взаємодії зі складаючої напруженості електричного поля, співпадаючої у напрямі зі швидкістю електронів. Для ефективної взаємодії електронів з біжучою хвилею треба, щоб швидкість електрона V_e була приблизно рівна фазові швидкості електромагнітної хвилі V_ϕ в напрямі руху електронів. Це називається умовою фазового синхронізму і записується таким чином:

$$V_e - V_\phi \approx 0. \quad (3.1)$$

Оскільки швидкість електронів завжди менше швидкості світла в вільному просторі, то для виконання (3.1), необхідно зменшувати фазову швидкість хвилі, взаємодіючої з електронами. Для цього використовуються спеціальні пристрої, які називаються сповільнюючими системами.

3.1 Підсилювач на лампі біжучої хвилі (ЛБХО)

Лампою біжучої хвилі типу "О" називають електронний прилад НВЧ діапазону, в якому використовується тривала взаємодія згрупованого потоку електронів, що рухаються в подовжніх електричному і магнітному полях, з прямою гармонікою сигнал (біжучої хвилі), що розповсюджується вздовж сповільнюючої системи.

3.1.1 Пристрій

На рис. 3.1 схематично представлено пристрій ЛБВ. Електронна гармата 1 формує електронні пучок з визначеним і інтенсивністю. Швидкість електронів визначається прискорюючим напруженням U_0 . За допомогою фокусуючої системи 3, що створює поздовжнє магнітне поле, забезпечується необхідний поперечний перетин пучка на всьому шляху вздовж сповільнюючої системи 2. У ЛБВ електронна гармата, спіральна сповільнююча система і колектор 5 розміщуються в металоскляному або металокерамічному балоні 7, а фокусуючий соленоїд 3 розташовується зовні. Спіраль кріпиться між електричними стержнями, які повинні володіти малими втратами на НВЧ і хорошою теплопровідністю. На вході і виході сповільнюючої системи є спеціальні пристрої 4 для узгодження її з лініями передачі. Останні можуть бути або хвилевідними, або коаксиальними. На вхід поступає СВЧ сигнал, який посилюється в приладі і з виходу передається в навантаження. Важко отримати хороше узгодження по всій смузі частот посилення лампи. Тому є небезпека виникнення внутрішнього зворотного зв'язку через відображення електромагнітної хвилі на кінцях сповільнюючої системи, при цьому ЛБВ може перестати виконувати свої функції підсилювача. Для усунення самозбудження вводиться поглинач 6, який може бути виконаний у вигляді стержня з поглинаючої кераміки або у вигляді поглинаючих плівок.

3.1.2 Принцип дії.

Енергетична взаємодія електронів з біжучою хвилею

Наочне уявлення про групування електронів дає просторово-часова діаграма. (рис. 3.2)

У системі координат електрони, що рухаються з фазовою швидкістю хвилі, суцільними лініями показане зміщення електронів ΔZ відносно хвилі, а пунктирними – рух електронів в тій же системі координат при відсутності поля хвилі. Процес групування залежить від співвідношення швидкості електронів V_e і швидкості електромагнітної хвилі V_ϕ .

Якщо $V_e = V_\phi$, то електрони групуються в області нульового значення високочастотного поля (рис. 3.2, а) і електронний потік не обмінюється енергією з біжучою хвилею.

Якщо $V_e < V_\phi$, то електрони відстають від хвилі і групуються в області прискорюючого півперіоду високочастотного поля (рис. 3.2, б), яке повідомляє електронам додаткову швидкість. У результаті вихідний сигнал не посилюється, а ослабляється.

Якщо $V_e > V_\phi$, то електрони групуються в області гальмуючого півперіоду високочастотного поля (рис. 3.2, в), де їх рух сповільнюється, і вони передають частину своєї кінетичної енергії біжучій хвилі. Амплітуда електромагнітної хвилі по мірі поширення вздовж сповільнюючої системи буде зростати. Тому необхідною умовою посилення ЛБХ є таке співвідношення між швидкостями V_e і V_ϕ , при якому швидкість електронів V_e трохи перевищує швидкість електромагнітної хвилі.

Оскільки швидкість електронів в процесі взаємодії з полем буде зменшуватися, то по мірі руху вздовж сповільнюючої системи згустки електронів будуть зміщуватися відносно біжучої хвилі. Необхідна така відмінність в швидкостях, щоб за час руху згустка вздовж всієї довжини сповільнюючої системи він не вийшов з гальмуючого півперіоду поля.

Принцип дії ламп біжучої хвилі (ЛБХ) заснований на розглянутому вище механізмі тривалої взаємодії електронного потоку з полем біжучої електромагнітної хвилі, тобто на модуляції електронного потоку по швидкості, яка по мірі руху електронів до колектору переходить в модуляцію по щільності, і відборі енергії від модульованого по щільності пучка. Тут, так само як і в клістріні, згустки електронів збуджують наведений струм, протікання якого по СС спричиняє появу високочастотної напруженості електричного поля в напрямі поздовжньої осі СС. Однак, на відміну від клістрінів, резонатори якого володіють високою добротністю, напруженість змінного електричного поля вздовж осі СС виявляється невеликою в порівнянні з напруженістю поля в зазорі резонатора. Тому досить ефективне гальмування згустків електронів, а отже і відбір енергії від модульованого по щільності електронного пучка вдається здійснити складанням збудженого на кожній ділянці СС високочастотного поля з полем біжучої хвилі вздовж тієї, що сповільнюючої системи.

Якщо швидкість електронів V_e близька до фазової швидкості V_ϕ біжучої по СС електромагнітній хвилі, то збуджене на кожній з ділянок СС електромагнітне поле складається в фазі з полем, збудженим на сусідній ділянці, утворюючи єдину хвилю, біжучу в напрямі руху електронного потоку. Амплітуда цієї хвилі наростає експонентно, а не лінійно, оскільки хвиля, що посилюється в свою чергу впливає на електронний потік, збільшуючи його модуляцію. Елементарні хвилі, що збуджуються на сусідніх ділянках СС і рухаються назустріч електронному потоку, складаються в протифази, тобто віднімаються. Тому в ЛБХ сумарна хвиля, що збуджується електронним потоком, що біжить назустріч електронному пучку, незначну амплітуду в порівнянні з прямою хвилею, і нею можна знехтувати. На практиці максимальне посилення досягається при швидкості електронів, на одиниці процентів що перевищує фазову швидкість уповільненої електромагнітної хвилі.

3.1.3 Основні параметри і характеристики

У ЛБХ, так само як і в клістріні, зростання потужності НВЧ сигналу здійснюється за рахунок гальмування електронів. Однак, якщо в клістріні відбір енергії від модульованого електронного потоку відбувається в вихідному резонаторі, то в ЛБХ відбір енергії здійснюється в основному на досить протяжній вихідній ділянці сповільнюючої системи (довжиною $5 \dots 10 \lambda_a$). При цьому внаслідок гальмування згустків в режимі посилення потужності порушується синхронізм хвилі і пучка, і поступово зменшується ефективність відбору. Це є однією з основних причин, чому ККД ЛБХ значно менше ККД клістрінів (звичайно ККД ЛБХ не перевищує $20 \dots 25 \%$).

Один з відомих методів підвищення ККД полягає в використанні сповільнюючих систем із змінним коефіцієнтом сповільнення для збереження синхронізму між швидкістю електронів і фазовий швидкістю електромагнітної хвилі. Сповільнюючу систему конструюють так, щоб було деяке збільшення коефіцієнта сповільнення до вихідного кінця лампи. При спіральній сповільнюючій системі це досягається плавним зменшенням кроку спіралі. Такі ЛБХ називаються ізохронними.

3.1.4 Коефіцієнт посилення

Якщо в прямопрольотних клістродах вхідний і вихідний резонатори практично повністю розв'язані по високій частоті, що дозволяє отримувати стабільне посилення до 50...60 дБ, то в ЛБХ вхід і вихід пов'язані сповільнюючою системою. У реальних приладах частина посиленого сигналу відбивається від вихідного узгоджуючого пристрою або навантаження, повертається по СС до входу і знову частково відбивається. Якщо амплітуда двічі відображеного сигналу перевищує амплітуду первинного, то на певних частотах, на яких коливання на вході лампи складаються в фазі, відбувається наростання амплітуди вхідного сигналу, тобто самозбудження. Для боротьби з самозбудженням застосовують поглинач, що ослабляє відображену хвилю. Коефіцієнт посилення знижується (на 2...3 дБ) і істотно зменшується ККД лампи (приблизно в 2 рази). Реально досягне значення коефіцієнта посилення ЛБХ звичайно 25...40 дБ.

3.1.5 Амплітудна характеристика

Типова залежність вихідної потужності і коефіцієнта посилення від рівня вхідної потужності приведена на рис. 3.3. Початкова ділянка амплітудної характеристики лінійний. Зі збільшенням вхідної потужності настає насичення, викликане зменшенням згустка в області нульового поля внаслідок гальмування при взаємодії з хвилею. Коефіцієнт посилення ЛБХ має найбільше значення на лінійній ділянці характеристики, а електронний ККД – в максимумі амплітудної характеристики.

Тому при роботі ЛБХ як вхідний підсилювач, коли важливий високий коефіцієнт посилення, використовують лінійну ділянку амплітудної характеристики. У могутніх вихідних підсилювачах передавачів ЛБХ працюють в режимі максимального ККД.

3.1.6 Частотна характеристика ЛБХ

Залежність вихідної потужності (або коефіцієнта посилення) від частоти при фіксованій вхідній потужності показана на рис. 3.4. По характеристиці можна визначити ширину робочої смуги частот ЛБХ, яка складає від декількох десятків до сотні процентів середньої частоти діапазону. Широкополосність – особливо цінна властивість ЛБХ.

У реальних ЛБХ смуга посилення визначається смугою узгодження зовнішніх трактів з СС, смугою пропускання СС і наявністю в ній дисперсії. Останній чинник в більшості випадків є що визначальним

Мінімальною дисперсією володіє спіральна СС, тому саме вона застосовується в широкосмужних ЛБХ. У лампах з середньою потужністю (1 кВт і більше) застосовуються суцільнометалеві СС, що володіють високою теплорозсіюючою здатністю. Недоліки цих СС – відносно вузька смуга пропускання і сильна дисперсія. Тому смуга посилення могутніх ЛБХ рідко перевищує 10 %.

3.1.7 Фазові характеристики ЛБХ

Фазові характеристики ЛБХ визначають залежність різниці фаз коливань на вході і виході від різних причин: частоти що посилюються коливань, зміни прискорюючого напруження, струму пучка і т.д. Фазові характеристики необхідні для оцінки спотворень широкосмужних сигналів, що посилюються ЛБХ.

3.1.8 Шумові характеристики

Однією з важливих характеристик малопотужних ЛБХ є рівень власних шумів, який визначає мінімальний сигнал, що підлягає посиленню.

Джерела шуму: дробовий ефект (випадкові зміни щільності конвекційного струму і швидкостей електронів); осідання частини електронів пучка на електродах гармати і СС; теплові шуми СС. Для зниження рівня шуму поряд з поліпшенням шумових властивостей електронної гармати необхідно охолоджувати ЛБХ, наприклад, до температури рідкого азоту. Коефіцієнт шуму сучасних промислових ЛБХ 6...8 дБ на частоті 3 ГГц. Мінімальний коефіцієнт шуму, досяжний в цей час для ЛБХ, вище, чим у мазерів або напівпровідникових підсилювачів. У цих умовах конкуренції йде вдосконалення

малошумних ЛБХ з частотою до 40...60 ГГц, коефіцієнтом шуму менше за 18 дБ, посиленням 35 дБ і вихідною потужністю 20 мВт.

3.1.9 Особливості конструкції і області застосування

ЛБХ поділяються на малопотужні (частки міліват – 1 Вт), середньої потужності (1...100 Вт), великої потужності (більше за 100 Вт) і надпотужні (більше за 100 кВт). По режиму роботи ЛБХ бувають імпульсної і безперервної дії.

Для фокусування електронного потоку в перших розроблених ЛБХ застосовувалися соленоїди, які звичайно громіздкі і мають велику масу. Менші габарити і масу мають пакетовані ЛБХ. Для періодичної магнітного фокусування застосовуються магніти з самарій-кобальтового сплаву. Малопотужні ЛБХ застосовуються для посилення вхідних сигналів в різних приймачах НВЧ. Середньої потужності ЛБХ використовуються в якості проміжних підсилювачів потужності в малопотужних передавачах. Могутні і надпотужні ЛБХ застосовуються в передавачах РЛС різного призначення, в наземних системах космічного зв'язку і т.д. Існуючі ЛБХ перекривають діапазон частот 0,5...100 ГГц.

Розробляються мініатюрні ЛБХ на друкарських СС, вони малих розмірів, низькою вартістю і хорошою повторюваністю параметрів від лампи до лампи. Це робить їх перспективними для застосування в фазованих антенних решітках.

Розроблені гібридні прилади типу "О", наприклад твістрон, який вдало об'єднує позитивні якості багаторезонаторного клістрона і ЛБХ. Твістрон є підсилювачем з високим рівнем імпульсної вихідної потужності, що перевищує декілька сотень кіловат, має великий коефіцієнт посилення у відносно широкій смузі частот і високий ККД, порівнянний з ККД багаторезонаторних клістронів. Ширина смуги пропускання приблизно на 50 % вище, ніж у клістрона і становить 10...14 %. У твістріні на вході приладу для модуляції електронного потоку використовується звичайний груповач багаторезонаторного широкосмужного клістрона, а вихідний каскад являє собою відрізок узгоджений на кінцях сповільнюючої системи. Твістриони застосовуються в наземних і корабельних радіонавігаційних станціях.

Довідкові дані деяких типів ЛБХ приведені в табл. 3.1.

Таблиця 3.1 - Лампи біжучої хвилі (ЛБХ)

УВ-5	4400-3400	2-3	0.5-0.9	12	5-180	390-480	600	8	20
УВ-204	3900-3400	12 – 13.2	0.95-1.1	10-55	2200-2400	2600-2800	2600-2800	-	20
УВ-229	4200-3400	6.3	2.1-2.5	-	650-690	1500-1750	1500-2000	30	24.8

ЛБХ можна перетворити в автогенератор, якщо подати частину напруження з виходу на вхід по ланцюгу зворотного зв'язку. Недолік такого генератора – практично неможлива електронна перебудова. Цей недолік усувається в лампах зворотної хвилі (ЛЗХ).

3.2 Генератор на лампі зворотної хвилі

Лампа зворотної хвилі також є НВЧ приладом з тривалою взаємодією. ЛЗХ звичайно використовуються як генератори сантиметрового і міліметрового діапазону.

3.2.1 Пристрій і принцип дії

Улаштування лампи зворотної хвилі показана схематично на рис. 3.5.

У ЛЗХ використовується магнітне фокусування електронного потоку. У відмінність від ЛБХ, електронний потік взаємодіє з однією із зворотних просторових гармонік біжучої хвилі (звичайно першої), яка характеризується тим, що її фазова і групова швидкість мають протилежні напрями.

Оскільки опір зв'язку просторових гармонік різкий зменшується із збільшенням номера гармоніки, то в ЛЗХ використовуються звичайно такі сповільнюючі системи, в яких зворотна просторова гармоніка є основною гармонікою або мінус першої. До таких СС відносяться двохзаходна спіраль (біоспіраль) і зустрічні штирі.

Фазова швидкість гармоніки співпадає з напрямом руху електронів і рівна

$$V_{\phi(-1)} = \frac{\omega}{\beta_{(-1)}} = \frac{\omega}{\beta_0 - 2\pi/L}. \quad (3.2)$$

Для ефективної взаємодії, так само як і в ЛБХ, швидкість електронного потоку V_e повинна трохи перевищувати швидкість хвилі $V_{\phi(-1)}$, (див. 3.1). Електрони групуються в згустки, які розташовані в області гальмуючого поля, і віддають при гальмуванні частину кінетичної енергії електромагнітної хвилі. При цьому енергія в сповільнюючій системі відповідно до напрямку групової швидкості розповсюджується назустріч електронному потоку, тобто від колектора до гармати. Тому в ЛЗХ вивід необхідно розташовувати біля електронної гармати. Поглинач в ЛЗХ необхідний для запобігання збудження на прямій гармоніці, а також для усунення впливу відображень від навантаження. Якщо ЛЗХ на виході погано узгоджена з навантаженням, то відображена хвиля повертається в простір взаємодії і рухається до колектора без взаємодії з електронним потоком, оскільки не виконується умова синхронізму. Потім вона відбивається від кінця сповільнюючої системи у колектора (якщо там немає поглинача) і рухається до виходу ЛЗХ і взаємодіє з електронним потоком. На виході підсумовуються потужності основної хвилі і відображеної. Якщо фази цих хвиль співпадають, то вихідна потужність зростає, якщо протилежні - то зменшується. Тому при відсутності поглинача спостерігаються коливання вихідної потужності в робочому діапазоні частот.

Поширення енергії в напрямі, зворотному напрямку руху електронного потоку, створює внутрішній позитивний зворотний зв'язок між полем хвилі і потоком електронів. Цей зв'язок розподілений у всьому просторі взаємодії. Частина енергії хвилі повертається електронному потоку, що сприяє подальшому групуванню потоку і виникненню автоколивного режиму.

Фазова умова самозбуджених коливань пов'язана з умовою найкращої передачі енергії від електронного потоку НВЧ полю. Ця умова полягає в тому, що згусток електронів, що утворився, не повинен виходити з гальмуючого поля електромагнітної хвилі. Іншими словами, необхідно, щоб відносний зсув фаз $\Delta\phi$ хвилі і згустка не перевищував π , т.е

$$\Delta\phi = \frac{\omega l}{V_{\phi(-1)}} - \frac{\omega l}{V_e} \leq \pi, \quad (3.3)$$

де $\frac{\omega l}{V_{\phi(-1)}}$ – визначає зсув фаз, що створюється хвилею зворотної

просторової гармоніки;

$\frac{\omega L}{V_e}$ – електронний потік.

3.2.2 Електронна перебудова частоти

Якщо шляхом зміни прискорюючого напруження U_0 змінити швидкість руху електронів V_e , то (3.3) буде виконуватися вже для іншого значення фазової швидкості $V_{\phi(-1)}$ зворотної просторової гармоніки. Наприклад, із збільшенням U_0 швидкість електронів V_e зростає і для виконання (3.3) необхідне збільшення $V_{\phi(-1)}$. Оскільки дисперсія фазової швидкості зворотних просторових гармонік аномальна, то фазовий швидкість $V_{\phi(-1)}$ відростає при збільшенні частоти. Таким чином, збільшення U_0 приводить до збільшення частоти що генеруються коливанням. Цим і пояснюється електронна перебудова частоти коливань, що генеруються. Генерація коливань в ЛЗХ починається при певному мінімальному значенні анодного струму I_n , який називається пусковим. При цьому потужність коливань, що збуджуються в ЛЗХ перевищує втрати потужності в сповільнюючій системі (умова балансу амплітуд).

3.2.3 Параметри і характеристики

Важливими характеристиками ЛЗХ є залежність вихідної потужності і частоти коливань, що генеруються від прискорюючого напруження (рис. 3.6). Зі збільшенням прискорюючого напруження частота, коливань що генеруються збільшується, тобто має місце електронна перебудова частоти коливань, що генеруються. Частотна характеристика є нелінійною. Закон зміни частоти зумовлений дисперсією сповільнюючої системи. Ширина робочого діапазону електронної перебудови частоти генератора на ЛЗХ визначається характеристиками сповільнюючої системи і допустимими межами зміни вихідної потужності. При коаксиальному виведенні енергії ЛЗХ має коефіцієнт перекриття діапазону $\delta_n = f_{\text{макс}} / f_{\text{мін}} = 2$, а з хвилевідним виводом $\delta_n = 1,5 \dots 1,6$.

Для характеристики залежності частоти від напруження зручно користуватися поняттям крутості електронної перебудови частоти $S = df/dU_0$. Для ЛЗХ сантиметрового діапазону крутість не більш декількох мегагерц на вольт, а для міліметрового - десятки МГц на вольт.

Розглянемо залежність вихідної потужності від прискорюючого напруження. Спочатку $P_{\text{вих}}$ росте, оскільки збільшується, що підводиться в ЛЗХ потужність постійного струму $P_0 = I_0 U_0$, але з подальшим зростанням U_0 вихідна потужність стабілізується і починає падати внаслідок того, що електромагнітне поле хвилі все сильніше притискається до СС і ефективність взаємодії хвилі і пучок поступово падає. Крива вихідної потужності дуже порізана внаслідок відображень від поглиначів і недостатнього узгодження сповільнюючої системи з вихідним хвилеводом.

Електронний ККД ЛЗХ становить декілька процентів. З нелінійної теорії ЛЗХ виходить, що при збільшенні робочого струму збільшується вихідна потужність і відповідно ККД. Максимальне значення ККД одержуємо при відношенні $I_0/I_n = 3 \dots 5$. Потім при збільшенні робочий струму I_0 ККД і вихідна потужність зменшується.

3.2.4 Підсилювач на ЛЗХ

ЛЗХ може бути використана так як підсилювач. У цьому випадку робочий струм лампи повинен бути менше пускового. Процес посилення в ЛЗХ аналогічний процесу посилення в ЛБХ, тільки сигнал посилюється в напрямі, протилежному напрямку руху електронів. Тому вхід лампи розташований біля колектора, а вихід, як і в генераторі, – біля електронної гармати. Такий підсилювач є регенеративним. Крива посилення має вигляд вузької резонансної кривої, центр якої визначається умовою синхронізму. При зміні прискорюючого напруження умова синхронізму буде виконуватися для іншої частоти, і крива посилення зміщується по осі частот. Така властивість підсилювальної ЛЗХ дозволяє використати її як селективного підсилювача з високою вибірністю по частоті і електронною перебудовою резонансної частоти в широких межах. Однак підсилювальні ЛЗХ застосовуються мало.

3.2.5 Області застосування і особливості конструкції

Лампи зворотної хвилі застосовуються як гетеродини радіо-локаційні і зв'язних приймачів, в задаючих генераторах передавачів РЛС з швидкою перебудовою частоти і широкосмужними ЧМ системах передачі даних, в свіп-генераторах вимірювальної апаратури. Розроблені ЛЗХ для діапазону частот від 0,5 до 870 ГГц. Основна перевага ЛЗХ, як вже було сказано, полягає в можливості електронної перебудови в широкій смузі. Однак, останнім часом в зв'язку з великими досягненнями в області напівпровідникових приладів НВЧ почався процес заміни ЛЗХ у апаратурі, що знову розробляється на частотах до 10...12 ГГц на напівпровідникові генератори НВЧ. На більш високих частотах замість ЛЗХ все частіше використовуються генератори на діодах Ганна. Напівпровідникові генератори на діодах Ганна вже мають граничну частоту 94 ГГц, а на ЛПД – 110 ГГц. Проводяться також розробки цих приладів для більш високих частот.

Останнім часом випускаються ЛЗХ в основному для заміни вийшовших з ладу в існуючій апаратурі.

Максимальна вихідна потужність ЛЗХ становить 100 Вт на частоті 30 ГГц, 1 Вт на частоті 70 ГГц, 10 мВт на частоті 400 ГГц. Нові типи ЛЗХ розробляються тільки в субміліметровому діапазоні. Так, недавно закінчилася розробка ЛЗХ в смузі частот 340...400 ГГц з вихідною потужністю, що перевищує 10 мВт, робоче напруження змінюється від 4 до 8 кВ. Ця ЛЗХ призначена для застосування в космічній апаратурі. У приладі використаний магніт і сплав самарій-кобальту, маса приладу 10 кг.

При використанні ЛЗХ в панорамних вимірниках КСВН, ослаблення потрібна практично ідеальна постійність вихідної потужності лампи в межах робочого діапазону частот. Досягається це введенням спеціального зворотного зв'язку.

Довідкові дані деяких типів ЛЗХ приведені в табл. 3.2.

Таблиця 3.2 - Лампи зворотної хвилі (ЛЗХ)

	Робочий діапазон						
	Довжина хвилі, см	Частота, МГц					
ОВ-1	2.95-4.60	-	6.3	0.4-0.8	160-300	10-22	15
ОВ-12	0.56-0.8	-	5	2	500-1450	50	8
ОВ-13	0.37-0.57	-	5	2	450-1600	50	5
ОВ-21	0.15-0.16	-	6.3	2	1500-3000	60	0.5
ОВ-603	-	4835-2500	6.3	1.3-1.8	170-1500	15-50	30
ОВ-604	-	2725-1540	6.3	1.3-1.8	170-1300	15-50	40
ОВ-605	-	1660-830	12.6	0.6-1.0	120-760	25-50	30
ОВ-611	-	1000-488	12.6	1.5	100-500	20-80	200
ОВ-619	-	9333-6860	6.3	4	220-900	35	20
ОВ-620	-	7059-4477	6.3	4	220-900	35	25

3.3 Питання для самоперевірки

- 3.3.1. Чим забезпечується широкополосність ЛБХ і ЛЗХ?
- 3.3.2. Записати умову фазового синхронізму в ЛБХ і ЛЗХ?
- 3.3.3. Зобразити схему пристрою ЛБХ.
- 3.3.4. Пояснити принцип роботи підсилювача на ЛБХ.
- 3.3.5. Зобразити просторово-часові діаграми для трьох випадків: $V_e = V_\phi$, $V_e \leq V_\phi$, $V_e \geq V_\phi$.
- 3.3.6. Якими параметрами характеризується підсилювач на ЛБХ?
- 3.3.7. Пояснити вигляд характеристик ЛБХ.
- 3.3.8. Де застосовуються ЛБХ?
- 3.3.9. Як влаштований і якими достоїнствами володіє твістрон?
- 3.3.10. Розказати про пристрій ЛЗХ.
- 3.3.11. Розказати про принцип роботи ЛЗХ.
- 3.3.12. Яким чином здійснюється електронна перебудова генератора на ЛЗХ?
- 3.3.13. Якими параметрами володіють ЛЗХ?
- 3.3.14. Записати вирази для фазової умови самозбудження коливальних систем.
- 3.3.15. Зобразити і пояснити характеристики ЛЗХ.
- 3.3.16. Де застосовуються ЛЗХ?

3.4 Задачі

3.4.1. Визначити фазову швидкість, коефіцієнт сповільнення сповільнюючої системи типу спіраль. Діаметр спіралі $D=15$ мм, крок спіралі 2 мм.

3.4.2. Визначити фазову швидкість "плюс першої" гармоніки, якщо довжина уповільненої хвилі $\lambda_a=20$ мм, частота $f=1,5$ ГГц період сповільнюючої системи $L=2,5$ мм.

3.4.3. Визначити швидкість електронів в ЛЗХ, якщо $V_{\phi(-1)}=20000$ км/с, $f=3$ ГГц, довжина сповільнюючої системи $l=150$ мм.

3.4.4. Визначити фазову швидкість "мінус першої" гармоніки, якщо частота $f=2$ ГГц, період сповільнюючої системи $L=1,5$ мм, коефіцієнт сповільнення $K_a=20$.

3.4.5. Розрахувати відносний зсув фаз електромагнітної хвилі і згустка електронів в ЛЗХ для наступних даних: $f=3000$ МГц, $l=200$ мм, швидкість електронів $V_e=15 \cdot 10^3$ км/с, фазовий швидкість електромагнітної хвилі в сповільнюючій системі $V_{\phi}=0,97 V_e$.

3.4.6. Обчислити довжину сповільнюючої системи ЛОХ для наступних даних: частота $f=5000$ МГц, відносний фазовий зсув хвилі і згустка електронів $\Delta\phi = \pi$, швидкість електронів $V_e=1,03V_{\phi}=14 \cdot 10^3$ км/с.

4 Електронні прилади НВЧ зі схрещеними полями

Найбільш поширеним джерелом могутніх НВЧ коливань є магнетрон. Цей прилад був винайдений російськими інженерами Н.Ф.Алексєєвим і Д.Е.Маляровим в 1939 році. Поява магнетрона дозволила зробити великий крок в розвитку радіолокації. Маючи відносно просту конструкцію, малі масу і габарити, магнетрон дозволив істотно збільшити частоту і потужність НВЧ коливань радіопередаючих пристроїв при дуже високому ККД.

Магнетрон був першим в серії так званих приладів типу "М", в яких використовується рух електронів у схрещених електричному і магнітному полях. У подальші роки з'явилися інші прилади типу "М": ЛБХМ, ЛЗХМ, платинотрон і т.д.

4.1 Фізичні основи приладів типу "М"

Приладами типу "М" називають прилади, в яких в енергію НВЧ поля безпосередньо перетворюється потенційна енергія електронів, а не кінетична енергія, як в приладах типу "О". Така взаємодія електронів і НВЧ поля забезпечується при використанні взаємно перпендикулярних (схрещених) електричного і магнітного полів.

4.1.1 Рух електронів в схрещених електричному і магнітному полях у статичному режимі

Прилади типу "М" відрізняються простотою конструкції. Основними елементами є катод, анод і магніт. Електроди виконуються як плоскими (рис. 4.1, а), так і циліндричними (рис. 4.1, б).

Розглянемо рух електронів в просторі між двома електродами, де є постійне електричне поле з напруженістю $E_a = U_a/d$ – і статичне магнітне поле з індукцією B , направленої перпендикулярно площини креслення.

Передбачимо, що постійне магнітне поле відсутнє ($B=0$), а до аноду прикладене постійне напруження U_a . На електрони, що вилетіли з катода, діє електрична сила F_e

$$\vec{F}_e = -e\vec{E}_a, \quad (4.1)$$

Під дією цієї сили електрони рухаються від катода до анода (пряма 1 на рис. 4.1, а, б). Вся кінетична енергія електронів виділяється на аноді у вигляді тепла; в анодному ланцюгу протікає постійний струм I_{a1} і магнетрон працює в режимі діода.

Встановимо тепер постійне магнітне поле з величиною магнітної індукції, менше деякого критичного значення ($B < B_{кр}$). На електрони буде діяти не тільки електрична, але і магнітна сила (сила Лоренца)

$$\vec{F}_M = -e \vec{V} \times \vec{B}, \quad (4.2)$$

направлена перпендикулярно вектору швидкості електронів $\vec{V}$. Магнітна сила (не змінюючи величини швидкості електронів V) викривляє траєкторію їх руху (крива 2 на рис. 4.1, а, б). Внаслідок цього шлях руху електронів довшає, але анодний струм не зменшується (рис. 4.2).

При збільшенні індукції B траєкторії електронів все більше викривляються і при деякому її значенні, званому критичним ($B=B_{кр}$) електрони проходять поблизу анода і повертаються на катод (крива 3, на рис. 4.1, а, б). Анодний струм при цьому різко падає до величини близької до нуля (рис. 4.2).

Тільки деякі електрони, що вилітають з катода з великою початковою швидкістю, долітають до анода, створюючи невеликий анодний струм.

Аналіз показує, що при $B \geq B_{кр}$ траєкторія електронів являє собою криву лінію, що описується точкою, лежачою на колі радіусом R (рис. 4.1) що рівномірно котиться по поверхні катода. Ця крива називається епіциклоїдною. Рух електронів в схрещених полях можна представити як складання рухів: поступального з швидкістю V_{π} і обертального по колу з радіусом R з постійною кутовою швидкістю, рівною циклотронній частоті ω_{π} (див. формулу 1.13). V_{π} - швидкість центра уявного кола, що рівномірно котиться по катоду, назвемо її переносною швидкістю.

Аналогічно з (1.12) радіус кола R рівний

$$R = \frac{mV_{\pi}}{eB} = \frac{V_{\pi}}{\omega_{\pi}}, \quad (4.3)$$

також $\omega_{\pi} = \frac{eB}{m}$.

Швидкість V_{π} направлена паралельно електродам. Поступальний рух електронів з постійною швидкістю V_{π} можливий при рівності електричної і магнітної сил і протилежності їх напрямів. Сила електрична F_e направлена в бік анода, а магнітна сила F_m в цьому випадку направлена до катода. З рівності цих сил можна визначити швидкість V_{π} .

$$F_e = F_m, \quad eE_a = eV_{\pi}B, \quad V_{\pi} = \frac{E_a}{B}, \quad (4.4)$$

Підставляючи (4.4) в (4.3), отримаємо

$$R = \frac{V_{\pi}}{\omega_{\pi}} = \frac{mV_{\pi}}{eB} = \frac{mE_a}{eB^2}, \quad (4.5)$$

Верхня точка циклоїди віддалена від катода на відстань, рівну $2R$, яке залежить від співвідношення E_a і B .

Електрони рухаються прискорено від катода до анода, тому магнітна сила F_m (4.2) при русі електрона по епіциклоїді (рис. 4.3) змінює свою величину і напрям, електрична ж сила F_e залишається постійною на цьому шляху.

На початку координат, де швидкість електрона рівна нулю, на електрон діє лише електрична сила F_e . Ця сила збільшує швидкість електрона, а отже, і магнітну силу F_m , що прагне відхилити електрон від вертикального напрямку руху праворуч. У процесі руху швидкість і її напрям безперервно змінюються, в відповідності з нею змінюється по величині і напрямку магнітна сила. У будь-якій точці траєкторії напрям швидкості і магнітної сили взаємно перпендикулярні. У верхній точці циклоїди ($U_{\max} = 2R$) відсутня вертикальна складова швидкості, тобто швидкість направлена по горизонталі і буде максимальною

$$V_{\max} = 2V_{\pi}, \quad (4.6)$$

У цій точці магнітна сила в два рази більше електричної і протилежна їй у напрямі. Далі траєкторія електрона продовжує викривлятися, електрон починає рух вниз і електричне поле тепер для нього виявляється таким, що гальмує. Це приведе до зменшення швидкості, а відповідно, і магнітної сили. Швидкість і магнітна сила повернуться до нульового значення, коли електрон досягне катода. Після цього цикл руху повториться.

При магнітній індукції B більшій $B_{кр}$ електрони пролітають по епіциклоїдах близько до поверхні анода. Оскільки рухається дуже велике число електронів, то в просторі взаємодії (між циліндричними катодом і анодом) обертається електронна хмара, тобто утвориться просторовий заряд, що обертається у вигляді кільця (рис. 4.4).

Наявність заряду, що обертається є необхідною умовою роботи магнетрона. Отже, магнетрон може працювати тільки при $B > B_{кр}$. Електрони, що обертаються в просторі взаємодії, не знаходяться в ньому постійно. Електрони, що раніше вилетіли повертаються на катод, а на їх місце з катода вилітають нові електрони. Швидкість обертання електронної хмари залежить від анодного напруження U_a , із збільшенням якого електрони пролітають біля анода з більшою швидкістю. Щоб електрони не попадали на анод, при цьому необхідно збільшувати і магнітну індукцію B , щоб вона залишалася більше критичної $B_{кр}$.

Визначимо залежність $U_a = U_{\text{акр}}$ від $B_{\text{кр}}$. Для цього випадку $R = d/2$, де відстань між катодом і анодом і співвідношення (4.5) переписується таким чином

$$R = \frac{d}{2} = \frac{mE_a}{eB_{\text{кр}}^2} = \frac{mU_{\text{акр}}}{eB_{\text{кр}}^2 d}, \quad \text{звідки}$$

$$U_{\text{акр}} = \frac{ed^2 B_{\text{кр}}^2}{2m}, \quad (4.7)$$

Залежність $U_{\text{акр}} = f(B_{\text{кр}})$ називається параболою критичного режиму (рис. 4.5). При $U_a > U_{\text{акр}}$ електрони досягають анода. Такий режим називається докритичним. При $U_a < U_{\text{акр}}$ – режим закритичний. Прилади працюють в закритичному режимі.

4.1.2 Взаємодія електронів з неоднорідним електричним полем

Припустимо, що система плоских електродів, розглянутих раніше, являє собою деяку сповільнюючу систему, в якій існує електромагнітна біжуча хвиля. Для цього в матеріалі анода виконаний ряд пов'язаних між собою об'ємних резонаторів, створюючих коливальну систему (або сповільнюючу систему) (рис. 4.6).

Постійне електричне поле створюється за рахунок різниці потенціалів $U_a - U_k$. Вектор магнітної індукції B перпендикулярний площині креслення. Картину змінного електричного поля в такій системі можна представити за допомогою силових ліній (рис. 4.6).

Допустимо, що між електродами системи в напрямі осі Z рухається потік електронів. Розглянемо взаємодію електронів з неоднорідним електричним полем, для мисленно відмітимо шість електронів, що знаходяться в різних точках поля. Розкладемо вектори напруженості змінного електричного поля в цих точках на складові по осях Y і Z .

4.1.3 Вплив поперечної складової поля

У точці 1 складаюча E_{y1} вектора напруженості змінного електричного поля $\vec{E}_1$ співпадає у напрямі з вектором E_a постійного поля.

Поступальна (переносна) швидкість $V_{\text{п}}$ (4.4) електрона вздовж осі Z в цій точці

$$V_{\text{п1}} = \frac{E_a + E_{y1}}{B}. \quad (4.8)$$

У точці 2 вектор $E_{y2} = 0$ і, таким чином,

$$V_{\text{п2}} = \frac{E_a}{B}. \quad (4.9)$$

У точці 3 вектори E_a і E_{y3} протилежні у напрямі. Швидкість електронів в цій точці вздовж осі Z рівна

$$V_{\text{п3}} = \frac{E_a - E_{y3}}{B}. \quad (4.10)$$

Таким чином, в точці 1 електрон за рахунок дії поперечної складової змінного електричного поля отримує додаткову швидкість; в точці 2 швидкість електрона не міняється; в точці 3 електрон сповільнює свою швидкість. За рахунок зміни швидкостей електронів при подальшому їх русі з хвилею (при умові $V_{\text{ф}} \approx V_{\text{п2}}$ при входженні в СС) буде відбуватися групування електронів в згустки. Центром згустки буде служити електрон 2, що не змінив своєї швидкості - необурений електрон.

Якщо провести аналогічний розгляд для електронів 4, 5 і 6, що знаходяться в частині поля з протилежною фазою, то неважко пересвідчитися, що електрон 4 буде відставати від електрона 5, а електрон 6 - поступово випереджати його. Електрон в точці 5 буде служити центром області розрідження електронного потоку.

Таким чином, під впливом поперечної складової вектора напруженості електричного поля електрони, що рухаються в схрещених постійних електричному і магнітному полях, групуються в згустки. Аналогічний процес відбувається і в просторі взаємодії електронів і поля між циліндричними електродами під дією радіальної складової вектора напруженості змінного електричного поля.

4.1.4 Вплив поздовжньої складової поля

Розглянемо вплив складаючої E_z на прикладі двох електронів, що служать центрами згустков і розрядження і що знаходяться, в точках, відповідних протилежним фазам поля. Електрон 2, а з ним і згусток, що формується надалі, знаходяться в гальмуючому півперіоді поздовжньої складаючої E_{z2} вектора напруженості високочастотного поля. На електроні в точці 2 діє сила $F_{z2} = -eE_{z2}$, направлена протилежно швидкості руху електронів V_n . Електроні в точці 5, навпаки, знаходяться в прискорюючому півперіоді поздовжньої складаючої E_{z5} . Напрямок сили $F_{z5} = -eE_{z5}$ співпадає зі швидкістю V_n . Під дією цих сил змінюються швидкості електронів в точках 2 і 5, зменшується в точці 2 і збільшується в точці 5. Внаслідок цього порушується баланс електричної і магнітної сил $F_e = F_m$ або $eE_a = eV_n B$. У точці 2 електрична сила F_e переважає над магнітною і згусток електронів буде переміщатися до анода. У точці 5, де магнітна сила більше електричної, електроні під дією цієї різниці сил будуть йти на катод, куди направлена магнітна сила.

Таким чином, згусток електронів, що знаходяться в гальмуючій полухвилі поля, переміщаючись до анода, зменшує свою потенційну енергію. Виникає при такій взаємодії зменшення потенційної енергії електронів якраз і рівно енергії, що отримується гальмуючою полухвилею НВЧ поля. Назвемо електроні, що передають потенційну енергію НВЧ полю, електронами в сприятливій фазі ("корисними"). Електроні, що взаємодіють з прискорюючою полухвилею НВЧ поля, зміщуючись до катода, збільшують свою потенційну енергію. Зростання енергії електронів відбувається за рахунок відбору її від НВЧ поля. Електроні, що відбирають енергію НВЧ поля, можна назвати електронами в несприятливій фазі ("шкідливими"). Електроні в несприятливій фазі, якщо вони почали взаємодію з полем недалеко від поверхні катода, швидко підуть на нього і не зможуть істотно збільшити свою потенційну енергію. Енергія, що віддається полю електронами, згрупованими в сприятливій фазі, буде значно перевищувати енергію, що відбирається від поля «шкідливими» електронами. Чим сильніше гальмує поле E_z , тим далі електроні зміщуються до анода і велику потенційну енергію передають НВЧ полю. Необхідно тільки, щоб на протязі всього часу взаємодії згруповані електроні знаходилися поблизу максимуму гальмуючого півперіоду поля. А це вимагає рівності переносної швидкості електронів, яка в середньому залишається постійною, і фазової швидкості просторової гармоніки V_ϕ НВЧ поля, взаємодіючої з ними.

Середня кінетична енергія електронів залишається постійною і не може бути причиною зростання енергії НВЧ поля, як це спостерігається в приладах типу "О".

У приладах типу "М" з циліндричними електродами переміщення електронів в радіальному напрямі ("корисних" – до анода, "шкідливих" – до катода) відбувається під дією азимутальної складової напруженості електричного поля НВЧ аналогічно розглянутому випадку для плоских електродів, коли таке переміщення зумовлене поздовжньою складаючою напруженістю поля E_z .

4.2 Багаторезонаторний магнетрон

4.2.1 Призначення і улаштування

Багаторезонаторний магнетрон - електронний прилад типу "М", призначений для генерування НВЧ коливань, яке відбувається в результаті взаємодії електронів в схрещених електричному і магнітному полях з НВЧ полем замкненої (кільцевої) сповільнюючої системи, освіченим ланцюжком резонаторів. У багаторезонаторному магнетроні використовується внутрішній циліндричний катод, який створює емісію електронів по всій довжині кільцевого простору взаємодії і забезпечує отримання замкненого електронного потоку. Спрощена схема багаторезонаторного магнетрона показана на рис. 4.7.

Коливальна система магнетрона утворена рядом об'ємних резонаторів (рис. 1.1, в), виконаних в матеріалі анода (анодного блоку). Електроні емітуються циліндричним катодом. Простір між катодом і анодом називається простором взаємодії. У цій області відбувається обмін енергією між електронами і НВЧ полем. Об'ємні резонатори пов'язані з простором взаємодії через щілини, оскільки НВЧ поле "провисає" в цей простір. При виконанні певних умов в багаторезонаторному магнетроні виникають коливання. НВЧ енергія виводиться за допомогою витка зв'язки, що знаходиться в одному з резонаторів, і коаксіальної лінії або хвилевода. Вакуумна камера магнетрона вміщена між полюсами електромагніту або постійного магніта, причому напрям магнітного поля співпадає з віссю катода. Анод магнетрона має позитивний потенціал U_a відносно катода. У циліндричному магнетроні силові лінії електричного поля направлені по радіусу, а магнітні – паралельно осі магнетрона, тому в просторі взаємодії електричне і магнітне поля взаємно перпендикулярні ("схрещені поля").

4.2.2 Властивості коливальної системи магнетрона

Коливальна система багаторезонаторного магнетрона складається з об'ємних резонаторів і простору взаємодії. Сусідні резонатори пов'язані простором взаємодії, тому коливальну систему можна представити замкненим ланцюжком пов'язаних об'ємних резонаторів.

На рис. 4.8 показана еквівалентна схема коливальної системи восьмirezонаторного магнетрона. Кожний резонатор зокрема еквівалентний одиночному коливальному контуру з індуктивністю L_0 і ємністю C_0 . C_k – ємність між сегментом і катодом, яка визначає ємністний зв'язок між резонаторами.

Припустимо, що магнітний зв'язок між резонаторами відсутній. Еквівалентна схема являє собою замкнену систему (ланцюжок) смугових фільтрів, тому в такій системі можуть збуджуватися тільки ті коливання, для яких сума зсувів фази в ланцюгу при одному обході кратна величині 2π , тобто зсув фази φ_0 на одну ланку, або між коливаннями в сусідніх резонаторах, може приймати лише такі дискретні значення:

$$\varphi_0 = \frac{2\pi n}{N}, \quad (4.11)$$

де N – число резонаторів, а n – ціле число, зване номером вигляду коливання.

У теорії фільтрів доводиться, що зсув фази на одну ланку φ_0 в смузі прозорості системи не може бути більше за 180° , тому номер вигляду n в (4.11) приймає лише наступні значення:

$$n = 0, 1, 2, \dots, (N/2-1), N/2. \quad (4.12)$$

Вигляд коливань $n=0$ ($\varphi_0=0$) називають синфазним, а $n=N/2$, при якому $\varphi_0=\pi$ – протифазним, або π – виглядом. Співвідношення (4.11) називають умовою циклічності або замкненості НВЧ поля магнетрона.

Кожному вигляду коливань (4.12) відповідає власна частота коливальної системи. Дійсно, перехід до іншого вигляду означає зміну зсуву фази φ_0 на одну ланку, а при заданих параметрах L_0 , C_0 , C_k кожної ланки нове значення φ_0 можна отримати тільки на іншій частоті.

Кожному вигляду коливання відповідає цілком певна картина НВЧ поля в просторі взаємодії. Силові лінії електричного поля і зміна азимутальної складаючої напруженості $n=1$ – вигляду коливань в десятирезонаторному магнетроні ($N=10$) будуть подібні зображенням на рис. 1.3.

Залежність поля від азимута несинусоїдальна, тому, як і в СС з періодичними неоднорідностями, необхідно враховувати просторові гармоніки.

Необхідно зазначити, що умова циклічності (4.11) справедливо лише для нульової просторової гармоніки ($m=0$) будь-якого вигляду коливань. Для гармоніки з номером m зсув фази на одну ланку в відповідності з (1.3) буде рівний:

$$\varphi_{n,m} = \varphi_0 + 2\pi m; m = 0; \pm 1; \pm 2 \dots \quad (4.13)$$

Для всіх просторових гармонік даного вигляду коливань n частота однакова.

Для будь-якого вигляду коливань максимальна кутова швидкість у нульової гармоніки. Найменша кутова швидкість нульової гармоніки спостерігається у π –вигляду. Цей тип коливань є основним в сучасних магнетронах, він дозволяє отримати найбільшу вихідних потужність і найбільш високий ККД.

4.2.3 Стабілізація робочого вигляду коливань

Залежність частоти коливань від номера n для еквівалентної схеми коливальної системи восьмirezонаторного магнетрона (рис. 4.8) визначається за формулою

$$\omega_n = \frac{\omega_{\text{рез}}}{\sqrt{1 + \frac{C_k}{2C(1 - \cos \varphi_0)}}}, \quad (4.14)$$

де ϕ_0 зв'язана з номером вигляду коливань умовою циклічності (4.11), а $\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$ – собствена

частота ізолюваного резонатора. Звідси виходить, що збільшення n приводить до зростання частоти. Залежність f від n приведена на рис. 4.9.

Найменша різниця частот Δf виходить між робочим виглядом ($n=4$) і виглядом $n=3$. При збільшенні числа резонаторів N різниця частот між π – виглядом і найближчим виглядом зменшується. Цю різницю частот називають розділенням частот. Відносне розділення частот $\Delta f / f$ невелике, порядку 1 % або менше.

Для стійкої роботи магнетрона на π -вигляді коливань бажано мати розділення частот біля (10...20) %. При однакових розмірах резонаторів ϕ_0 збільшують за допомогою зв'язки. Інший спосіб частотного розділення – це виконання резонаторів різного розміру (разнорезонаторні магнетрони); більший і менший резонатори чергуються.

Зв'язки являють собою дротяніх або стрічкових провідників, розташовані над торцями анодного блока і прислані в певній послідовності до його сегментів.

На рис. 4.7 показаний варіант подвійних кільцевих зв'язок. Кожна зв'язка приєднана до анодного блока через один сегмент. Якщо в магнетроні збуджені коливання π – вигляду, то кожна зв'язка з'єднує точки з однаковим потенціалом. Тому зв'язки не змінюють розподіл поля. Однак між зв'язкою і анодним блоком є ємність, яка знижує резонансну частоту π – вигляду коливань порівняно з випадком відсутності зв'язок. Для інших видів коливань ті же точки вже не мають однаковий потенціал. По зв'язках потечуть урівнювальні струми, вплив яких еквівалентний підключенню індуктивності паралельно двом резонаторам. Це підвищує частоти неробочих видів коливань.

На рис. 4.9 показана залежність частоти видів коливань від номера n для восьмirezонаторного магнетрона зі зв'язками і без них. У результаті застосування зв'язок частота π - вигляду коливань поменшала і підвищилася частота інших видів, тобто збільшилося розділення частот. Розділення може досягати 20 % і більше. Застосування зв'язок, правильний вибір робочого напруження і його стабілізація дозволяють подавити паразитні види коливань в магнетроні з безперервним режимом роботи.

4.2.4 Динамічний режим роботи магнетрона

Динамічний режим заключається в самозбудженні магнетрона, тобто у виникненні і підтримці в ньому НВЧ коливань за рахунок взаємодії обертового електронного об'ємного заряду, утвореного спільною дією постійних електричного і магнітного полів, із змінними електричними НВЧ полями резонаторів.

Розглянемо фізичні процеси, що протікають в магнетроні при генеруванні коливань π – вигляду. При включенні анодного напруження і встановлення $V > V_{кр}$ всі електрони рухаються по епіциклоїдах всередині простору взаємодії, утворюючи електронний потік ("електронний ротор"), що обертається навколо катода і що володіє енергією, частина якої можна перетворити в енергію НВЧ коливань.

Під впливом електронів, що обертаються в резонаторах збуджуються слабкі хаотичні коливання, які викличуть швидкісну модуляцію електронного потоку і групування електронів по щільності. У резонаторах почне накопичуватися енергія НВЧ – коливань, буде рости амплітуда змінного напруження на щілинах на резонансній частоті, а це викличе в свою чергу більш глибоку модуляцію електронного потоку. Після декількох десятків циклів обертання потоку перехідний процес наростання НВЧ коливань за рахунок енергії електронів закінчується. У всіх резонаторах встановлюється одна частота коливань. Електронний потік в сталому режимі розбивається на згустки у вигляді так званих спиць, число яких дорівнює половині числа резонаторів, тобто числу гальмуючих півперіодів НВЧ поля. У спицях електрони здійснюють складні петлеобразні рухи, а самі спиці обертаються з постійною кутовою швидкістю навколо осі анодного блока. З кінців спиць електрони, що "відпрацювали" поступають на анод.

Рух окремих електронів спиці в пересувній системі координат, пов'язаної з бегучою хвилею просторової гармоніки, показано на рис. 4.10.

Електрони 1 і 3 почали рух в несприятливій фазі (в прискорюючому полі). Отримавши додаткову енергію від поля, ці групи електронів повертаються на катод, віддаючи йому кінетичну енергію. Отже, катод додатково підігрівається за рахунок енергії змінного поля. Тому в деяких магнетронах напруження

накал зменшують або зовсім вимикають після попереднього розігрівання катода і подачі анодного напруження.

Електрон 2 почав рух в сприятливій фазі (в гальмуючому полі). Рухаючись по епіциклоїді, він під дією тангенціальної складаючої напруженості електричного поля наближається до анода, передаючи частину своєї потенційної енергії полю, і тому не може повернутися на катод. Описавши петлю епіциклоїди, він в точці "а" припиняє наближення до катода. З цієї точки починається нова петля епіциклоїди, яку корисний електрон здійснює в гальмуючому полі сусіднього резонатора і т.д. доти, не долетить до анода. Такий рух здійснюють корисні електрони тільки при виконанні умови синхронізму, який врозглянутому прикладі зводиться до того, що за час одного півперіоду коливань електрон здійснює одну петлю епіциклоїди в одного резонатора. Кожний резонатор отримує від електрона енергію $e\Delta U_a$, де ΔU_a – різниця потенціалів початкової і кінцевої точок петлі. У спиці існує динамічна рівновага: в неї безперервно входять електрони з прикатодної області і виходять на анод.

Напруження U_a , при якому починається генерування коливань, називається пороговим, при цьому з'являється анодний струм магнетрона.

Для збудження і підтримки коливань в магнетроні, як і в будь-якому автогенераторі, необхідне виконання балансу фаз і балансу амплітуд, тобто фазових і амплітудних умов самозбудження, які забезпечуються вибором відповідних значень анодного напруження і магнітної індукції. Фазова умова самозбудження визначається умовою синхронізму, тобто рівністю фазової швидкості $V_{\phi m}$ однієї з просторових гармонік НВЧ поля переносної швидкості електронів V_n .

$$V_n = V_{\phi m} . \quad (4.15)$$

Ця умова виконується, якщо електрон пролітає відстань між сусідніми щілинами для π - вигляду коливань за час, рівний півперіоду НВЧ коливань $T/2$.

Фазова умова забезпечує попадання електронних спиць у гальмуючу фазу НВЧ поля і передачу йому електронами максимуму енергії, отриманої ними від джерела анодного живлення.

Амплітудна умова самозбудження полягає у вимозі, щоб велика частина електронів і всього потоку попала в гальмуюче поле резонатора. Отже, електронний потік повинен бути згрупований в досить щільні згустки, які повинні пройти поле резонаторів в той момент, коли воно є гальмуюче. Енергія, НВЧ, що отримується полем від електронного потоку, повинна бути рівна енергії втрат в магнетроні і навантаженні. Виконання амплітудної умови забезпечується вибором відповідних значень U_a і B і високої питомою емісією електронів з катода, досягаючою $10 \dots 30 \text{ А/см}^2$.

4.2.5 Параметри і характеристики богаторезонаторних магнетронів

До основних параметрів магнетронів відносяться параметри електричного режиму і експлуатаційні параметри, що характеризують якість магнетрона.

До параметрів електричного режиму відносяться: напруження U_n і струм I_m накала і їх допустимі відхилення, що не перевищують звичайно $\pm 10 \%$; номінальне анодне напруження U_a і допустима верхня межа цієї величини; номінальне і допустиме верхнє і нижнє значення анодного струму I_a ; напруженість H або індукція B магнітного поля; для магнетронів, працюючих в імпульсному режимі – номінальні і допустимі величини тривалості імпульсів анодного напруження, їх шпаруватість і крутість фронтів - величин, значною мірою визначаючих спектр генеруючих магнетроном коливань.

До основних експлуатаційних параметрів відносяться: вихідна (корисна) потужність НВЧ генеруючих коливань, що віддаються в навантаження $P_{\text{вых}}$; коефіцієнт корисної дії η ; робоча частота коливань і її стабільність; тривалість і частота проходження вихідних радіоімпульсів і ін.

Потужність НВЧ генеруючих коливань є найважливішим параметром магнетрона і визначається за формулою:

$$P_{\text{вых}} = \eta I_a U_a ,$$

де η – повний ККД магнетрона.

Таким чином, величина $P_{\text{вых}}$ залежить не тільки від електричного режиму роботи магнетрона але і від іншого найважливішого параметра – ККД приладу. Вихідна потужність магнетронів безперервної дії складає від частки вата до декількох десятків кіловат, а імпульсної дії - від 10 Вт до 10 МВт.

4.2.6 Коефіцієнт корисної дії магнетрона

Коефіцієнт корисної дії магнетрона η визначається відношенням вихідної потужності НВЧ коливань $P_{\text{вых}}$ до потужності, що підводиться до магнетрона від джерела анодного напруження U_a . Електрони, отримуючи енергію від постійного електричного поля, не повністю передають її НВЧ полю резонаторів. Деякі електрони взагалі не беруть участь в механізмі передачі енергії, оскільки на самому початку, отримавши додаткове прискорення, повертаються зворотно на катод і нагрівають його, віддаючи при співударі з його поверхнею енергію, що залишилася. Робочі (корисні) електрони, створюючи спици і багато разів взаємодіючи з НВЧ полем резонаторів, в більшості випадків досягають анода, не витративши повністю своєї енергії, і передають її залишок аноду, нагріваючи його при співударі. Таким чином, частина енергії, отриманої електронами від постійного електричного поля, витрачається марно. Цю витрату енергії називають електронними втратами. Відношення енергії, отриманої НВЧ полем резонаторів від електронного потоку, до повної енергії, повідомленої електронам постійним електричним полем, називається електронним ККД магнетрона $\eta_{\text{эл}}$. Ця величина характеризує ефективність взаємодії електронного потоку зі змінним електричним полем.

Енергія НВЧ коливань витрачається також і в самих резонаторах (на поповнення втрат, зумовлених активним опором), в пристроях виведення енергії, в діелектриках і т.п. Ці втрати визначають ККД коливальної системи η_k . Коефіцієнт корисної дії магнетрона, таким чином, дорівнює:

$$\eta = \eta_{\text{эл}} \eta_k.$$

Величина електронного ККД магнетрона істотним чином залежить від режиму його роботи. ККД коливальної системи магнетрона η_k залежить від робочої частоти і лежить в межах 0,9...0,95 для дециметрових хвиль і 0,6...0,65 для магнетронів міліметрового діапазону хвиль. Електронний ККД магнетронів, як і інших приладів типу "М", може перевищувати 70 %.

4.2.7 Робоча частота коливань

Робоча частота коливань визначається параметрами резонаторів і конструкцією анодного блока (в тому числі кількістю резонаторів), величинами B , U_a . Існує така залежність між числом резонаторів N , магнітною індукцією B і частотою генеруючих коливань f

$$NB = af, \quad (4.16)$$

де a – коефіцієнт, що залежить від конструкції.

Магнітна індукція пов'язана з анодним напруженням формулою

$$B_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2mU_{\text{акр}}}{ed^2}},$$

у відповідності з (4.7). З (4.16) видно, що для більш високих частот треба мати більше число резонаторів або збільшувати магнітну індукцію B і при цьому збільшувати анодне напруження.

Звичайно магнітна індукція складає від 0,1 до 0,5 Тл.

4.2.8 Робочі характеристики магнетрона

Робочими характеристиками магнетрона називають зв'язок між анодним напруженням і струмом при постійних потужностях, ККД, частоті або індукції. Ці характеристики дозволяють вибрати режим роботи (U_a , I_a) при заданих потужності, ККД, частоті або індукції. Робочі характеристики знімають при високочастотному навантаженні, для якого $KCBH \leq 1,1$.

Зв'язок U_a і I_a при $B = \text{const}$ називають вольт-амперною характеристикою магнетрона (кривої постійної індукції) (рис. 4.11, а).

Збудження коливань починається при пороговому напруженні. Подальше підвищення U_a приводить до швидкого зростання I_a . При переході до іншого значення індукції характеристика зміщується, оскільки самозбудження починається при більшому U_a . У областях малих і великих струмів спостерігається нестійка робота. При малих струмах можливі "перескоки" з робочого вигляду коливань на інші (низьковольтні), при великих струмах виникають іскріння (пробої), яке може призвести до руйнування катода або до пропадання (пропуску) окремих імпульсів в імпульсних магнетронах. Внаслідок указаних причин для кожного типу магнетрона існують робочі межі змін U_a і I_a . Інші

параметри (B , η , $P_{\text{вых}}$) при вибраних значеннях анодного напруження і струму однозначно визначаються робочими характеристиками.

Криві постійної потужності показані на рис. 4.11, б. Потужність $P = \eta I_a U_a$. Якби електронний ККД η залишився постійним при різних I_a , то зв'язок U_a і I_a при заданій потужності зображався б гіперболою

$$I_a = \frac{P}{\eta U_a}.$$

Насправді η залежить від I_a (рис. 4.12) і тому криві постійної потужності відхиляються від гіперболи. Криві постійної частоти визначаються електронним зміщенням частоти.

Всі робочі характеристики зображають на одному графіку, однак звичайно криві постійної частоти на цьому графіку не приводять, оскільки більш зручно користуватися окремими кривими електронного зміщення частоти.

4.2.9 Електронне зміщення частоти

Електронним зміщенням частоти називають залежність частоти коливань від анодного струму. Анодний струм I_a змінюють регулюванням анодного напруження. Однак залежність I_a від U_a , що зображається вольт-амперною характеристикою (рис. 4.11, а), дуже сильна, тому режим роботи магнетрона встановлюють і контролюють не по величині U_a , а постійною складовою анодного струму. У зв'язку з цим і зміни частоти зображають як функцію I_a (рис. 4.13). Крутість електронного зміщення частоти в робочому режимі $S_{\text{эсч}} = df/dI_a$, МГц/А. Найбільшу $S_{\text{эсч}}$ отримують для даного магнетрона при малих анодних струмах; вона може становити декілька десятків мегагерц на ампер або більше.

4.2.10 Навантажувальні характеристики магнетронів

Навантажувальними характеристиками генераторів НВЧ прийнято називати графіки залежності частоти і потужності коливань від повної провідності або від повного опору навантаження. Найбільше поширення знайшли навантажувальні характеристики, побудовані на площини полярної діаграми Вольперта - Смітта. Навантажувальні характеристики, що використовуються в практичних цілях, звичайно не розраховуються, а безпосередньо вимірюються з допомогою непогоджувача, імітуючого роботу генератора на навантаження. Зняття навантажувальних характеристик прийнято здійснювати при незмінному постійному струмі I_0 магнетрона, рівному номінальному.

Оскільки потужність $P_{\text{вых}}$ визначається активною вхідною провідністю навантаження G_n і не залежить від реактивної провідності B_n , то лінії $P_{\text{вых}} = \text{const}$ повинні співпадати на полярній діаграмі з лініями $G_n = \text{const}$, що мають форму кіл з центрами, лежачими на дійсній осі.

Частота f генератора визначається реактивною провідністю навантаження і не залежить від активної провідності G_n . Тому лінії $f = \text{const}$ повинні співпадати з колами $B_n = \text{const}$. У лівій діаграмі, де реактивна провідність є негативною і має індуктивний характер, частота коливань дещо перевищує частоту, яка генерується при роботі на узгоджене навантаження. У правій півплощині (ємнісна провідність навантаження) частота нижче цієї величини і убиває зі зростанням величини B_n .

Типова навантажувальна характеристика імпульсного магнетрона 3-х сантиметрового діапазону приведена на рис. 4.14. Лінії постійної потужності близькі до кіл постійної активної провідності навантаження. Лінії постійної частоти мають віялоподібне розташування і близькі до ліній постійної реактивної провідності на круговій діаграмі повної провідності в полярній системі координат.

Зміна частоти коливань при зміні повної провідності навантаження при фіксованому режимі живлення прийнято називати затягненням частоти.

Робочі і навантажувальні характеристики, які знімаються експериментально для магнетронів кожного типу приводяться в спеціальних довідниках.

4.2.11 Особливості роботи магнетронного генератора в імпульсному режимі

При роботі магнетронного генератора в імпульсному режимі анодне напруження на магнетрон подається у вигляді короткочасних імпульсів майже прямокутної форми (рис. 4.15, а), що виробляються модулятором. Тривалість цих імпульсів залежить від призначення передавачів і буває порядку 0,1...5 мкс. Як видно з рис. 4.15, а, анодне напруження нарастає від нуля до робочого значення не вмиє, а в течії тривалості фронту $\tau_{\text{ф}}$. Спадання анодного напруження відбувається в течії тривалості спаду (зрізу)

імпульсу τ_c . При цьому можуть створюватися умови для збудження паразитних видів коливань, навіть при наявності зв'язок або разнорезонаторної коливальної системи магнетрона. Коливання, що виникли при напруженні, меншому амплітуди імпульсу, називаються низьковольтними, а при напруженні, більшому їй – високовольтними.

Щоб утруднити можливість збудження паразитних низьковольтних коливань, тривалість наростання τ_ϕ і зрізу τ_c імпульсу повинні бути малими. При цьому низьковольтні види коливань за час тривалості фронту і зрізу не встигають збудитися до значної величини. Практично для придушення низьковольтних видів коливань швидкість наростання анодного напруження повинна бути не менше 100...150 кВ/мкс, що встановлено експериментально.

З іншого боку, фронт наростання імпульсів повинен бути не дуже крутим, щоб встигли збудитися коливання π – вигляду. Експериментально встановлено, що для збудження цих коливань необхідний час, рівний приблизно 100 періодам коливань НВЧ. Тому для магнетронів 10-см діапазону τ_ϕ повинна бути більше, ніж 0,03 мкс, а 3-см діапазону - більше, ніж 0,01 мкс. При цьому встигають збудитися коливання π – вигляду, але не встигають збудитися низьковольтні види коливань, які збуджуються повільніше.

Для усунення видів коливань з номером n менше за $N/2$, для збудження яких потрібне більше анодне напруження, ніж для коливань π - вигляду, необхідно, щоб максимальна величина U_a не досягала необхідного значення для збудження цих коливань.

Таким чином, до форми модулюючого імпульсу пред'являються вельми жорсткі вимоги (до тривалості його фронту і зрізу, що визначає стабільність роботи магнетрона на основному вигляді коливань).

4.2.12 Стабілізація і перебудова частоти магнетронних генераторів

Стабільність частоти магнетронного генератора в значній мірі впливає на дальність дії РЛС, її перешкодозахищеність, точність вимірювання швидкості цілі, а отже, і ефективність застосування зброї. Тому потрібно вживати заходів для стабілізації частоти.

Стабільність частоти магнетронного генератора, працюючого в імпульсному режимі, характеризується повільними змінами частоти (в інтервалі між імпульсами) і швидкими під час генерування імпульсу. Повільні зміни зумовлені змінами температури, обертанням антени і повільною зміною живильних напружень. У всіх цих випадках частота коливань в імпульсі залишається незмінною, а від імпульсу до імпульсу змінюється. Швидка зміна частоти зумовлена змінами напруження U_a в течії імпульсу і впливом неузгодженого навантаження. При цьому частота коливань змінюється в течії тривалості імпульсу.

Вплив зміни температури. Стабільність частоти коливань залежить від температури анодного блоку. З підвищенням температури частота зменшується через збільшення об'єму резонаторів. Це явище називається дрейфом частоти.

Для 10-см магнетронів дрейф може досягати 0,05 МГц/град, а для 3-см магнетронів – 0,1...0,15 МГц/град. Для підтримки постійності частоти магнетрона температуру анодного блока треба зберегти постійною. Практично це дуже важко виконати, так як магнетрон обдувається повітрям і, отже, його температура залежить від температури охолоджуючого повітря.

4.2.13 Вплив зміни величини анодного напруження U_a

Зміна анодного напруження приводить до електронного зміщення частоти (рис. 4.13), розглянутому вище. Для зменшення нестабільності частоти, викликані зміною U_a , застосовують стабільне джерело U_a і вибирають такий режим роботи, при якому зміна U_a мало впливає на частоту.

При імпульсній модуляції пред'являються жорсткі вимоги до форми модулюючого імпульсу (рис. 4.15), що подається на магнетрон: його вершина повинна бути плоскою, тобто напруження в течії імпульсу повинне бути постійним.

4.2.14 Вплив непогодженого навантаження

Неузгоджене навантаження вносить в коливальну систему магнетрона реактивний опір і тим впливає на частоту коливань. Оскільки опір, що вноситься непостійний і в сильній мірі залежить від довжини лінії передачі енергії (хвильоводу) і частоти, то це призводить до відходу (затягнення) частоти на десятки мегагерц. Тому навантаження повинно бути ретельно узгоджено.

Існують декілька способів стабілізації частоти. Одним із ефективних способів є застосування високодобротного зовнішнього стабілізуючого резонатора. Це спричиняє підвищення добротності всієї коливальної системи, що зумовлює збільшення стабільності частоти магнетрона в десятки разів. Зовнішній резонатор може бути розташований зовні анодного блока і пов'язаний з резонаторами анода при допомозі щілин, які зроблені не у всіх резонаторах, а через один. Цей зовнішній резонатор має власну частоту, рівну частоті коливань π -вигляду, і у всіх резонаторах магнетрона, пов'язаних ззовнішнім резонатором, виходять коливання з однаковою фазою, а в сусідніх резонаторах коливання будуть протифазними. Магнетрони такої конструкції називаються коаксіальними.

Для найбільш коротких сантиметрових хвиль зручний звернений коаксіальний магнетрон, у якого катод і анод переставлені місцями. Катод виконаний у вигляді зовнішнього циліндра, і з його внутрішньої поверхні емітуються електрони. Анод з резонаторами розташований всередині катода, а всередині анода знаходиться високодобротний об'ємний резонатор, що служить для стабілізації коливань. Він пов'язаний щілинами з резонаторами анодного блока.

У перебудовуваних по частоті (діапазонних) магнетронах застосовуються такі способи механічної перебудови частоти:

- зміною індуктивності або ємності резонаторів магнетрона;
- зміною ємності зв'язок;
- перебудовою зовнішнього резонатора;
- комбінацією із вказаних вище способів.

Зміна індуктивності резонаторів, наприклад, можна здійснити шляхом введення провідних стержнів в циліндричну частину кожного резонатора. Стержні укріплені на металевому кільці, пов'язаному з гнучкою діафрагмою. Такий метод перебудови дозволяє змінювати частоту на 10...15 %.

Електронна перебудова частоти магнетрона основана на залежності частоти від анодного струму. Зміна анодного струму на 1 А може дати зміну частоти до декількох десятків мегагерц. Але в звичайних магнетронах така електронна перебудова не отримала широкого застосування.

Однак існує особливий тип магнетронів (митрони), в яких зміною анодного напруження і відповідно анодного струму можна отримати навіть двократну зміну частоти. Конструкція їх декілька відрізняється від конструкції звичайних магнетронів; вони також мають зовнішній резонатор з низькою добротністю. У безперервному режимі роботи при зміні частоти в два рази ці магнетрони дають вихідну потужність в одиниці ват. А при менших змінах частоти (до 20 %) вони можуть давати потужність в десятки ват.

4.2.15 Деякі особливості експлуатації магнетронних генераторів

Термін служби магнетрона, як і будь-якого електровакуумного приладу, залежить від режиму його роботи і дотримання експлуатаційних правил.

Як показує досвід, при експлуатації магнетронів потрібно виконувати такі рекомендації:

1. При тривалому зберіганні або перерві в роботі у магнетрона дещо гіршає вакуум за рахунок виділення внутрішніми металевими деталями приладу поглинених ними залишків газів. Якщо подати на магнетрон повне анодне напруження, то в результаті іонізації газу, що виділився, виникає іонний струм, який, попадаючи на катод, руйнує його активне покриття. При великій мірі іонізації всередині магнетрона може виникнути газовий розряд (пробій або іскріння), що приводить до відмови магнетрона. Тому після установки нового магнетрона в апаратуру необхідно перевірити його вакуум. Ознакою зниженого вакууму в магнетроні є характерне голубувате свічення, яке в деяких магнетронів можна спостерігати через виводи накалу. Анодний струм магнетрона із зниженим вакуумом перевищує номінальне значення при напруженні, значно меншому номінального. Крім погіршення вакууму, пов'язаного з виділенням газів, відбувається поверхневе отруєння катода, що в свою чергу може призвести до погіршення його емісійних властивостей і зменшення терміну служби.

Два вказані явища не небезпечні, якщо до включення магнетрона в паспортний або номінальний режим він підлягає тренуванню. Фізичне значення тренування полягає в наступному. При поступовому підвищенні анодного напруження не створюється розряд і велика іонізація газів. У той же час за рахунок розігрівання магнетрона відбувається поглинання газу внутрішніми деталями магнетрона, і насамперед

корпуса магнетрона (магнетрон "жеститься"). Тиск в магнетроні поступово знижується. При малих анодних струмах відбувається активування катода і відновлення його емісійних властивостей, оскільки під впливом високої температури катода бар'ї відновлюється з окислу барію, а іони кисня притягуються анодом і поглинаються їм.

Тренування магнетрона проводиться таким чином. Включають знижене анодне напруження і спостерігають протягом значного проміжку часу (30 хв.) за роботою магнетрона. Якщо при цьому іскріння відсутнє (що може бути виявлене по коливаннях стрілки приладу, включеного в анодний ланцюг), анодне напруження збільшують до деякого значення (менше робочого) і продовжують спостерігати за анодним струмом. При відсутності іскріння анодне напруження підвищують до робочого (номінального) значення. Після роботи під номінальним напруженням протягом 10...15 хв. магнетрон вважається придатним до експлуатації.

Потрібно помітити, що весь процес тренування необхідно провести при постійному магнітному полі, номінальному напруженні накалу і узгодженому навантаженню.

2. Встановлюючи магнетрон в передавач, необхідно дотримувати обережність при з'єднанні виводу магнетрона лінією, що передає енергію. Особливо небезпечні в цьому відношенні можливі перекося і нвтяг у центральному провіднику коаксіального виводу енергії, внаслідок яких може дати тріщину шар між центральним провідником виводу енергії і склом. У магнетронах з хвилеводним виводом вихідні з'єднання повинні бути добре пригнані один до одного, оскільки при відсутності хорошого контакту між фланцем магнетрона і початком передаючої лінії можливі зміни режимів роботи і високочастотний пробій магнетрона.

3. Необхідно виключити протікання анодного струму через підігрівач магнетрона, оскільки нестационарні процеси при проходженні імпульсів струму великої сили можуть викликати його пошкодження. Тому потрібно звертати увагу на правильне підключення високого напруження до катода. На рис. 4.16 показано правильне підключення високого напруження U_a .

4. Перед включенням напружень необхідно перевірити надійність заземлення анодного блока і зовнішньої оболонки фідера і хвилевода. "Високе" напруження можна подавати на магнетрон, тільки пересвідчившись, що навантаження підключене і магнітне поле створено. Без навантаження можливий високочастотний пробій магнетрона за рахунок виникнення відображеної хвилі і збільшення напруженості електричного поля вище допустимої.

Відсутність магнітного поля веде до різкого збільшення анодного струму, перевантаженню і виходу з ладу анодного блока. Порядок включення магнетрона такий: спочатку включають систему охолодження, потім джерело живлення підігрівача, потім анодне напруження. У могутніх магнетронах після пуску напруження накалу знижують. Додатковий нагрів катода відбувається внаслідок його електронного бомбардування за рахунок енергії поля НВЧ. Вимкнення магнетрона відбувається в зворотній послідовності.

5. Щоб уникнути механічного руйнування підігрівача при включенні могутніх магнетронів необхідно напруження на нього подавати поступово, доводячи його до нормального, оскільки опір холодного підігрівача в десятки разів менше, ніж гарячого. Після установки робочого режиму магнетрона напруження для усунення перевантаження катода (бомбардування, що створюється за рахунок повертаються електронами) дещо знижується.

6. При перевірці режимів роботи магнетронного генератора особлива увага приділяється контролю:

- вихідної (імпульсної) потужності;
- частоти генеруючих коливань і її стабільності;
- форми, тривалості імпульсу і його частотного спектра.

Падіння вихідної потужності на 20 % при номінальних значеннях U_a і V – ознака закінчення служби магнетрона. Контроль вказаних величин дає повне уявлення про роботу магнетронного генератора і дозволяє виявити ті або інших несправності, виникаючі в процесі експлуатації.

Деякі дані для різних типів магнетронів приведені в табл. 4.1. Магнетрони використовуються в могутніх передаючих пристроях, наприклад, в передавачах радіолокаційних станцій, а також в прискорювачах заряджених часток і установках високочастотного нагріву.

Таблиця 4.1 – Різні типи магнетронів

Тип приладу	Робочий діапазон частот, МГц	Напру-га накала, В	Струм накала, А	Напруга анода, кВ	Ток анода, А	Вихідна потуж-ність, кВт	ККД %
М62	2425-2375	6.3	1-1.3	1.85-2.3	0.15	0.15	40
МИ-84Т	9340-9280	10.0	4.3-5.0	22-26	28	250	37
МИ-88М	37150-36450	6.3	2.2-3.5	12-15	0.008	28	20
МИ-110	575-565	6.3	2.0-2.4	27	15	200	40
МИ-120 ВВС	22830-2470	6.3	1.3-1.6	4.5-6.0	0.0038	5.4-10	-
МИ-137	1800-1765	12.6	1.86-2.24	22.5-25.2	0.025	250	-
МИ-158-1	9420-9330	6.3	1.2-1.9	5.0-6.0	0.002	7.0	-
МИ-501	9460-9400	6.3	1.1-1.5	5.5-6.5	10	0.015	-

4.3 Лампи біжучої і зворотної хвилі типу "М" (ЛБХМ, ЛЗХМ)

У цих приладах посилення і генерування НВЧ коливань здійснюється внаслідок взаємодії біжучої хвилі в сповільнючій системі з електронами, що рухаються в схрещених електричному і магнітному полях. На відміну від інших приладів типу "М" електронний потік вводиться в простір взаємодії з допомогою спеціальної електронно - оптичної системи.

4.3.1 Підсилювач на ЛБХМ

По конструкції ЛБХМ діляться на плоскі і циліндричні. На рис. 4.17 показана плоска конструкція ЛБХМ. Лампа має дві основні частини: інжектувальний пристрій і простір взаємодії.

Інжектувальний пристрій складається з катода 1 і керівного електрода 2, що забезпечують створення стрічкового електронного потоку 3 і введення його в простір взаємодії. Електрони, що вилітають з катода, в схрещених статичних електричному $E_{\text{упр}}$ і магнітному B полях в просторі між катодом і керуючим електродом рухаються по епіциклоїдальній траєкторії. Підбирають також умови, щоб електрони в момент входу в простір взаємодії, що утворюється верхнім електродом 6 сповільнюючої системи (анод) і нижнім електродом 9 (холодний катод або основа), знаходилися на вершині епіциклоїди. У цій точці є тільки горизонтальна складова швидкості, яка визначається з (4.6):

$$V_{\text{oz}} = 2E_{\text{упр}} / B. \quad (4.17)$$

Швидкість V_{oz} – початкова для простору взаємодії. Если виконати умову рівності електричної і магнітної сил $F_e = F_m$, $eE_a = eV_n B$, а також переносної швидкості $V_n = E_a / B$ і швидкості V_{oz}

$$V_{\text{oz}} = V_n = \frac{E_a}{B}, \quad (4.18)$$

то траєкторія електронів буде прямолінійною і паралельною електродам. У цьому випадку електрони повинні попадати при відсутності високочастотного поля в просторі взаємодії на колектор 8. З (4.17) і (4.18) слідує, що

$$\frac{2E_{\text{упр}}}{B} = \frac{E_a}{B}, \quad \text{звідки}$$

$$E_a = 2E_{\text{упр}}, \quad (4.19)$$

Високочастотний сигнал проводиться через вхід сповільнюючої системи 4.

Якщо фазова швидкість просторової гармоніки рівна переносній швидкості V_n , то в просторі взаємодії відбувається збільшення енергії НВЧ поля внаслідок зменшення потенційної енергії електронів, що зміщуються в гальмуючий півперіод під дією подовжньої складової електричного поля НВЧ до анода. Для запобігання самозбудження підсилювача є, як і в ЛБХО, поглинач 5.

Процес взаємодії електронів з НВЧ полем розглянутий в підрозділі 4.1. На рис. 4.18 показане зміщення електронів в пересувній системі координат (що рухається синхронно з хвилею). Стрілки означають зміщення в часі електронів, що почали рух в різних фазах НВЧ поля, а товсті лінії – верхню і нижню межу електронного потоку, що спостерігаються в пересувній системі координат.

Пунктирними горизонтальними прямими відмічені межі стрічкового потоку електронів, коли немає НВЧ поля. Зміщення електронів на верхній межі завжди більше, ніж на нижній, оскільки напруженість поля НВЧ збільшується при наближенні до сповільнюючої системи. Тому перетин потоку електронів виходить пульсуючим: в гальмуючому полі збільшується, а в прискорюючому – зменшується.

Межа електронного потоку в нерухомій системі координат для певного моменту часу показані на рис. 4.19.

У кінці шляху електрони попадають на колектор. Однак, якщо амплітуда НВЧ сигналу велика, електрони можуть попасти раніше на верхній позитивний електрод сповільнюючої системи. Ці електрони віддають повністю свою потенційну енергію НВЧ полю. Лінійний зв'язок вихідного і вхідного сигналів спостерігається доти, поки електрони не почнуть попадати поблизу колектора на анод сповільнюючої системи. З подальшим підвищенням вхідного сигналу ще більше число електронів буде попадати на анод, причому точка попадання електронів зміщується ліворуч. У цьому випадку сповільнюється зростання вихідної потужності, а коефіцієнт посилення ЛБХМ починає зменшуватися. При деякому вхідному сигналі настає режим насичення, якому відповідає максимальні вихідна потужність і електронний ККД.

У безперервному режимі ЛБХМ має вихідну потужність до декількох кіловат і електронний ККД 40 %, а для імпульсного режиму потужність ЛБХМ до декількох мегават і ККД 60 %. Достоїнством

ЛБХМ (крім високого електронного ККД і широкої смуги посилення) є також хороша фазова стабільність вихідного сигналу. Коефіцієнти шуму в сучасних ЛБХМ і ЛБХО порівнянні. Широке застосування ЛБХМ знайшли в якості могутніх вихідних підсилювачів в дециметровому і сантиметровому діапазоні хвиль.

4.3.2 Лампа зворотної хвилі типу "М"

У лампах зворотної хвилі типу "М", які можуть бути генераторними або підсилювальними пристроями, взаємодія електронного потоку відбувається із зворотною просторовою гармонікою. Схема пристрою циліндричної генераторної ЛЗХМ показана на рис. 4.20. Електрони, що емітуються катодом 1, під дією поля керуючого електрода 2 і магнітного поля рухаються приблизно по циклоїдальній кривій 3 і входять в простір взаємодії, утворене верхнім електродом 5 (анодом) сповільнюючої системи і нижнім електродом 6 (холодним катодом). При виконанні таких же умов, як в ЛБХМ, електрон при відсутності НВЧ поля рухається по колу (або по прямій лінії при плоских електродах) і попадає на колектор 9. При виконанні умови синхронізму ($V_n = V_{\text{фм}}$), тобто при рівності переносної швидкості електронів і фазової швидкості зворотної просторової гармоніки і струмі пучка, більшому пускового, в ЛЗХМ виникають коливання. У колекторного кінця лампи розташований поглинач 7, який поглинає енергію, відображену від вихідного пристрою 4, якщо узгодження в ньому недостатньо хороше. Відсутність поглиначу створює додатковий паразитний зворотний зв'язок, який погіршує рівномірність частотної характеристики, так само як в ЛЗХО (п.3.2). Якщо замість поглиначу зробити виведення 8 і встановити струм менше пускового, то ЛЗХМ буде працювати в підсилювальному режимі.

Як і в ЛЗХО, частота коливань, що генеруються ЛЗХМ залежить від прискорюючого напруження (електронна перебудова частоти). Однак, ця залежність в ЛЗХМ більш лінійна. Ще одна важлива перевага ЛЗХМ перед ЛЗХО – менший діапазон зміни прискорюючого напруження U_a при тому ж діапазоні електронної перебудови частоти. Це пояснюється тим, що в ЛЗХМ швидкість поступального руху електронів V_n , пропорційна U_a , як в ЛЗХО.

Генераторні ЛЗХМ використовуються звичайно в безперервному режимі роботи. Конструкція цих ламп переважно циліндрична зі сповільнюючою системою типу "зустрічні штирі". Генератори перекривають діапазон частот 0,15...18 ГГц з вихідними потужностями від 5 кВт до одиниць ват. Діапазон електронної перебудови досягає 30...40 %, а ККД – 35...40 %. Охолодження звичайно рідинне.

У цей час ЛЗХМ є самими могутніми генераторами НВЧ з електронною перебудовою частоти. Синхронізовані генератори на основі ЛЗХМ володіють високою стабільністю частоти і відносно низьким рівнем шумів і перспективні для використання в системах зв'язку з частотною модуляцією.

4.4 Платіотрон

Платіотрон - підсилювальний або генераторний прилад зі схрещеними електричним і магнітним полями (типу "М"), що має схожість як з лампою зворотної хвилі типу "М", так і з багаторезонаторним магнетроном. Схожість з ЛЗХМ полягає у використанні взаємодії електронів з полем зворотної просторової гармоніки в звичайній (розімкненій) сповільнюючій системі, а схожість з багаторезонаторним магнетроном – в замкненості електронного потоку. Нижче розглянуті підсилювальний платіотрон (амплітрон) і генераторний платіотрон (стабілотрон).

4.4.1 Амплітрон

Пристрій амплітрона (рис. 4.21) має багато загального з магнетронами. Як і в багаторезонаторному магнетроні, є суцільний циліндричний катод і анодний блок з резонаторами. У магнетроні сповільнююча система, утворена ланцюжком резонаторів, замкнена, а в амплітроні розімкнена. Останнє досягається звичайно розривом системи зв'язок. НВЧ сигнал збуджує через зв'язки поле в резонаторах. Посилений сигнал виводиться з іншого кінця зв'язок. Щоб не відбувалося, як в магнетроні, самозбудження на π -вигляді коливань, число резонаторів в амплітроні звичайно непарне. Для наглядності порівняння амплітрона з іншими приладами типу "М" на рис. 4.22 приведені схеми амплітрона, багаторезонаторного магнетрона і підсилювальної ЛЗХМ.

У магнетрона - замкнений електронний потік (спиці) і коливальна система. ЛЗХМ має незамкнений (стрічковий) електронний потік і коливальну систему. Амплітрон займає проміжне положення: у нього, як у магнетрона, замкнений електронний потік, і, як у ЛЗХМ, незамкнена НВЧ-система. Амплітрон зберігає переваги магнетрона (високий ККД, простота пристрою, малі габарити) і ЛЗХМ (посилення коливань в порівняно широкій смузі частот, що визначається в основному смугою пропускання використовуваних розімкнених сповільнюючих систем). У магнетронах коливальна система вузькополосна, оскільки вона є замкненою системою з високодобротних резонаторів.

Електронний потік в амплітроні повертається на початок простору взаємодії (куди підводиться вхідний сигнал) згрупованим у вигляді спиці, що починається на катоді і закінчується на аноді. Всі спиці в просторі взаємодії однакові. Спиці просторового заряду повинні мати таку ж періодичність, як і НВЧ поле посилюючого сигналу. Електронний потік стійкий, якщо

$$\varphi N = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.20)$$

де N – число сегментів анодного блока;

φ – зсув фази НВЧ поля на один осередок анодного блока.

Умова (4.20) аналогічно умові циклічності НВЧ поля в магнетроні. Амплітрон може працювати на частотах сигналу, для яких фазовий зсув на осередок рівний (з 4.20)

$$\varphi = \frac{2\pi n}{N}. \quad (4.21)$$

Дійсно, в цьому випадку спиця, що утворюється в гальмуючому НВЧ полі, здійснивши один оборот навколо катода, знов попадає в максимум гальмуючого поля і буде взаємодіяти з ним і т.д. Якщо частота не задовольняє умові (4.21), те спиця після одного обороту не попаде в колишню фазу вхідного сигналу. Якщо зсув по фазі виявиться більше $\pm 90^\circ$, спиці після одного обороту попадають в прискорююче поле і будуть розпадатися. Це міркування дозволяє приблизно визначити смугу пропускання амплітрона з співвідношення

$$\varphi N = 2\pi n \pm 90^\circ. \quad (4.22)$$

4.4.1.1 Параметри і характеристики амплітрона. Амплітудна характеристика

Найбільший інтерес представляє амплітудна характеристика амплітрона (рис. 4.23). Експериментально виявлено, що амплітрон стійко працює в обмеженій області вхідних сигналів, причому ширина цієї області залежить від постійної потужності $P_0 = I_0 U_0$. При вибраній величині P_0 є мінімальний сигнал $P_{вх, мин}$, починаючи з якого в амплітроні відбувається посилення. Пояснимо цю особливість амплітрона.

При слабкому сигналі не відбувається формування стійких спиць просторового заряду, необхідних для нормальної роботи амплітрона. Але при певній досить великій потужності вхідного сигналу $P_{вх, мин}$, частота якого лежить в області робочих частот амплітрона, відбувається формування спиць, що забезпечують посилення вхідного сигналу. Однак далі вихідна потужність слабо росте при збільшенні вхідного сигналу, тобто амплітрон переходить в режим насичення. Для збільшення $P_{вых}$ і коефіцієнта посилення при тому ж вхідному сигналі необхідно збільшення потужності джерела живлення P_0 . У режимі насичення $P_{вых}$ і ККД максимальні, але коефіцієнт посилення невеликий. Тому амплітрон виявився зручним приладом для посилення дуже великих вхідних сигналів і отримання великих ККД, тобто для застосування в могутніх оконечних каскадах підсилювачів. У безперервному режимі потужність досягає 500 кВт, а в імпульсному - 10 МВт. У амплітронів ККД звичайне не менше за 55...60 %, а у окремих могутніх і надпотужних приладів 75...85 %. Амплітрон має малий коефіцієнт посилення ($K_y \sim 10$ дБ). Він відрізняється високою фазовою стабільністю. Смуга частот амплітрона досягає 5...10 % і обмежена, в основному, умовою замкненості електронного потоку. Характерна особливість амплітрона – слабкий вплив навантаження на вихідну потужність.

4.4.2 Стабілотрон

Стабілотрон - це генератор високостабільних по частоті коливань, виконаний на основі амплітрона. Схема пристрою стабілотрона показана на рис. 4.24. На виході амплітрона 3 розташовані

відбивач – фазоповертач 4 і навантаження 5, до входу приєднані високочастотний резонатор 2 і поглинач 1. Якщо на виході амплітрона з'явився шумовий сигнал, то частина його відіб'ється від фазоповертача 4 і почне рухатися в зворотному напрямі. Відображений сигнал практично без загасання проходить через сповільнюючу систему на вхід амплітрона і попадає в резонатор 2. Частина енергії, що прийшла, відіб'ється від резонатора і піде до входу амплітрона, посилиться в ньому і повернеться до фазоповертача, знову відіб'ється і т.д. Таким чином, з'являється ланцюг зворотного зв'язку. При виконанні балансів фаз і амплітуд в приладі встановлюється стаціонарний режим стабілотрона.

Основним елементом, що стабілізує частоту автоколивань, є високочастотний резонатор. Фаза і модуль коефіцієнта відображення в місці розташування резонатора сильно залежать від частоти, повний фазовий зсув поблизу резонансної частоти f_0 резонатора має різкий стрибок, а модуль – максимальний. Баланс фаз необхідно виконати саме на частоті f_0 . Застосування високочастотного резонатора підвищує стабільність частоти, що генерується в 100...200 разів. Частота змінюється перебудовою резонатора і одночасною підстроюванням фазоповертача. Фазоповертач дозволяє забезпечити перебудову частоти в порівняно широкому діапазоні (до 10 %). У порівнянні з магнетроном при тій же потужності стабілотрон має більш високу стабільність частоти при зміні умов роботи (навантаження, анодний струм і інш.)

4.5 Питання для самоперевірки

4.5.1. Як рухаються електрони в схрещених електричному і магнітному полях у статичному режимі?

4.5.2. Зобразіть залежність анодного струму від магнітної індукції в статичному режимі.

4.5.3. Дати визначення поняття "парабола критичного режиму". Вивести формулу, зв'язуючу $U_{акр}$ і $V_{кр}$.

4.5.4. Як впливає на електронний потік поперечна (радіальна) складова напруженість електричного поля НВЧ сповільнюючої системи?

4.5.5. Як впливає поздовжня (азимутальна) складова напруженість електричного поля на електрони?

4.5.6. Яким чином передається енергія електронів НВЧ полю в приладах типу "М"?

4.5.7. Розказати про пристрій багаторезонаторного магнетрона.

4.5.8. Викласти властивості коливальної системи магнетрона.

4.5.9. Викласти методи стабілізації робочого вигляду коливань магнетрона.

4.5.10. Пояснити процес утворення спиць.

4.5.11. Сформулювати фазові і амплітудні умови самозбудження магнетрона.

4.5.12. Перерахуйте основні параметри магнетрона.

4.5.13. Зобразити робочі характеристики магнетрона.

4.5.14. Що представляють з себе навантажувальні характеристики магнетрона?

4.5.15. Розказати про особливості роботи магнетронного генератора в імпульсному режимі.

4.5.16. Пояснити причини виникнення нестабільності частоти магнетронних генераторів і шляхи їх усунення.

4.5.17. Розказати про основні особливості експлуатації магнетронних генераторів.

4.5.18. Зобразити схему конструкції ЛБХМ і розказати про принципи роботи її і основних параметрах.

4.5.19. Розказати про пристрій і принцип роботи ЛЗХМ.

4.5.20. Дати порівняльну характеристику платіотрона, магнетрона і ЛЗХМ.