

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ВОЛОГОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

А.И. Домаков

И.И. Маликов

С.В. Турыгин

**ТЕХНИКА ГЕНЕРИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
КОЛЕБАНИЙ: ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРАКТИКИ**

*Утверждено редакционно-издательским советом
в качестве учебного пособия*

Вологда
2011

УДК 621.396.6:61
ББК 32.84
Д 66

Рецензенты:

В.И. Богданов, доктор физико-математических наук,
зав. кафедрой физики Вологодского государственного
технического университета

С.Э. Погожев, кандидат физико-математических наук,
заведующий кафедрой физики Вологодского государственного
педагогического университета

Домаков А.И.

Д 66 **Техника генерирования электромагнитных колебаний: основы теории и практики:** учебное пособие / А.И. Домаков, И.И. Маликов, С.В. Турыгин. – Вологда: ВоГТУ, 2011. – 128 с.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по специальности 200402 – инженерное дело в медико-биологической практике и по направлению 201000.62 – биотехнические системы и технологии. В нем рассмотрены вопросы создания электромагнитных колебаний и генераторные приборы на лампах, пролетном и отражательном клистронах, магнетронах и лампах бегущей волны, находящих применение в медицинской практике. Материал изложен доступно, начиная от принципов генерирования до физики работы генераторных приборов, реализующих эти принципы. Учебное пособие будет полезным и студентам других специальностей, изучающих радиоэлектронику.

УДК 621.396.6:61
ББК 32.84

© ВоГТУ, 2011
© Домаков А.И., 2011
© Маликов И.И., 2011
© Турыгин С.В., 2011

ВВЕДЕНИЕ

В нашей стране принято считать Днём Радио 7 мая. В этот день в 1895 году на заседании Русского физико-химического общества в Петербурге Александр Степанович Попов продемонстрировал действие первого в мире приёмника электромагнитных волн. От изобретений Попова и Маркони получила развитие радиотехника как отрасль науки и техники, основными задачами которой являются:

передача информации на расстояния с помощью электромагнитных волн;

создание приборов для генерации электромагнитных колебаний высокого уровня мощности и приёма электромагнитных волн крайне низкого уровня мощности (сравнимого с электронными шумами);

создание устройств и систем направленного излучения (приёма) электромагнитных волн.

За более чем столетнюю историю своего развития радиотехника определила технический облик цивилизации. В 30-х годах прошлого столетия образовались такие радиотехнические направления как радиолокация, радионавигация, радио и связь. Из последнего выделилось самостоятельное направление – телевидение. Элементную базу этих направлений обеспечивали научно-исследовательские институты и предприятия радиоэлектронной промышленности. В 30-е годы прошлого столетия наша страна была передовой державой в области радиотехники. В Россию (СССР) приезжали перенимать опыт инженеры из США, Германии, Франции и других стран. Достижение России – родины радио – в области радиоэлектроники общепризнанны в мире. Достаточно упомянуть такие выдающиеся события, как осуществлённую впервые радиолокацию Луны и Венеры, успехи в освоении космоса, развитие связи и телевидения с помощью искусственных спутников Земли.

Развитие радиотехники в различных её областях неразрывно связано с радиоэлектроникой. Для нужд радиолокации создаются генераторные и усилительные приборы с электродинамическим управлением электронным потоком: клистроны, магнетроны, лампы бегущей волны. В 40-е и 50-е годы разрабатываются генераторы и усилители СВЧ-диапазона на твердотельных диодах: диодах Ганна, туннельных и лавинно-пролётных диодах. В это же время развивается полупроводниковая электроника. В 50-е и 60-е годы создаются оптические квантовые генераторы (ОКГ), которые нашли применение в различных областях радиотехники.

В 50-е годы в СССР и в других технически развитых странах формируется новое направление в радиотехнике – медицинская электроника.

Вопросам принципов генерации электромагнитных колебаний и реализации этих принципов в радиотехнических устройствах посвящено данное учебное пособие.

Учебное пособие написано на базе материала преподавания одноименной дисциплины в течение 10 лет студентам ВоГТУ, обучающимся по специальности 200402 «Инженерное дело в медико-биологической практике». Оно будет полезно всем другим студентам и аспирантам радиотехнических специальностей, а также инженерам, эксплуатирующим радиопередающие центры.

Авторы выражают благодарность рецензентам: доктору физико-математических наук, профессору Богданову В.И. и кандидату физико-математических наук, доценту Погожеву С.Э., – за их объективную оценку и замечания по тексту, улучшающие изложение материала.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

1.1. Свободные колебания

Электромагнитные колебания представляют собой изменяющиеся во времени электрическое и магнитное поля в колебательном контуре и линии передачи энергии этих колебаний.

Любая система, в которой существуют две взаимно связанные формы энергии, может совершать колебания. Примером такой системы служит маятник (рис. 1.1,а). Здесь потенциальная энергия $W_{\text{п}} = mgh$ переходит в кинетическую $W_{\text{к}} = mv^2/2$ и наоборот.

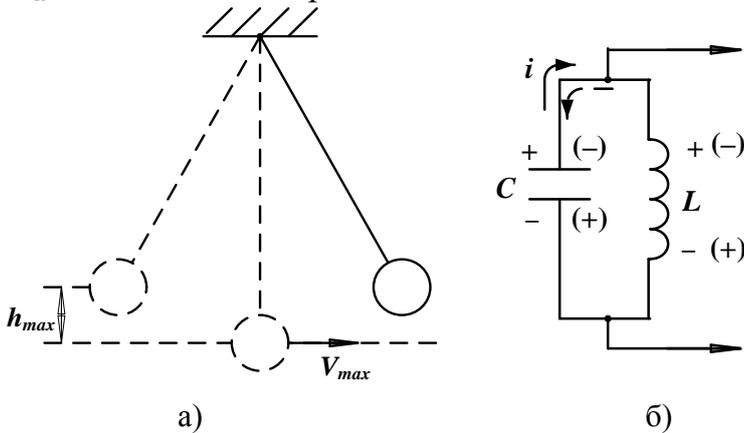


Рис. 1.1. Колебательные системы:
а – маятник; б – колебательный контур

В электрической системе, представляющей колебательный контур (рис. 1.1,б), в конденсаторе запасается энергия в виде электрического поля между его пластинами (обкладками). Эта энергия является аналогом потенциальной энергии в механической системе маятника. Катушка индуктивности накапливает энергию при протекании электрического тока в виде связанного с ним магнитного поля. Энергия магнитного поля является аналогом кинетической энергии при колебаниях маятника.

Будем полагать, что в момент времени $t = 0$ конденсатор заряжен и замыкается на катушку индуктивности. Потерей энергии в контуре пренебрегаем, то есть считаем колебательный контур идеальным. Сразу после замыкания начинается движение электронов от отрицательно заряженной обкладки конденсатора к положительно заряженной обкладке. Так как за направление тока принято направление движения положительно заряженных частиц, то направление тока будет встречно движению электронов. Нарастающий во времени ток вызовет электродвижущую силу самоиндукции в катушке $e_L = -L \frac{di}{dt}$. Эта эдс в момент времени $t = 0$ включена встречно эдс заряженного конденсатора и полностью компенсирует его действие. Следовательно, в момент времени $t = 0$ ток в контуре $i(0) = 0$.

При $t > 0$ значение эдс e_L по абсолютной величине будет равно $u_c(t)$ – напряжению на конденсаторе и противоположна по знаку (рис. 1.2). Ток в контуре обусловлен разрядом конденсатора. Этот ток состоит из тока проводимо-

сти в проводниках контура и тока смещения в конденсаторе и называется полным током:

$$\vec{J} = \vec{J}_{np} + \vec{J}_{см}, \quad (1.1)$$

где \vec{J}_{np} , $\vec{J}_{см}$ – плотности тока проводимости и смещения соответственно.

Под плотностью тока следует понимать величину тока, проходящего через единицу поперечного сечения проводника.

Плотность тока проводимости

$$\vec{J}_{np} = nev\vec{v} = neue\vec{E} = \sigma\vec{E}, \quad (1.2)$$

где n – концентрация электронов (число электронов в единице объема, участвующих в переносе заряда);

e – заряд электрона;

v – дрейфовая скорость электронов (средняя скорость их упорядоченного перемещения);

u_e – подвижность электронов (численно равна средней скорости их упорядоченного перемещения в поле напряженностью 1 В/см: $u_e = v/E$);

E – напряженность электрического поля внутри проводника, размерность В/м;

σ – удельная проводимость ($\sigma = neue$), величина, обратная удельному сопротивлению ρ_c : $\sigma = 1/\rho_c$.

Удельное сопротивление – это сопротивление проводника в единицу длины с поперечным сечением в единицу площади, имеет размерность Ом·м. Сопротивление проводника $R = \rho \frac{l}{S}$, где l – длина проводника, S – площадь поперечного сечения.

Таким образом, плотность тока проводимости является векторной величиной. Направление этого вектора определяется направлением вектора напряженности электрического поля внутри проводника.

Плотность тока смещения

$$\vec{J}_{см} = \frac{d\vec{D}}{dt} = \epsilon_a \frac{d\vec{E}}{dt}, \quad (1.3)$$

где \vec{D} – вектор электрического смещения в диэлектрике (см., например [1], п. 1-5. Поляризация диэлектриков. Электрическое смещение. Постулат Максвелла);

ϵ_a – абсолютная диэлектрическая проницаемость изотропной, однородной среды между обкладками конденсатора.

Так как в конденсаторе существует только ток смещения, а в проводниках контура – только ток проводимости, то эти токи равны по величине: $i_{np} = i_{см} = i_k$, где i_k – контурный ток.

Зависимость i_k , u_L и u_c для контура без потерь и с учетом потерь энергии изображены на рис. 1.2 а, б.

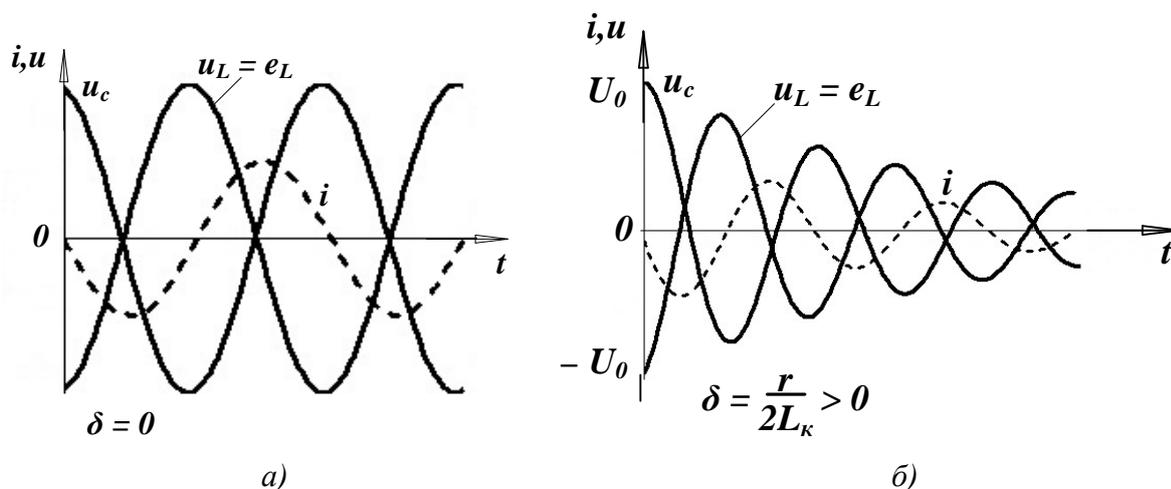


Рис. 1.2. Зависимости напряжений u_c , u_L и тока в колебательном контуре: а – контур идеальный, т.е. без потерь энергии; б – с учетом потерь

Реальные процессы в колебательном контуре отличаются от идеальных. При протекании контурного тока, носителя энергии электромагнитных колебаний, часть энергии тратится на тепловые и другие потери $W_{т.п.} = rI_k^2$. Эти потери учитываются сопротивлением потерь r . Следовательно, в реальном контуре колебания имеют затухающий характер (см [1], п. 9-6. Переходные процессы в цепи с последовательно соединенными участками r , L , C , п. 9-7 Разряд конденсатора на цепь r , L):

$$i_k = -\frac{U_0}{\omega' L_k} e^{-\delta t} \sin \omega' t = -I e^{-\delta t} \sin \omega' t; \quad (1.4)$$

$$u_L = -U_0 \frac{\omega_0}{\omega'} e^{-\delta t} \sin(\omega' t + \theta); \quad (1.5)$$

$$u_c = -U_0 \frac{\omega_0}{\omega'} e^{-\delta t} \sin(\omega' t - \theta),$$

где $\delta = \frac{r}{2L_k}$ – коэффициент затухания, имеющий размерность $1/c$;

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_k C_k}}$ – угловая частота незатухающих колебаний (собственная угловая частота идеального колебательного контура);

$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = \sqrt{\frac{1}{L_k C_k} - \frac{r^2}{4L_k^2}}$ – угловая частота затухающих колебаний (собственная угловая частота колебательного контура, в котором имеют место потери энергии электромагнитных колебаний);

$$\theta = \arctg \left(\frac{\omega'}{-\delta} \right).$$

Быстроту затуханий тока в контуре принято характеризовать так называемым **декрементом колебаний** Δ , равным отношению двух последующих амплитуд одного знака:

$$\Delta = \frac{Ie^{-\delta t}}{Ie^{-\delta(t+T')}} = e^{\delta T'},$$

а также **логарифмическим декрементом колебаний**, равным

$$v = \ln \Delta = \delta T' \approx \delta T_0 = \frac{r}{2L_{\hat{e}}} 2\pi \sqrt{L_{\hat{e}} \tilde{N}_{\hat{e}}} = \frac{\pi r}{\sqrt{L_{\hat{e}}/C_{\hat{e}}}}, \quad (1.7)$$

где $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$, $T' = \frac{2\pi}{\omega'}$.

Рассмотрим энергетические процессы в колебательном контуре в предположении, что в момент времени $t = 0$ вся энергия электромагнитных колебаний сосредоточена в электрическом поле конденсатора, что соответствует началу разряда конденсатора. В этом случае уравнение для напряжений в контуре имеет вид:

$$u_c = u_r + u_L,$$

где u_r – падение напряжения на некотором эквивалентном сопротивлении r , учитывающем потери энергии электрических колебаний. Так как $u_r = ri$,

$u_L = L \frac{di}{dt}$, $u_c = \frac{q}{C}$, то уравнение примет вид:

$$\frac{q}{C} = ri + L \frac{di}{dt}.$$

Умножив левую и правую части уравнения на ток i , получим баланс мощностей

$$u_c i = u_r i + u_L i,$$

или

$$P_c = P_r + P_L;$$

$$\frac{q}{C} i = ri^2 + Li \frac{di}{dt};$$

$$\frac{q}{C} \frac{dq}{dt} = ri^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{Li^2}{2} \right);$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{q^2}{2C} \right) = ri^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{Li^2}{2} \right).$$

Учитывая связь $U = \frac{q}{C}$, получаем $\frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = W$, – известное выражение для энергии электрического поля, сосредоточенного в конденсаторе,

$\frac{Li^2}{2} = W_i$ – энергия магнитного поля, сосредоточенного в катушке индуктивности. Тогда последнее уравнение примет вид

$$\frac{d}{dt}(W_э) = ri^2 + \frac{d}{dt}(W_м) \text{ или } \frac{d}{dt}(W_э) - \frac{d}{dt}(W_м) = P_r,$$

где $P_r = ri^2$ – мощность потерь (скорость преобразования запасенной энергии в контуре в электрическом и магнитном полях в другой вид энергии).

Так как $P_r > 0$, то

$$\frac{d}{dt}(W_э - W_м) > 0. \quad (1.8)$$

Чтобы производная от разности энергий была положительной, необходимо чтобы функция $\Delta W(t) = W_э(t) - W_м(t)$ возрастала.

Условие (1.8) может выполняться в том случае, когда переход энергии электрического поля в энергию магнитного поля и наоборот приводит к потере энергии на величину $\Delta W^{(-)} = P_r \Delta t$. Так как за период T происходит двукратный цикл перехода энергии, то $\Delta t = T / 2$.

Следовательно,

$$\Delta W^{(-)} = \frac{1}{2} P_r T = \frac{1}{2} r I^2 T = \frac{1}{4} r I_m^2 T, \quad (1.9)$$

где $I = I_m / \sqrt{2}$ – действующее значение контурного тока, а I_m – амплитудное.

Чем меньше потери колебательной энергии DW , тем меньше затухание колебаний. Это свойство колебательного контура оценивается добротностью Q . Под добротностью колебательного контура (колебательной системы) следует понимать отношение энергии запасенной в полях колебательного контура, к энергии потерь за период колебания, увеличенное в 2ρ раз:

$$Q = 2\rho \frac{W_{зан}}{W_{пот.т}}. \quad (1.10)$$

Так как в процессе электромагнитных колебаний осуществляется переход энергии электрического поля конденсатора в энергию магнитного поля катушки индуктивности, то

$$W_{зан} = W_{э.макс} = \frac{q_{макс}^2}{2C} = \frac{C_\kappa U_m^2}{2}, \quad W_{зан} = W_{м.макс} = \frac{L_\kappa i_{макс}^2}{2} = \frac{L_\kappa I_m^2}{2},$$

где U_m, I_m – амплитудное значение напряжения на конденсаторе и тока через катушку индуктивности соответственно.

В предположении отсутствия потерь энергии в колебательном контуре (идеальный колебательный контур) правые части выражений для энергии можно приравнять

$$\frac{C_{\kappa} U_m^2}{2} = \frac{L_{\kappa} I_m^2}{2}.$$

Откуда следует

$$\left(\frac{U_m}{I_{m\kappa}} \right)^2 = \frac{L_{\kappa}}{C} = \rho^2$$

или

$$\rho = \sqrt{\frac{L_{\kappa}}{C}}, \text{ Ом.} \quad (1.11)$$

Величину ρ называют волновым сопротивлением колебательного контура.

Подставляя в (1.10) одно из выражений $W_{\text{зап}}$, например $C_{\kappa} U_m^2 / 2$, получаем

$$Q \approx 2\pi \frac{C U_m^2 / 2}{2\Delta W^{(-)}} = 2\pi \frac{C U_m^2 / 2}{2 \cdot \frac{1}{4} r I_m^2 T} = 2\pi f_0 \frac{C U_m^2}{r I_m^2} = 0 \frac{C_{\kappa} \rho^2}{r},$$

где $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_{\kappa} C_{\kappa}}}$.

С учетом выражений для ω_0 и ρ выражение для добротности колебательного контура примет вид

$$Q = \frac{\rho}{r}. \quad (1.12)$$

Выводы.

1. Любая система, в которой могут существовать две взаимно связанные формы энергии, может совершать колебания.

2. Связь двух форм энергии осуществляется через общий энергоноситель: в механической системе это может быть, например, маятник; в электрической системе – ток в колебательном контуре.

3. Свободные колебания, раз возникшие в колебательном контуре, затухают по причине потерь энергии на омическом сопротивлении и частичного рассеяния электрического и магнитного полей. Эти общие потери оцениваются некоторым сопротивлением потерь r и могут быть вычислены согласно выражения (1.9). Сопротивление потерь может быть найдено экспериментально по измерению логарифмического декремента затухания (1.7).

4. Продолжительность свободных колебаний зависит от величины потерь энергии DW при переходе от одной формы энергии к другой и характеризуются добротностью контура. Добротность контура можно рассчитать по выражению (1.12), если определено значение r – сопротивление потерь.

1.2. Основные принципы получения незатухающих колебаний

Для получения незатухающих электромагнитных колебаний необходимо пополнять энергию в контуре на величину потерь за один период колебания $2\Delta W = r I_m^2 T / 2$. Это пополнение энергии должно осуществляться в каждый период.

Пополнение энергии можно осуществлять через период, через два и т.д. периода, но при этом должны быть скомпенсированы потери энергии соответственно за два, три и т.д. периода колебаний.

Используя выражение для контурного тока (1.4), с учетом (1.9), получим энергию потерь за период

$$\left(2\Delta W^{(-)}\right)_T = rI^2 e^{-2\delta T} T / 2;$$

за два периода

$$\left(2\Delta W^{(-)}\right)_{2T} = \left(2\Delta W^{(-)}\right)_T + rI^2 e^{-4\delta T} T / 2;$$

за три периода

$$\left(2\Delta W^{(-)}\right)_{3T} = \left(2\Delta W^{(-)}\right)_{2T} + rI^2 e^{-6\delta T} T / 2 \text{ и т.д.,}$$

где $I = U_0 / (\omega L_k)$;

U_0 – напряжение на конденсаторе или катушке индуктивности в момент времени $t = 0$ (см. рис. 1.2,б).

Общее выражение потерь энергии за n -периодов колебаний имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \left(2\Delta W^{(-)}\right)_{nT} &= \frac{T}{2} rI^2 e^{-2\delta T} \left(1 + e^{-2\delta T} + e^{-4\delta T} + \dots + e^{-2(n-1)\delta T}\right) = \\ &= \frac{1}{2} T rI^2 e^{-2\delta T} \sum_{i=1}^n e^{-2(i-1)\delta T} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Выражение (1.13) имеет важное значение для построения умножителей частоты сигнала, используемых в генераторах электромагнитных колебаний.

Поступление энергии в колебательный контур должно осуществляться в нужную фазу. Так как носителем энергии является ток, то он должен быть вызван внешним источником энергии и протекать в фазе с контурным током.

Рассмотрим возможные фазовые соотношения между векторами \vec{I}_k – контурного тока и $\vec{I}_{вн}$ – тока от внешнего источника на фазовой плоскости (рис. 1.3). При фазовом сдвиге между векторами $\varphi = \frac{\pi}{2}$ модуль суммарного вектора тока $I_\Sigma = I_k$ и ток от внешнего источника $I_{вн}$ не может компенсировать потери энергии в контуре.

Если же фазовый сдвиг $\varphi > \frac{\pi}{2}$, то модуль суммарного вектора $I_\Sigma < I_k$ и колебания в контуре будут затухать быстрее. В этом случае энергия внешнего источника будет расходоваться на гашение колебаний в контуре.

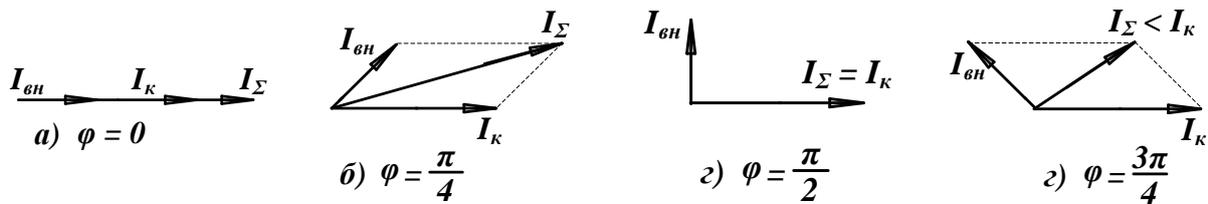


Рис. 1.3. Векторные диаграммы токов: а – фазовый сдвиг между векторами $\vec{I}_{вн}$ и $\vec{I}_к$ равен нулю, суммарный вектор тока I_Σ имеет максимальное значение модуля; б – фазовый сдвиг $\varphi = \frac{\pi}{4}$; в – фазовый сдвиг $\varphi = \frac{\pi}{2}$, при этом $I_\Sigma = I_к$; г – фазовый сдвиг $\varphi > \frac{\pi}{2}$, например $\frac{3\pi}{4}$, $I_\Sigma < I_к$

Выводы.

1. Для получения незатухающих колебаний в контуре необходимо пополнять энергию в контур на величину потерь. При этом под потерями следует понимать собственные потери в колебательном контуре, определяемые выражением (1.13), а также ту часть колебательной энергии, которую контур отдает в полезную нагрузку.

2. Пополнение энергии должно осуществляться от внешнего источника энергии посредством тока. При синфазности тока от внешнего источника энергии $i_{вн}(t)$ и контурного тока $i_к(t)$ расход энергии внешнего источника на покрытие потерь в контуре будет минимальным. При увеличении фазового сдвига между этими токами суммарный вектор I_Σ будет уменьшаться. Чтобы скомпенсировать потери энергии в контуре при $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$ необходимо увеличивать ток от внешнего источника $I_{вн}$, то есть увеличивать расход энергии.

3. При фазовом сдвиге $\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \pi$ и $I_{вн} < I_к$ процесс затуханий в колебательном контуре идет быстрее. В этом случае энергия внешнего источника расходуется на подавление колебаний.

4. В том случае, когда $I_{вн} \gg I_к$ собственными колебательными процессами в контуре можно пренебречь и рассматривать контур как r, L, C – цепь, на которую воздействует эдс (см [1], п. 4-4. Установившийся синусоидальный ток в цепи с последовательным соединением участков r, L , и C ; п. 4-5. Установившийся синусоидальный ток в цепи с параллельным соединением участков g, L , и C ; п. 4-6. Активная, реактивная и полная мощности; п.4-7. Мгновенная мощность и колебательная энергия в цепи синусоидального тока.).

1.3. Принципы генерирования незатухающих гармонических колебаний

Принципы генерирования гармонических колебаний рассмотрим на примере движения электронов в электронно-вакуумном генераторном приборе (рис. 1.4).

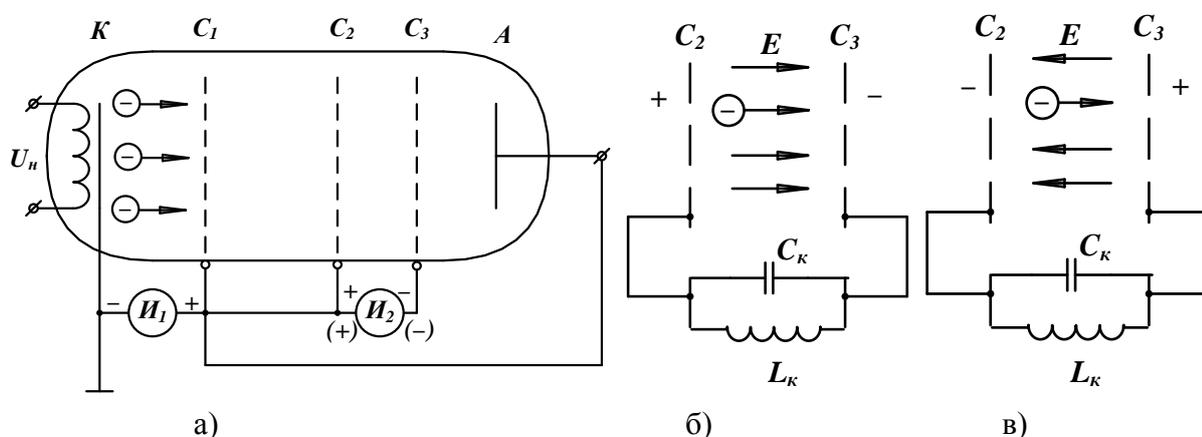


Рис. 1.4. К пояснению принципов генерирования незатухающих гармонических колебаний

1. Известно, что электрон, помещенный в электрическое поле, движется с ускорением под действием кулоновской силы

$$m_e a = F ,$$

где $F_k = eE_1 = eU_1 / d_1$ – сила Кулона, действующая на электрон с зарядом e и массой m_e в электрическом поле напряженностью $E = U_1 / d_1$, d_1 – расстояние от катода до сетки C_1 (рис. 1.4, а), U_1 – напряжение источника электрической энергии I_1 .

Из выражения $m_e a = \frac{eU_1}{d_1}$ находим ускорение $a = \frac{eU_1}{m_e d_1}$.

Полагая, что начальная скорость электрона у поверхности катода $v_0 = 0$, скорость его в сечении, где располагается ускоряющий электрод (сетка C_1), равна

$$v_1 = at_1 ,$$

где t_1 – время пролета электрона от катода до ускоряющего электрода. При равноускоренном движении путь, пройденный электроном, равен

$$d_1 = v_0 t_1 + \frac{1}{2} at_1^2 = \frac{1}{2} at_1^2 ,$$

откуда находим время пролета электрона

$$t_1 = \sqrt{\frac{2d_1}{a}}$$

и скорость в сечении ускоряющего электрода

$$v_1 = \sqrt{2d_1 a} .$$

Кинетическая энергия электрона W_k , которую он приобретет за счет *ускоряющего поля*, создаваемого источником электрической энергии I_1 , равна

$$W_k = \frac{1}{2} m_e v_1^2 = \frac{1}{2} m_e 2d_1 a = \frac{1}{2} m_e 2d_1 \frac{eU_1}{m_e d_1},$$

$$W_k = eU_1. \quad (1.14)$$

Возможен и обратный процесс, когда электроны отдают свою энергию тормозящему электрическому полю.

Рассмотренный характер взаимодействия электронов с электрическим полем указывает на то, что они являются носителями энергии. Так как направленное движение электронов образует электрический ток, следовательно, носителем электрической энергии в генераторах электромагнитных колебаний является электрический ток.

2. Пусть электроны, эмитированные катодом (рис. 1.4, а), ускоряются под действием высокого положительного напряжения, приложенного к сетке C_1 , и, пролетая ее, попадают в пространство, где нет никаких полей. Источник I_1 при этом затрачивает на ускорение каждого электрона энергию

$$W_1 = \frac{m_e v_1^2}{2} = eU_1.$$

Будем полагать, что на пути движения электронов расположены еще две сетки C_2 и C_3 , подключенные к источнику I_2 так, чтобы электрическое поле между ними было *тормозящим* для электронов,двигающихся от катода к аноду А. Электроны, влетевшие в пространство $C_2 - C_3$ со скоростью v_1 , тормозятся и выходят из него со скоростью v_2 . Отданная при этом электронами энергия равна

$$\Delta W_k = \frac{1}{2} m_e (v_1^2 - v_2^2) = \eta_e W_1, \quad (1.15)$$

где η_e – коэффициент полезного действия электрона как переносчика энергии. Эта энергия запасается в электрическом поле источника I_2 .

3. Предположим, что I_2 является источником переменного напряжения (например, колебательный контур, в котором существуют колебания)

$$u_k = U_{k\text{m}} \sin \omega t.$$

Тогда напряженность электрического поля между сетками $C_2 - C_3$

$$E(t) = \frac{u_k}{d_3} = E_{k\text{m}} \sin \omega t$$

является величиной, переменной во времени. Вектор \vec{E} изменяет направление через каждые полпериода колебаний (вектор \vec{E} направлен от положительно заряженной сетки к отрицательно заряженной сетке. Знаки заряда «+», «-» на

сетках C_2 и C_3 изменяются через каждые полпериода под действием переменного напряжения источника I_2).

В течение одного полупериода, когда сетка C_2 имеет положительный заряд, а сетка C_3 – отрицательный (рис. 1.4, б), электрическое поле будет *тормозящим* для электронов, движущихся слева направо. В течение следующего полупериода (рис. 1.4, в) сетка C_2 будет иметь отрицательный, а сетка C_3 положительный заряд, и электрическое поле между этими сетками будет *ускоряющим* для электронов.

Так как плотность электронного потока, входящего в пространство взаимодействия с переменным электрическим полем между сетками $C_2 - C_3$, со временем не меняется, то энергия, отданная электронами переменному полю при торможении, равна энергии, затраченной полем на ускорение электронов. В результате за один период колебаний в контуре, создающем переменное электрическое поле между сетками C_2 и C_3 , колебательный контур не приобретает энергии. Более того, вследствие потерь энергии в самом контуре, запас энергии в нем в течение одного периода колебаний T уменьшается на величину

$$\left(2\Delta W^{(-)}\right)_T = \frac{1}{2}rI^2 e^{-2\delta T}.$$

Следовательно, генерации электромагнитных колебаний не будет.

Для осуществления генерации колебаний необходимо, чтобы энергия W_T , отдаваемая электронным потоком электрическому полю при торможении электронов, превосходила энергию W_y , расходуемую полем на ускорение электронов. Такое положение можно достичь при условии, что количество электронов n_T , взаимодействующих с полем в тормозящей фазе, значительно превышает количество электронов n_y , взаимодействующих с полем в ускоряющей фазе. В этом случае переменное электрическое поле и, следовательно, колебательный контур, создающий его, получают за один период колебаний энергию

$$\Delta W^{(+)} = W_{Ty} - W_{T=} = W \left(1 - \frac{n_y}{n_T}\right). \quad (1.16)$$

Если эта энергия превосходит энергию потерь $(2\Delta W^{(-)})_T$ за один период колебаний, то колебания в контуре будут нарастать. В случае $\Delta W^{(+)} = (2\Delta W^{(-)})_T$ колебания в контуре будут стационарными (установившимися).

4. Для того чтобы выполнялось условие $n_T > n_y$, необходимо осуществить модуляцию электронного потока по плотности. Это можно сделать подачей, например, на сетку C_1 дополнительного переменного напряжения

$$u_{c1} = U_{mc1} \sin \omega t$$

той же частоты, что и частота колебаний в контуре. В результате между катодом и сеткой C_1 будет переменное электрическое поле. В ускоряющую фазу

этого поля скорость электронов увеличивается: $v_y = v_1 + \Delta v(t)$, – а в тормозящую фазу поля уменьшается: $v_T = v_1 - \Delta v(t)$. В пространстве между сетками C_1 и C_2 электрическое поле отсутствует (для этого необходимо эти сетки замкнуть, рис. 1.4, а). Пространство $C_1 - C_2$ будем называть *пространством дрейфа*.

На рис. 1.5 изображена пространственно-временная диаграмма, поясняющая процесс модуляции электронного потока по скорости, который переходит в пространстве дрейфа в модуляцию по плотности. Вдоль продольной оси симметрии (ось X) электронно-вакуумного генераторного прибора отмечены точками C_1, C_2, C_3 и A места сеток и анода, удаленные от катода – K .

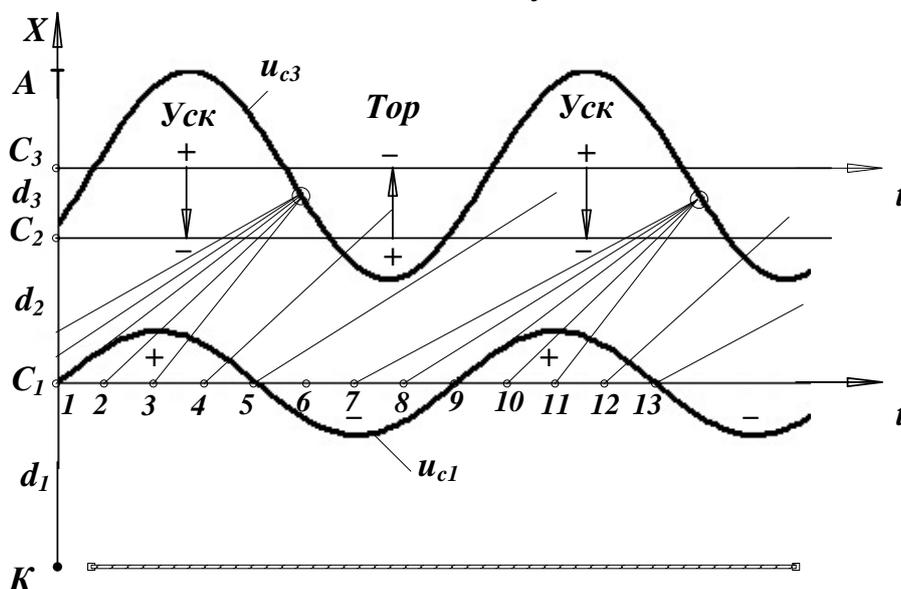


Рис. 1.5. Пространственно-временная диаграмма, поясняющая модуляцию электронного потока по скорости, которая в пространстве дрейфа $C_1 - C_2$ переходит в модуляцию по плотности

Напряжение на сетке C_1 изменяется по гармоническому (синусоидальному) закону относительно постоянного напряжения U_1 , создаваемого источником I_1 . Следовательно, результирующее напряжение на этой сетке $u_{c1} = U_1 + U_{mc1} \sin \omega t$.

Электроны, пролетающие сетку C_1 в момент времени 1, 5, 9, 13 и т.д., будут иметь скорость v_1 . Электроны, пролетающие в момент максимума ускоряющего напряжения 3, 11 и т.д., имеют максимальную скорость, и их траектории в пространстве дрейфа самые крутые (траектории движения в пространстве дрейфа представляют собой прямые линии $x = vt$). Электроны, пролетающие в моменты времени, соответствующие минимуму ускоряющего напряжения, 7 и т.д., имеют минимальную скорость, и их траектории наиболее пологие, то есть составляют наименьший угол с осью времени. На некотором расстоянии от сетки C_1 траектории электронов 7, 8, 9, 10 и 11 пересекаются. Следовательно, в окрестности электронов, пролетающих сетку C_1 в момент вре-

мени 1, 9 и т.д., будут формироваться электронные сгустки. Очевидно, что в окрестности электронов, пролетающих сетку C_1 в момент времени 5, 13 и т.д., будут формироваться разряды. Плотность электронных сгустков зависит от амплитуды U_{mc1} , модулирующего электронный поток по скорости: чем больше значение амплитуды, тем выше плотность. С увеличением плотности электронных сгустков возрастает кулоновская сила расталкивания между электронами. Следовательно, часть кинетической энергии электронов расходуется на совершение работы по частичному преодолению этой силы.

На расстоянии от сетки C_1 , где образуется наибольшая плотность сгустков электронов, находятся сетки C_2 и C_3 , соединенные с колебательным контуром (рис. 1.4, б). Время пролета электронов, вокруг которых формируются сгустки, от сетки C_1 до сетки C_2 должно быть таким, чтобы сгусток входил в тормозящую фазу электрического поля, действующего в пространстве между сетками $C_2 - C_3$. Из равенства $\frac{m_e v_1^2}{2} = eU_1$ следует связь скорости невозмущенных электронов, вокруг которых образуются сгустки, с постоянной составляющей напряжения на сетке C_1 :

$$v_1 = \sqrt{\frac{2eU_1}{m_e}} = K\sqrt{U_1}, \quad (1.17)$$

где $K = \sqrt{2e/m_e} \cdot \frac{M}{c \cdot B^{1/2}}$.

Время пролета невозмущенных электронов от сетки C_1 до сетки C_2 , то есть пространства дрейфа,

$$t_{np.dp} = d_2 / v_1 = d_2 / (K\sqrt{U_1}), \quad (1.18)$$

где d_2 – расстояние между сетками C_1 и C_2 .

На рис. 1.5 $u_{c3}(t)$ – изменение напряжения на сетке C_3 . Изменение напряжения $u_{c2}(t)$ – на сетке C_2 будет противофазным напряжению $u_{c3}(t)$ (зависимость напряжения $u_{c2}(t)$ на рис. 1.5 не показана). Так как сетки C_1 и C_2 между собой закорочены, то $u_{c1}(t)$ – напряжение на сетке C_1 – будет синфазным с напряжением $u_{c2}(t)$. Следовательно, за время пролета невозмущенных электронов от сетки C_1 до сетки C_2 фаза напряжения u_{c2} должна измениться на $(2n - 1)\pi$, где $n = 1, 2, \dots$. Так как фаза гармонического колебания находится из выражения

$$\varphi = \omega t = 2\pi f t = \frac{2\pi}{T} t,$$

то, приравнивая правую часть к значению $(2n - 1)\pi$ и принимая $t = t_{np.dp}$, находим

$$t_{np.dp} = \left(n - \frac{1}{2} \right) T, \quad (1.19)$$

где $T = 1/f$ – период колебаний в контуре, $n = 1, 2, 3, \dots$.

При $n = 1$ энергия пополняется в контуре в каждый период колебаний. При $n = 2$ – через период и т.д. энергия в контуре пополняется за счет торможения сгустка электронов. При подлете сгустка электронов к сетке C_2 ее отрицательный потенциал увеличивается и напряженность поля между сетками C_2 и C_3 возрастает, при этом скорость сгустка уменьшается и его кинетическая энергия уменьшается. Когда сгусток (его центр) будет находиться посередине между этими сетками, разность потенциалов между сетками должна быть равна нулю и напряженность поля должна быть равна нулю. Когда сгусток достигнет сетки C_3 , то она должна иметь максимальный отрицательный потенциал и напряженность поля возрастет, а направление вектора \vec{E} изменится на противоположное.

Таким образом, в пространстве между сетками сгусток электронов двигается в тормозящей фазе поля, усиливая это поле и тем самым усиливая торможение этим полем последующих за ним сгустков. Так как сетка C_2 соединена с сеткой C_1 , то усиление (увеличение напряженности) поля в пространстве $C_2 - C_3$ приводит к увеличению амплитуды напряжения на первой сетке $u_{c1}(t)$, что увеличивает глубину модуляции электронного потока по скорости, которая в пространстве дрейфа переходит в более глубокую модуляцию электронного потока по плотности (плотность электронных сгустков возрастает. Под плотностью следует понимать число электронов в единице объема).

Рассмотренный выше процесс увеличения энергии колебаний в контуре будет в том случае, когда время пролета сгустком электронов расстояния между сетками C_2 и C_3 будет равно половине периода колебаний в контуре:

$$t_{np.d_3} = \frac{T}{2} = \pi \sqrt{L_k C_k} . \quad (1.20)$$

Так как $t_{np.d_3} = d_3 / v_1 = d_3 / (K \sqrt{U_1})$, то

$$\frac{d_3}{K \sqrt{U_1}} = \pi \sqrt{L_k C_k} . \quad (1.21)$$

Выражение (1.21) устанавливает связь между расстоянием d_3 , ускоряющим напряжением на первой сетке U_1 и параметрами контура L_k, C_k .

Сгустки электронов, пролетев сетку C_3 , рассыпаются. Электронный ток делается более однородным во времени. Электроны попадают на анод А, замыкая контур протекания тока: $+I_1 \rightarrow A \rightarrow K \rightarrow -I_1$.

Таким образом, энергию в контур генераторного электронно-вакуумного прибора поставляет электрический ток, образованный направленным движением электронов.

Чтобы представлять, какие значения могут принимать d_2 и d_3 , рассмотрим следующий пример.

Пример 1. Определить значение расстояний между сетками генераторного прибора, изображенного на рис. 1.4, а, если $U_1 = 144 \text{ В}$, $f = 1 \text{ ГГц} = 10^9 \text{ Гц}$, $n = 2$ (энергия в контур поступает через период).

Из выражения (1.19) находим время пролета пространства дрейфа

$$t_{np.\partial p} = \left(n - \frac{1}{2} \right) T = \frac{3}{4} T = \frac{3}{4} \frac{1}{f} = \frac{3}{4} \cdot 10^{-9} \text{ с}.$$

Тогда расстояние между сеткой C_1 и C_2 будет равно

$$d_2 = v_1 t_{np.\partial p} = K \sqrt{U_1} t_{np.\partial p},$$

где $K = \sqrt{2l / m_e} = \sqrt{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} / 9,1 \cdot 10^{-31}} = 0,6 \cdot 10^6, \frac{\text{М}}{\text{с}} \cdot \text{В}^{-1/2}$.

$$d_2 = 0,6 \cdot 10^6 \cdot \sqrt{144} \cdot \frac{3}{4} \cdot 10^{-9} = 0,6 \cdot \frac{3}{4} \cdot 12 \cdot 10^{-3} = 5,4 \cdot 10^{-3} = 5,4 \text{ мм}.$$

Расстояние между сетками C_2 и C_3 находим из выражения (1.21)

$$d_3 = v_1 \cdot \frac{1}{2} T = K \sqrt{U_1} \cdot \frac{1}{2} \cdot 10^{-9} = 0,6 \cdot 10^6 \cdot 12 \cdot \frac{1}{2} \cdot 10^{-9} = 3,6 \text{ мм}.$$

Часть электронов, перехваченная сетками, через источник I_1 стекает на корпус и потенциалы сеток относительно катода по цепи питания от источника I_1 остаются неизменными.

5. В зависимости от того, что является источником I_2 генераторного электронно-вакуумного прибора (рис. 1.4, а), генераторы электромагнитных колебаний подразделяются на два класса:

- генераторы с внешним возбуждением;
- автогенераторы.

Если в качестве источника I_2 используется некоторый внешний источник гармонических колебаний, то генераторный прибор (рис. 1.4) будет генератором с внешним возбуждением (ГВВ).

Если в качестве источника I_2 используется колебательный контур, в котором возбуждаются электромагнитные колебания из тепловых шумов, то имеет место автогенератор. Процессы самовозбуждения автогенератора (АГ) будут подробно рассмотрены в следующем разделе.

Выводы.

1. Основные принципы генерирования незатухающих электромагнитных гармонических колебаний следующие:

- преобразование энергии источника постоянного тока в кинетическую энергию носителей заряда (электронов);
- модуляция электронного потока по скорости;
- переход от модуляции электронного потока по скорости к модуляции по плотности (образование электронных сгустков);

– преобразование кинетической энергии электронов в энергию электромагнитных колебаний (движение электронных сгустков в тормозящей фазе электрического поля колебательной системы).

2. Все генераторы электромагнитных колебаний подразделяются на два класса:

ГВВ – генераторы с внешним возбуждением;

АГ – автогенераторы.

Генераторы с внешним возбуждением усиливают входной сигнал по мощности. Автогенераторы обладают свойством самовозбуждения, при этом вырабатываются устойчивые по амплитуде и частоте электромагнитные колебания.

3. В состав любого генератора электромагнитных колебаний диапазона радиочастот входят колебательная система, электронно-вакуумный или полупроводниковый прибор и источник энергии постоянного тока.

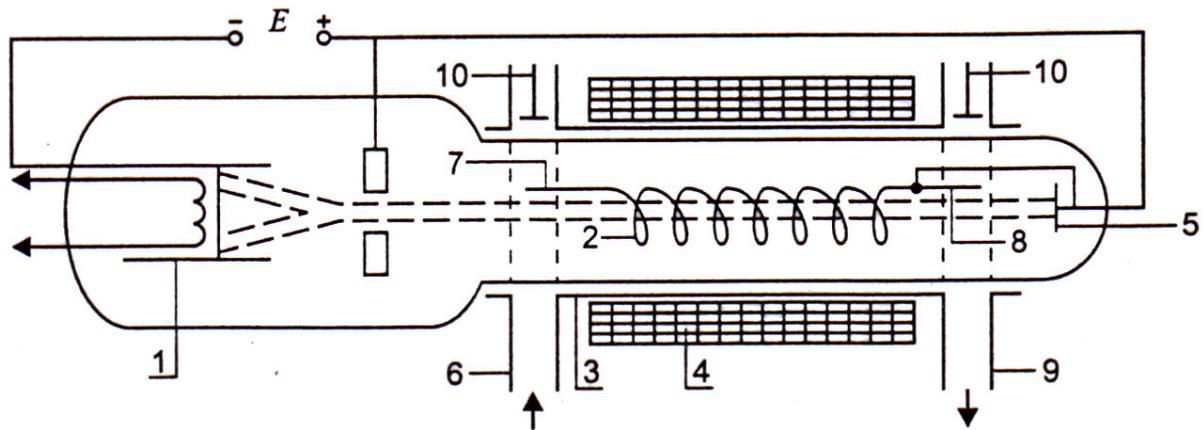
Рассмотрим разновидности колебательных систем в зависимости от длины волны (диапазона частот).

1.4. Колебательные системы генераторов

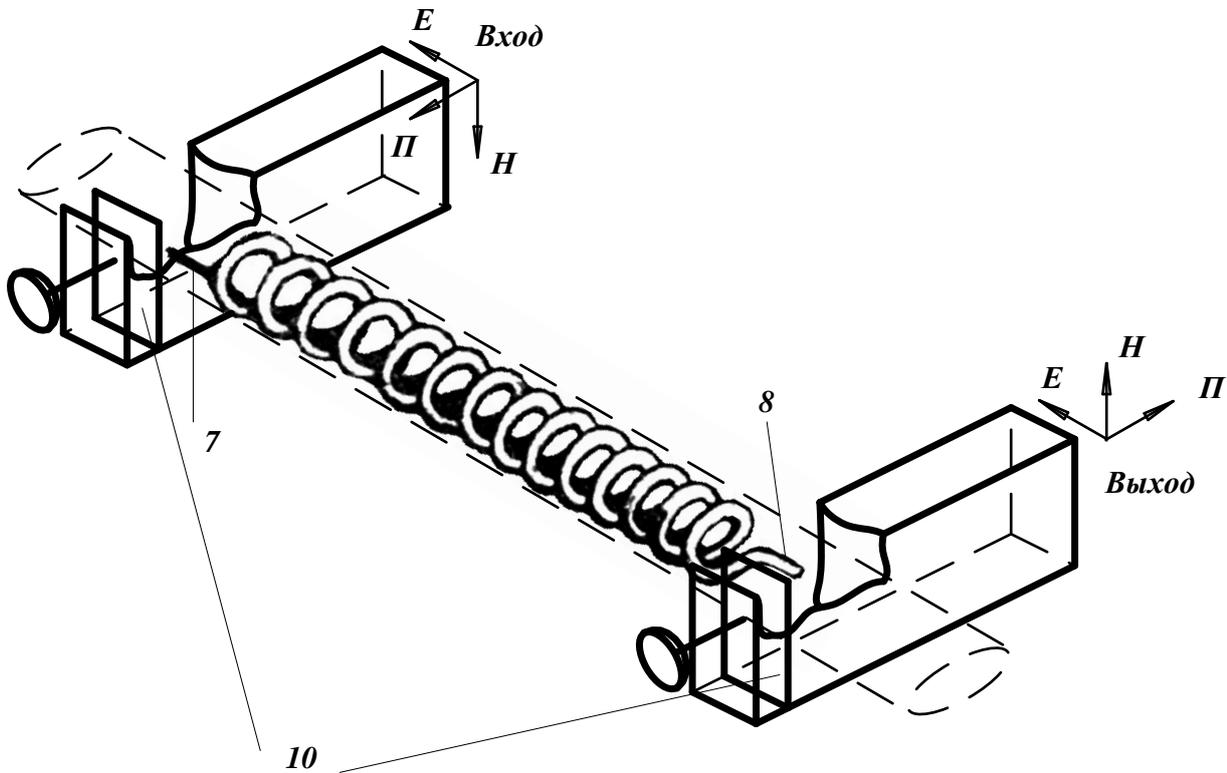
По принципу взаимодействия электромагнитных колебаний с потоком электронов колебательные системы подразделяются на два типа: резонансные и нерезонансные. Резонансные колебательные системы могут быть с сосредоточенными и распределенными параметрами L и C . В таких системах электронный поток модулируется по скорости электрической составляющей электромагнитных колебаний. Переход скоростной модуляции в модуляцию по плотности происходит вне колебательной системы (например, в пространстве дрейфа или в статическом тормозящем электрическом поле). В нерезонансных колебательных системах модуляция электронного потока по скорости и затем по плотности происходит в самой системе.

1. При длине волны генерируемых электромагнитных колебаний λ значительно большей геометрических размеров колебательной системы l применяется резонансная колебательная система на элементах с сосредоточенными параметрами L и C , то есть колебательный контур (рис. 1.1, б). При длине волны $\lambda \geq 10l$ можно пренебречь индуктивностью и емкостью вводов, проводов, корпусов деталей и т.п. на частоту генерируемых колебаний при условии экранирования колебательного контура. Обычно максимальный размер колебательного контура не превышает 0,1 м. Следовательно, колебательный контур на элементах с сосредоточенными параметрами (конденсатор и катушка индуктивности) может применяться на частотах до 0,3 ГГц.

2. На длинах волн $\lambda < 1$ м ($f = \frac{c}{\lambda} > 0,3$ ГГц) применяются различные по конструкции колебательные системы с распределенными параметрами. В частности, на рис. 1.6, а приведен ГВВ на лампе бегущей волны.



а)



б)

Рис. 1.6. ГВВ на лампе бегущей волны: а – устройство ЛБВ со спиральной замедляющей системой; 1 – электронная пушка; 2 – замедляющая система (цилиндрическая спираль); 3 – внешний цилиндр коаксиальной линии; 4 – фокусирующая катушка; 5 – коллектор; 6 – входной волновод; 7 – приемный штырь спирали; 8 – штырь возбуждения колебаний в выходном волноводе; 9; 10 – плунжеры согласования волноводов со спиралью; б – согласование волноводов со спиралью

В этом генераторе нерезонансная колебательная система представляет собой замедляющую спираль (ЗС), ось которой совпадает с осью симметрии лампы бегущей волны (ЛБВ). Внутри цилиндрической спирали движутся электроны. Спираль возбуждается входным сигналом, представляющим собой СВЧ-поле в прямоугольном волноводе. Второй конец волновода закорочен. В

результате в волноводе устанавливается режим стоячих волн. Перемещением плунжера стоячую волну в волноводе смещают так, чтобы пучность электрического поля находилась в месте расположения приемного штыря спирали. Входной и выходной волноводы должны быть расположены широкой стенкой перпендикулярно приемному штырю 7 и штырю возбуждения 8 (рис. 1.6, б). В этом случае вектор \vec{E} будет параллелен штырю спирали, а вектор \vec{H} – перпендикулярен ему, и в приемном штыре наводится максимальная по мощности эдс, возбуждающая электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль спирали.

Спираль является внутренним проводом коаксиального волновода. Наружным проводом является цилиндрическая трубка 3. С помощью фокусирующей магнитной системы обеспечивается необходимое сечение электронного луча на всем пути вдоль замедляющей системы. Диаметр этого сечения должен быть меньше диаметра спирали, которая изготавливается из проволоки с малым удельным сопротивлением и фиксируется в лампе с помощью диэлектрических шайб.

Спираль содержит от десятков до сотен витков и обеспечивает получение фазовой скорости электромагнитной волны v_{ϕ} порядка 30000 км/с, что составляет 0,1 от скорости света. В сантиметровом диапазоне длин волн длина спирали составляет от 10 до 30 см, а ее диаметр – несколько миллиметров. Спираль с электронной пушкой и коллектором находятся в стеклянной колбе, в которой обеспечивается глубокий вакуум (на рис. 1.6, б часть колбы показана пунктиром).

Рассмотрим более подробно принцип взаимодействия электронов с электромагнитным полем в спирали. Если бы вместо спирали по оси цилиндрического волновода проходил линейный проводник, то имел бы место обычный коаксиальный волновод, в котором вектора электромагнитной волны \vec{E} и \vec{H} имеют только перпендикулярную составляющую к продольной оси z и образуют волну типа ТЕМ. Общий вид конструкции коаксиального волновода показан на рис. 1.7, а. На рис. 1.7,б показано распределение магнитного (H) и электрического (E) полей в коаксиальном волноводе.

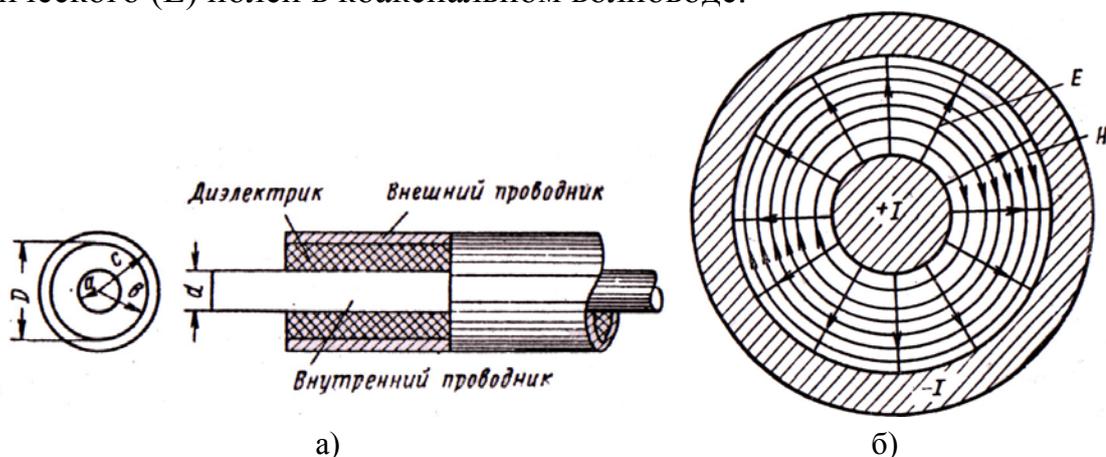


Рис. 1.7. Коаксиальный волновод: а – общий вид конструкции; б - распределение магнитного (H) и электрического (E) полей в коаксиальном волноводе

Так как вектор плотности потока мощности (вектор Умова-Пойтинга) определяется через векторное произведение ([2, п.1.2] Теорема Умова-Пойтинга)

$$\vec{P} = [\vec{E}, \vec{H}], \quad (1.22)$$

то энергия электромагнитного поля передается вдоль оси волновода со скоростью света в среде, заполняющей волновод,

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}, \quad (1.23)$$

где μ_a – абсолютная магнитная проницаемость среды, Гн/м;

ε_a – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м.

В свободном пространстве (свободном от вещества)

$$\mu_a = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}, \text{ Гн/м};$$

$$\varepsilon_a = \varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9}, \text{ Ф/м};$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Если внутренний провод коаксиального волновода сделать спиральным, то приближенно можно считать, что электромагнитная волна распространяется со скоростью света вдоль провода спирали, то есть провод спирали является направляющей для электромагнитной волны. При этом внутри спирали образуются результирующее электромагнитное поле, имеющее продольную (по оси z) электрическую составляющую E_z , распространяющуюся вдоль оси z со скоростью $v_z < c$. Действительно, если l – длина проводника спирали, а l_z – длина спирали, то время распространения электромагнитной волны от входа до выхода спирали, с одной стороны равно $t_1 = l/c$, а с другой стороны $t_1 = l_z/v_z$.

Из равенства правых частей находим

$$v_z \kappa_3 = c \left(\frac{l_z}{l} \right) = \quad , \quad (1.24)$$

где $\kappa_3 = l_z/l$ – коэффициент замедления скорости распространения продольной составляющей электрического поля E_z .

При распространении электромагнитной волны вдоль провода спирали со скоростью света фазовый фронт перпендикулярен току i_c (при условии, что проводимость провода $\sigma = \infty$) и также распространяется с этой скоростью, однако перемещение фазового фронта вдоль оси z будет медленнее в коэффициент замедления раз. Следовательно, выражение (1.24) есть фазовая скорость

$$v_{\phi} \kappa_3 = v_z = \quad .$$

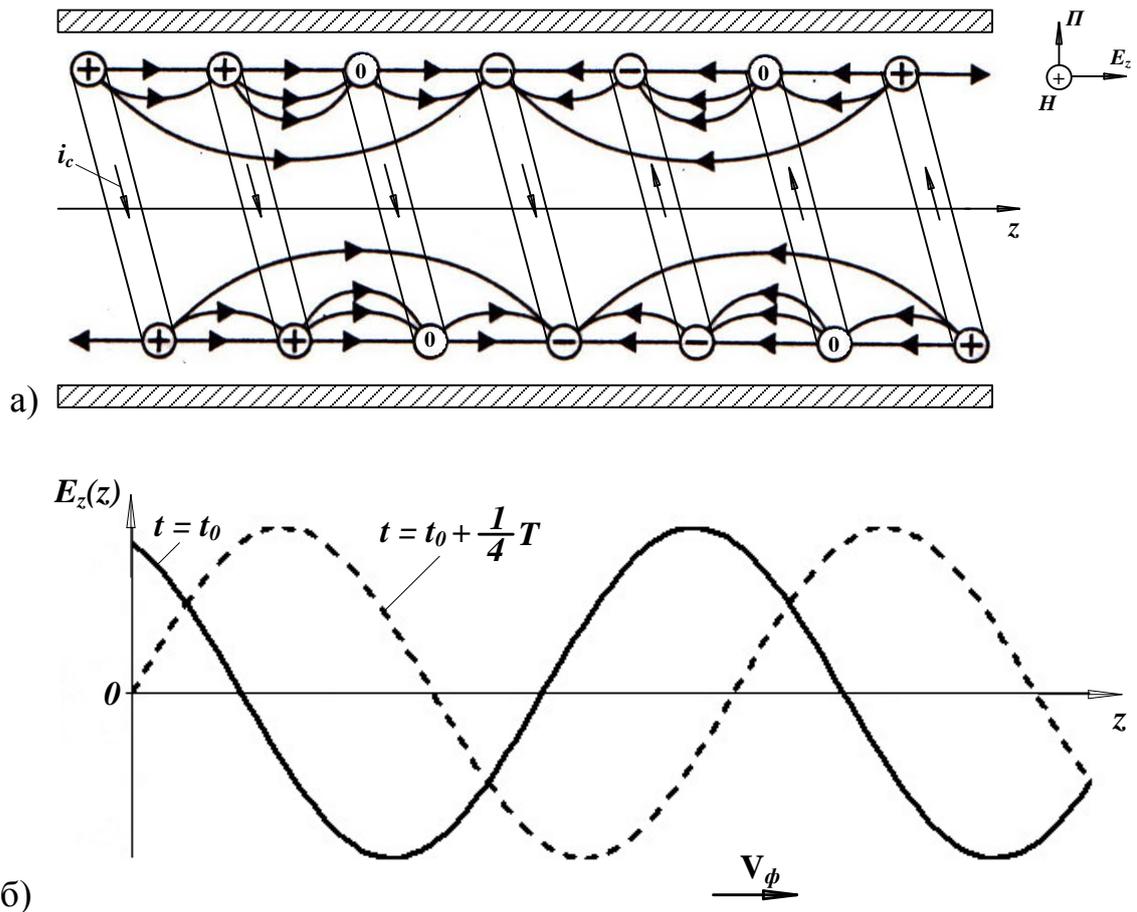


Рис. 1.8. К пояснению образования электромагнитных колебаний в коаксиальном волноводе со спиральным центральным проводом: а – образование продольной составляющей электрического поля E_z ; б – распределение продольной составляющей E_z вдоль оси z (скорость перемещения фиксированного значения фазы поля вдоль оси z есть фазовая скорость)

На рис. 1.8,а показана картина электрического поля внутри спирали в некоторый конкретный момент времени. Сама спираль показана в разрезе. Знаками «+» и «-» показан знак потенциала. Направление тока в витке спирали i_c протекает от более высокого потенциала. Вдоль оси z (в пространстве) и во времени потенциалы изменяются по гармоническому закону. Силовые линии электрического поля начинаются на витках с более высоким потенциалом, заканчиваются на витках с более низким потенциалом.

При движении электронов внутри спирали в направлении оси z они взаимодействуют с продольной составляющей E_z . Если вектор \vec{E}_z по направлению совпадает с направлением движения электронов, то электроны двигаются в тормозящей фазе поля; их скорости уменьшаются. Если вектор \vec{E}_z направлен навстречу движению электронов, то имеет место ускоряющаяся фаза поля; и скорость электронов увеличивается. Таким образом, однородный по скорости электронный поток, влетающий в замедляющую спираль, модулируется по

скорости продольной бегущей волной распространения фазы поля электромагнитной волны.

Механизм перехода модуляции электронного потока по скорости в модуляцию по плотности, то есть образования электронных сгустков, показан на рис. 1.9, а. При скорости электронов $v_e = v_\phi$ электроны в окрестности электрона 1 ускоряются, а в окрестности электрона 3 замедляются. В результате электроны группируются в окрестности электрона 2, то есть в окрестности этого электрона образуется электронный сгусток. Так как электрон 2 движется синхронно с бегущей волной, оставаясь все время в области $E_z = 0$, то в этом случае ($v_e = v_\phi$) кинетическая энергия сгустка не может перейти в энергию электромагнитного поля.

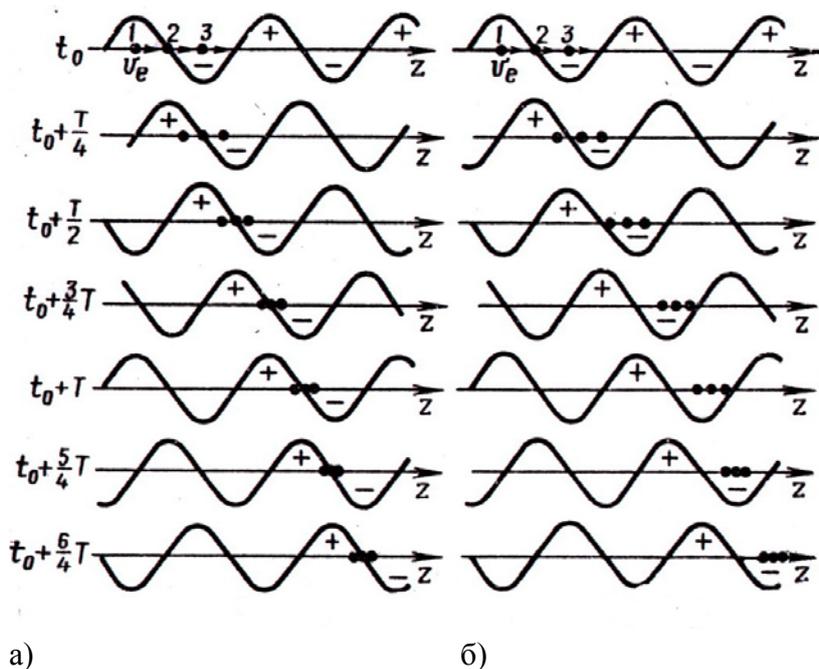


Рис. 1.9. К объяснению взаимодействия электронного потока с продольной составляющей электрического поля бегущей волны:

$$a - v_e = v_\phi; \quad б - v_e > v_\phi$$

Преобразование энергии $W_k \rightarrow W_E$ может произойти в том случае, если образовавшийся сгусток электронов движется в тормозящей фазе продольной составляющей E_z . Для этого необходимо увеличить скорость электронов, влетающих в спираль, то есть сделать $v_e > v_\phi$. Эта разность скоростей $\Delta v = v_e - v_\phi$ должна быть такой, чтобы сгусток при вылете из спирали, оставаясь в тормозящей фазе поля (рис. 1.9, б), подходил к смене фаз от тормозящей к ускоряющей. В этом случае максимально реализуется процесс преобразования энергии $W_k \rightarrow W_E$ через торможение сгустка электронов. В результате такого взаимодействия модулированного электронного потока по плотности с продольной составляющей E_z энергия электромагнитного поля возрастает. Максимальное значение колебательной энергии будет на выходе спирали, где с помощью штыря возбуждения (см. рис. 1.6) она преобразуется в энергию электромагнитной волны, распространяющейся по волноводу.

Рассмотренная колебательная система в виде замедляющей спирали, помещенной в цилиндрический волновод, является примером нерезонансной колебательной системы. В таких колебательных системах электронный поток может взаимодействовать не только с прямой, но и с обратной волной. Для более эффективного взаимодействия электронов с бегущей волной вместо спи-

рали применяются различные по конструкции замедляющие нерегулярные волноводы, например гребенчатого типа и другие [3, стр. 253 – 259].

3. На длинах волн $\lambda < 1$ м применяются колебательные системы резонансного типа с распределенными параметрами L и C. Они представляют собой различные по конструкции полые резонаторы и применяются в генераторах клистронного типа.

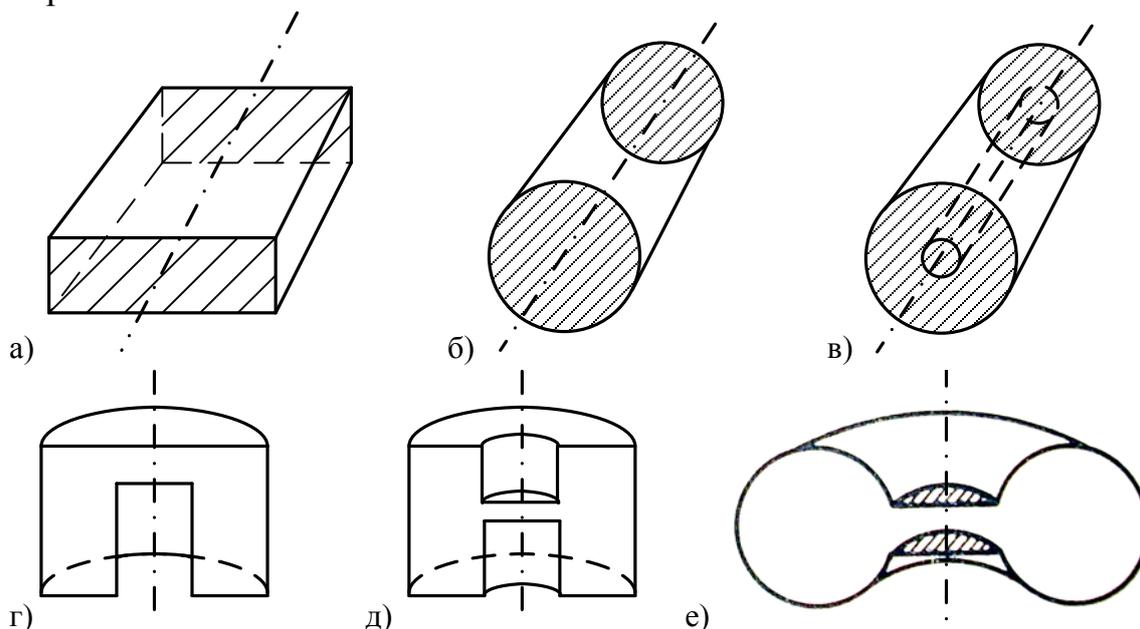


Рис. 1.10. Колебательные системы резонансного типа в дециметровом и сантиметровом диапазоне длин волн: а, б, в – закороченные отрезки прямоугольного, круглого и коаксиального волноводов соответственно; г – П-образный резонатор; д – Н-образный резонатор; е – тороидальный резонатор

В ламповых автогенераторах УКВ – ультракороткого диапазона – резонансная колебательная система представляет собой два контура: катодный и анодный, – выполненные в виде коаксиальных резонаторов (рис. 1.11). Необходимая для самовозбуждения генератора на требуемой частоте длина резонатора устанавливается с помощью двух кольцевых короткозамыкающих поршней Π_1 и Π_2 . Установка необходимой величины обратной связи (см. Автогенераторы) осуществляется с помощью регулировочного винта. Нагрузка генератора связывается с катодным контуром

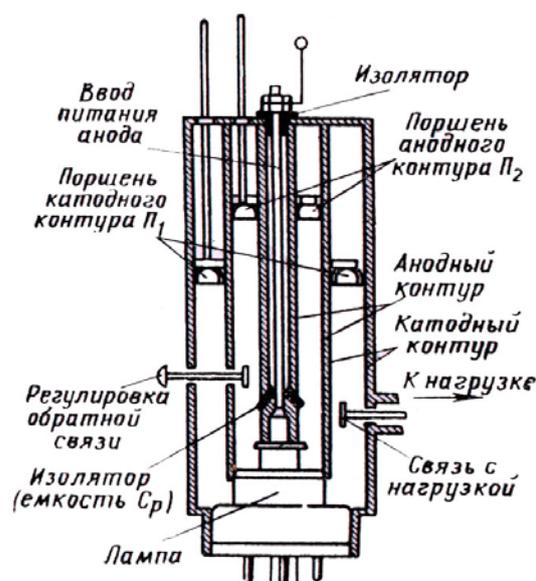


Рис. 1.11. Схема двухконтурного автогенератора с общей сеткой для дециметрового диапазона длин волн

посредством емкости между сеточной трубкой и дисковым окончанием специального штыря в катодном контуре.

Таким образом, в колебательных системах резонансного типа электронный поток взаимодействует с электромагнитными колебаниями в узком пространстве между сетками, к которым подсоединена колебательная система. В колебательных системах нерезонансного типа это взаимодействие осуществляется непрерывно.

Из рассмотрения вопроса о колебательных системах можно предполагать, что генераторы с нерезонансными колебательными системами имеют более высокую эффективность (высокий КПД) преобразования энергии источника постоянного тока (источника питания) в энергию электромагнитных колебаний.

2. ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА АВТОГЕНЕРАТОРОВ И ГЕНЕРАТОРОВ С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Генерирование электромагнитных колебаний осуществляют радиотехнические устройства, преобразующие энергию источника постоянного тока в энергию электромагнитных колебаний. Эти устройства подразделяются на автогенераторы – АГ и генераторы с внешним возбуждением – ГВВ. Отличие их в том, что в АГ возбуждаются колебания, а в ГВВ колебания усиливаются по мощности. По генерируемому сигналу АГ представляют собой двухполюсник, то есть имеет место только выход сигнала, а ГВВ – четырехполюсник, на вход которого поступают электромагнитные колебания, а с выхода усиленные по мощности колебания поступают в нагрузку. Под нагрузкой следует понимать радиотехнические устройства, использующие электромагнитные колебания. Например, антенна – радиотехническое устройство, преобразующее электромагнитные колебания в электромагнитные волны.

Схемы построения генераторов электромагнитных колебаний показаны на рис. 2.1.

Схема на рис. 2.1,а часто применяется в СВЧ диапазоне электромагнитных колебаний (дециметровый, сантиметровый диапазон длин волн). В качестве автогенераторов используются достаточно мощные магнетроны, лампы бегущей волны и другие генераторные приборы. Если в качестве АГ используются маломощный генераторный прибор (например отражательный клистрон), то применяется схема, приведенная на рис. 2.1,б. Схема на рис. 2.1,в применяется в тех случаях, когда предъявляются высокие требования к стабильности частоты генерируемых колебаний. С выхода высокостабилизированного по частоте АГ, работающего на сравнительно низкой частоте, гармонический сигнал поступает на умножитель частоты. Далее, сигнал частоты $f_0 = n f_{АГ}$, где n – кратность умножения, поступает на ГВВ и усиленный до необходимого уровня мощности идет в нагрузку. В радиотелиографиях высокочастотный сигнал ис-

пользуется в качестве несущего сообщения. Для этого один из параметров высокочастотного сигнала: амплитуда, частота или начальная фаза, – изменяются по закону сигнала сообщения $u_c(t)$. Процесс изменения параметра несущего сигнала называется модуляцией, а устройство, реализующее этот процесс, – модулятором (рис. 2.1,г). Таким образом, АГ является первичными источниками электромагнитных колебаний. Рассмотрим фундаментальные положения, лежащие в основе построения и работы АГ.

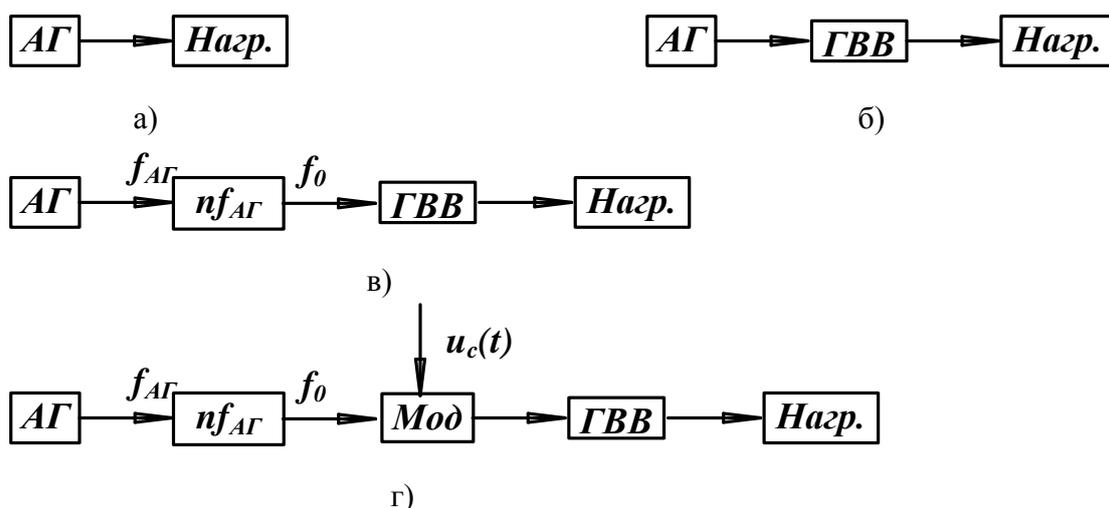


Рис. 2.1. Схемы построения генераторов электромагнитных колебаний

2.1. Автогенераторы

Автогенераторы являются функционально необходимыми устройствами в различной по назначению радиоэлектронной технике:

- в радиопередающих системах радиолокационной, радионавигационной техники и каналах связи они входят в состав возбуждителей электромагнитных колебаний;

- в радиоприемных устройствах той же техники они выполняют роль источников опорного сигнала (гетеродина) для переноса спектра модулированного сигнала из области высоких частот на промежуточную частоту;

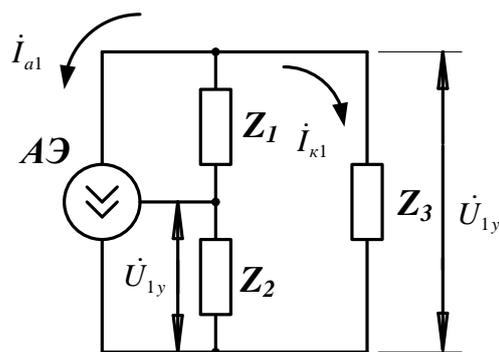


Рис. 2.2. Эквивалентная схема автогенератора по переменному току:

АЭ – активный элемент

(электровакуумный или полупроводниковый усилительный прибор);

Z_1, Z_2, Z_3 – комплексные сопротивления, образующие колебательную систему;

$i_{a1}, i_{к1}, U_{1y}, U_{ак}$ – комплексные амплитуды токов и напряжений

– в вычислительных системах, автоматизированных системах управления и телевидении они входят в устройства синхронизации. Автогенераторы находят самое широкое применение в измерительной технике и медицинских радиоэлектронных приборах.

На рис. 2.2. автогенератор представлен эквивалентной схемой по переменному току.

Будем полагать, что в АГ установился стационарный процесс, то есть имеет место устойчивый режим колебаний. Через активный элемент – АЭ (рис. 2.2) в контуре протекают токи

$$i_{a1} = I_{a1} \cos \omega t, \quad (2.1)$$

$$i_{к1} = I_{к1} \cos(\omega t + \varphi), \quad (2.2)$$

комплексные амплитуды которых равны:

$$\dot{I}_{a1} = I_{a1}; \quad (2.3)$$

$$\dot{I}_{к1} = I_{к1} e^{j\varphi}. \quad (2.4)$$

Напряжение на управляющем электроде АЭ

$$u_{1y} = Z_2 i_{к1} \text{ J } Z_2 \dot{I}_{к1} e^{j\omega t} = \dot{U}_{1y} e^{j\omega t},$$

где $\dot{U}_{1y} = Z_2 \dot{I}_{к1}$ (2.5)

– комплексная амплитуда напряжения на управляющем электроде АЭ.

Способность активного элемента изменять протекающий через него ток при изменении управляющего напряжения характеризуется крутизной

$$\dot{S} = \frac{dI}{dU}.$$

Если в пределах изменения амплитуд ВАХ активного элемента остается практически линейной, то вместо \dot{S} вводят в рассмотрение среднюю крутизну АЭ:

$$\dot{S}_{cp} = \frac{\dot{I}_{a1}}{\dot{U}_{1y}}. \quad (2.6)$$

Откуда следует

$$\dot{U}_{1y} = \frac{\dot{I}_{a1}}{\dot{S}_{cp}}. \quad (2.7)$$

Из равенства правых частей выражений (2.5) и (2.7)

$$Z_2 \dot{I}_{к1} = \frac{\dot{I}_{a1}}{\dot{S}_{cp}},$$

где $\dot{I}_{a1} = \dot{U}_n / Z_{\bar{K}} = Z_3 \dot{I}_{н1} / Z$,

сопротивление нагрузки для активного элемента

$$Z_H = \frac{(Z_1 + Z_2)Z_3}{(Z_1 + Z_2 + Z_3)},$$

получаем следующее уравнение

$$\dot{S}_{cp} \frac{Z_2}{Z_3} Z_H = 1.$$

Отношение $\dot{K}_{oc} = \frac{\dot{U}_{1y}}{\dot{U}_{1k}} = \frac{Z_2 \dot{I}_{k1}}{Z_3 \dot{I}_{k1}} = \frac{Z_2}{Z_3}$ называется коэффициентом положительной обратной связи. С учетом этого замечания последнее уравнение примет вид

$$\dot{S}_{cp} \dot{K}_{oc} Z_H = 1. \quad (2.8)$$

Подставляя в (2.8) величины в показательной форме записи: $\dot{S}_{cp} = S_{cp} e^{j\varphi_s}$; $\dot{K}_{oc} = K e^{j\varphi_k}$; $\dot{Z}_H = z_H e^{j\varphi_z}$, получаем

$$S_{cp} K_{oc} z_H e^{j(\varphi_{sk} + \varphi_z + \varphi)} = 1. \quad (2.9)$$

Из (2.9) следуют два уравнения:
уравнение баланса амплитуд

$$S_{cp} K_{oc} z_H = 1 \quad (2.10)$$

и уравнение баланса фаз

$$\varphi_{sk} + \varphi_z + \varphi = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.11)$$

2.1.1. Физический смысл баланса амплитуд

Для выяснения физического смысла уравнения баланса амплитуд представим (2.10) в следующем виде

$$S_{cp} = \frac{1}{K_{oc} z_H}. \quad (2.12)$$

Умножим левую и правую части последнего уравнения на $\frac{1}{2} \frac{U_{1y}^2}{K_{oc}}$:

$$\frac{1}{2} \frac{U_{1y}^2}{K_{oc}} S_{cp} = \frac{1}{2} \left(\frac{U_{1y}}{K_{oc}} \right)^2 \frac{1}{z_H}.$$

Так как по определению $S_{cp} = \frac{I_{a1}}{U_{1y}}$, $U_{1k} = \frac{U_{1y}}{K_{oc}}$, то после подстановки имеем

$$\frac{1}{2} U_{1k} I_{a1} = \frac{1}{2} \frac{U_{1k}^2}{z_H}$$

или

$$P_{\Gamma} = P_{\text{н}}. \quad (2.13)$$

Таким образом, физический смысл уравнения баланса амплитуд (2.10) в том, что в стационарном режиме генерируемая мощность, то есть мощность, доставляемая в колебательную систему током I_{a1} , равна мощности потребляемой нагрузкой $P_{\text{н}}$. С момента включения АГ колебания в нагрузке возрастают, что возможно при условии

$$P_{\Gamma} > P_{\text{н}}$$

или

$$S > \frac{1}{K_{oc} z_{\text{н}}}, \quad (2.14)$$

где S – крутизна ВАХ в точке покоя.

Выражение (2.14) является фундаментальным. Оно отвечает на вопрос, при каких условиях автогенератор возбуждается, и называется условием самовозбуждения АГ.

С течением времени с момента включения АГ нарастание амплитуды колебаний замедляется, что обусловлено нелинейностью ВАХ активного элемента, и неравенство (2.14) переходит в равенство (2.12), то есть наступает стационарный режим работы АГ.

2.1.2. Физический смысл баланса фаз

Физический смысл уравнения баланса фаз (2.11) в том, что энергия в колебательную систему (контур) должна поступать в нужный момент времени. Так как носителем энергии является ток активного элемента $i_a(t)$, то первая гармоника в его спектре должна совпадать по частоте с частотой собственных колебаний в контуре.

Фазовый сдвиг между током первой гармоники $i_{a1}(t)$ и контурным током $i_{к1}(t)$ в выражениях (2.1) и (2.2) равен

$$\varphi = \varphi_{sk} + \varphi_z + \varphi = 2\pi n.$$

Так как фаза колебаний связана с круговой частотой выражением $\varphi = \omega t$, то нужные моменты времени поступления энергии

$$t_n = \frac{\varphi}{\omega} = nT, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.15)$$

При $n = 0$ энергия поступает в колебательную систему в каждый период, при $n = 1$ – через период и т.д. Чем больше значение n , тем больше энергии необходимо подавать, чтобы поддерживать колебания на заданном уровне мощности, то есть выполнять условие баланса амплитуд (2.10). Таким образом, уравнения баланса амплитуд и фаз связаны между собой общим уравнением (2.9).

Физический смысл фазовых углов φ_s , φ_k и φ_z в следующем:

φ_s – фазовый сдвиг между управляющим напряжением \dot{U}_{1y} и первой гармоникой тока через активный элемент, что следует из выражения (2.6):

$$\dot{S}_{cp} = \frac{\dot{I}_{a1}}{\dot{U}_{1y}} = \frac{I_{a1}e^{j\varphi_i}}{U_{1y}e^{j\varphi_u}} = \frac{I_{a1}}{U_{1y}}e^{j(\varphi_i - \varphi_u)} = S_{cp}e^{j\varphi_s};$$

φ_k – фазовый сдвиг между напряжением на контуре и управляющим напряжением. Действительно, по определению

$$\dot{K}_{oc} = \frac{\dot{U}_{1y}}{\dot{U}_{1k}} = \frac{U_{1y}e^{j\varphi_{uy}}}{U_{1k}e^{j\varphi_{uk}}} = K_{oc}e^{j(\varphi_{uy} - \varphi_{uk})} = K_{oc}e^{j\varphi_k}. \quad (2.16)$$

Следовательно, фазовый угол φ_k характеризует инерцию по цепи положительной обратной связи, то есть запаздывание воздействия по этой цепи на управляющий электрод АЭ;

φ_z – фазовый сдвиг между напряжением на контуре и током первой гармоники. Действительно,

$$Z_n = \frac{\dot{U}_{1k}}{\dot{I}_{a1}} = \frac{U_{1k}e^{j(\varphi_u - \varphi_i)}}{I_{a1}} = z e^{j\varphi_z}. \quad (2.17)$$

Разделим левую и правую части выражения (2.11) на круговую частоту ω . Тогда выражение (2.15) примет вид

$$\Delta t_{3sk} + \Delta t_{3z} + \Delta t_3 = nT, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (2.18)$$

где Δt_{3s} – задержка подачи энергии в колебательную систему по причине запаздывания тока через АЭ при воздействии управляющего напряжения. В электронно-вакуумных генераторных приборах эта задержка вызвана многими причинами, в частности, инерцией электронов в процессах модуляции их по скорости и образования сгустков. В полупроводниковых генераторных приборах – инерцией носителей зарядов в процессах инжекции и экстракции. Рассматриваемая здесь задержка и, следовательно, фазовый угол φ_s , возрастают с увеличением частоты $f = 1/T$, что требует применения генераторных приборов (ГП), разработанных специально для высоких и сверхвысоких частот;

Δt_{3k} – задержка подачи энергии в колебательную систему, вызванная запаздыванием тока через АЭ по причине инерции цепи положительной обратной связи (ПОС). Эта инерция (запаздывание) обусловлена реактивными элементами колебательной системы (контур);

Δt_{3z} – задержка подачи энергии по причине реакции контура (колебательной системы) на протекание тока первой гармоники по замкнутой цепи: через АЭ и контур. Этот ток вызывает в контуре вынужденные колебания, отличающиеся от собственных колебаний. Чем выше добротность контура, то есть чем меньше потери мощности в контуре, тем ближе значения резонансной частоты с частотой собственных колебаний и тем меньше Δt_{3z} и фазовый угол φ_z . При увеличении отбора мощности колебаний из контура добротность контура уменьшается и Δt_{3z} увеличивается.

Таким образом, при увеличении отбора мощности из колебательной системы АГ в нагрузку будет увеличиваться Δt_{3z} и условие баланса фаз (2.11) или (2.17) не будут строго выполняться. В колебательной системе будет оставаться часть энергии, которая препятствует пополнению энергии в колебательную систему. Следовательно, в этом случае требуется увеличить амплитуду первой гармоники тока через активный элемент, то есть увеличить мощность от источника питания автогенератора. Это увеличение изменяет среднюю крутизну \dot{S}_{cp} и угол φ_s . Кроме того, с увеличением нагрузки, то есть отбора мощности, изменяется угол φ_k . В результате вновь выполняется условие баланса фаз, а расход энергии из колебательной системы в нагрузку пополняется за счет увеличения энергии от источника постоянного тока.

2.1.3. Эквивалентные схемы АГ: индуктивная и емкостная трехточки

На рис. 2.2 приведена эквивалентная схема АГ. Рассмотрим, какой характер должны иметь комплексные сопротивления

$$\begin{aligned} Z_1 &= R_1 + jX_1, \\ Z_2 &= R_2 + jX_2, \\ Z_3 &= R_3 + jX_3. \end{aligned}$$

Исходя из того, что контур, образованный этими сопротивлениями, имеет высокую добротность, активные составляющие этих сопротивлений очень малы, то есть

$$Z_1 \approx jX_1, Z_2 \approx jX_2, Z_3 \approx jX_3.$$

Тогда на резонансной частоте (частоте первой гармоники)

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0. \quad (2.18)$$

Из определения коэффициента положительной обратной связи

$$K_{oc} = \frac{Z_2}{Z_3} = \frac{X_2}{X_3} > 0 \quad (2.19)$$

следует, что X_2 и X_3 должны иметь одинаковый характер:

или индуктивный $X_2 = \omega L_2$, $X_3 = \omega L_3$;

или емкостной $X_2 = -\frac{1}{\omega C_2}$, $X_3 = -\frac{1}{\omega C_3}$.

Из равенства (2.18) следует, что X_1 имеет противоположный характер, чем X_2 и X_3 .

Так как контур подключен к АЭ в трехточках, то АГ имеет две схемы построения: индуктивную и емкостную трехточки (рис. 2.3).

На практике предпочтительнее емкостная трехточка, так как АГ, собранный по этой схеме, имеет более высокую стабильность по частоте из-за более высокой добротности контура.

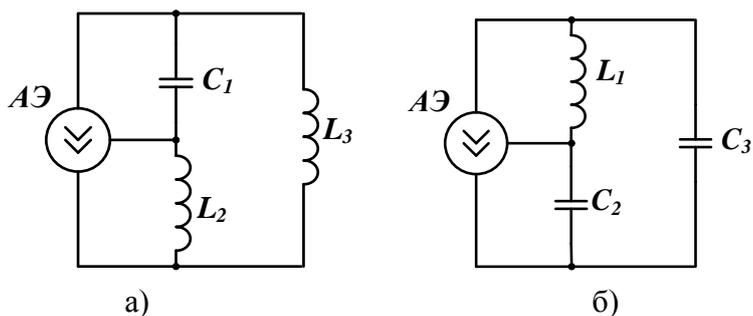


Рис. 2.3. Эквивалентные схемы автогенераторов: а – индуктивная, б – емкостная трехточки

2.1.4. Колебательная характеристика и режимы самовозбуждения АГ

Анализ режимов самовозбуждения АГ удобно проводить с помощью колебательных характеристик. Под колебательной характеристикой понимают зависимость амплитуды первой гармоники тока через активный элемент от амплитуды напряжения на управляющем электроде:

$$I_{a1} = F(U_{1y}).$$

Вид колебательных характеристик зависит от выбора точки покоя (смещения на управляющем электроде).

Колебательная характеристика снимается экспериментально при разомкнутой цепи обратной связи или строится с помощью статических вольт-амперных характеристик АЭ.

На рис. 2.4. показаны два вида колебательных характеристик: с одной точкой перегиба (рис. 2.4,б) и двумя точками перегиба (рис. 2.4, в), – в зависимости от положения точки покоя на входной характеристике биполярного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером (рис. 2.4, а).

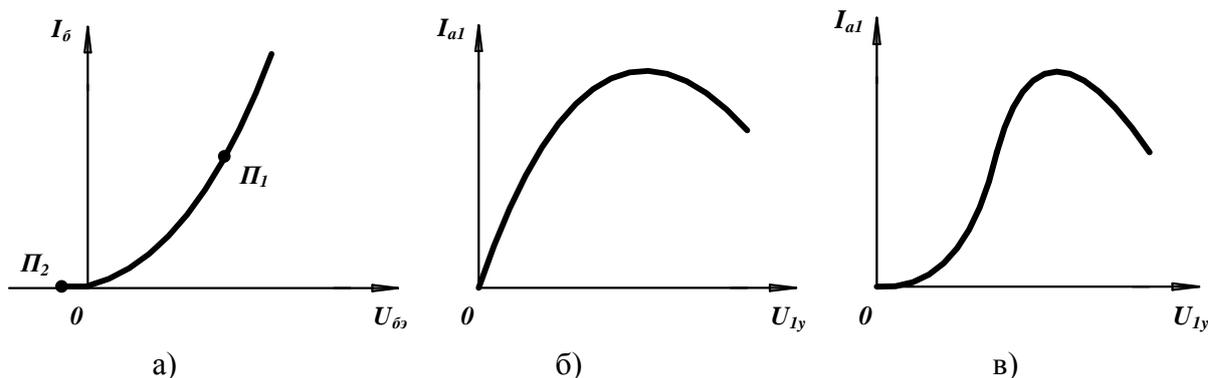


Рис. 2.4. Вид колебательной характеристики в зависимости от выбора точки покоя на входной характеристике АЭ: а – входная характеристика транзистора, включенного по схеме ОЭ; б – колебательная характеристика для точки покоя П₁; в – колебательная характеристика для точки покоя П₂

Таким образом, при выборе точки покоя на линейной части входной характеристики АЭ имеет место колебательная характеристика с одной точкой перегиба. При смещении точки покоя на входной характеристике вниз к началу координат и левее начала координат колебательная характеристика трансформируется (преобразуется) в кривую с двумя точками перегиба.

Рассмотрим влияние вида колебательной характеристики на возбуждение АГ. Для этого воспользуемся условием самовозбуждения автогенератора (2.14), подставив вместо S по определению отношение I_{a1}/U_{1y} , где I_{a1} , U_{1y} – бесконечно малые амплитуды в момент возбуждения АГ. Тогда

$$I_{a1} > \frac{1}{K_{oc\bar{z}}} U_{1y}. \quad (2.20)$$

Нанесем на графики колебательных характеристик линейные зависимости (линии обратной связи)

$$I_{a1} = \frac{1}{K_{oc\bar{z}}} U_{1y}. \quad (2.21)$$

Согласно (2.20), условие самовозбуждения будет выполняться в том случае, если колебательная характеристика лежит выше линии (2.21). При заданном значении нагрузки z_n наклон линии зависит от K_{oc} (рис. 2.5).

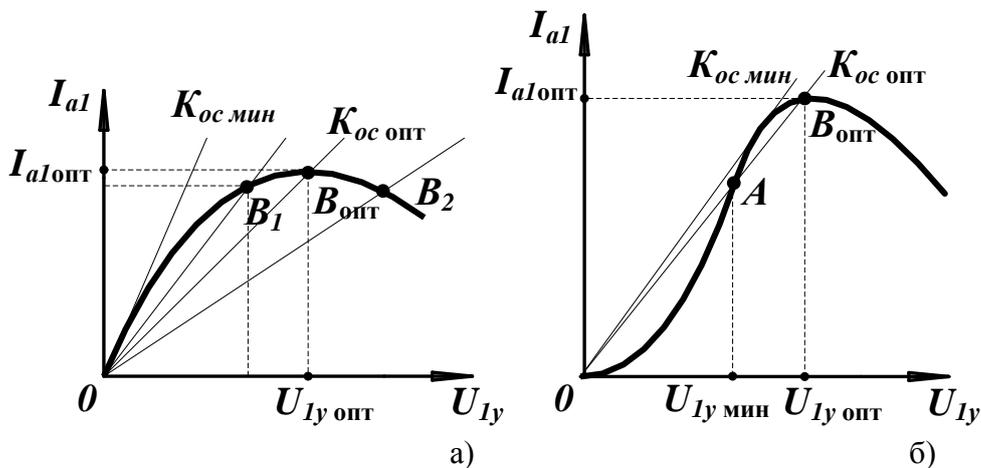


Рис. 2.5. Режим возбуждения: а – мягкий; б - жесткий

В случае колебательной характеристики с одной точкой перегиба (рис. 2.5, а) колебания возникают при любом отличном от нуля значении амплитуды на управляющем электроде U_{1y} . Такой режим возбуждения называется «мягкий». Действительно, линия $K_{oc\bar{z} мин}$ касается колебательной характеристики в начале координат, где $U_{1y} = 0$. Следовательно, при $U_{1y} > 0$ колебательная характеристика лежит выше линии обратной связи и согласно (2.20) автогенератор возбуждается: возникают нарастающие по амплитуде колебания. Точка B является точкой стационарного режима. В этой точке выполняется условие (2.12). Для точки, например, B_1 (рис. 2.5, а), имеет место определенное значение коэффициента обратной связи $K_{oc} > K_{oc\bar{z} мин}$. Точка B_{opt} определяет оптимальный

режим работы АГ, при котором первая гармоника тока, протекающего через активный элемент, имеет максимальное значение.

Таким образом, при мягком режиме возбуждения с момента включения автогенератора (подключение источника питания) возникают нарастающие по амплитуде колебания. Стационарный режим определяется точкой В пересечения линии обратной связи и колебательной характеристики. Для каждого значения $K_{oc} > K_{oc \text{ мин}}$ имеет место своя точка В. Все точки В характеризуют устойчивый режим работы автогенератора.

В случае колебательной характеристики с двумя точками перегиба (рис. 2.5,б) линия обратной связи пересекает эту характеристику в двух точках А и В. Точка А характеризует неустойчивые автоколебания: или срыв автоколебаний при $U_{1y} \leq U_{1y \text{ мин}}$, или нарастание колебаний при $U_{1y} > U_{1y \text{ мин}}$. Точка В определяет устойчивый, стационарный режим работы автогенератора.

Таким образом, при любом $K_{oc} > K_{oc \text{ мин}}$ при включении автогенератора генерации колебаний не возникают, если на управляющий электрод АЭ не поданы колебания амплитудой $U_{1y} > U_{1y \text{ мин}}$. Значение $U_{1y \text{ мин}}$ зависит от K_{oc} : чем больше K_{oc} , тем меньше $U_{1y \text{ мин}}$. Такой режим возбуждения получил название «жесткий».

Достоинство жесткого режима возбуждения АГ – в высоком коэффициенте полезного действия, так как постоянная составляющая тока через АЭ значительно меньше, чем в случае мягкого режима возбуждения. Преимущество мягкого режима – в реализации возбуждения. Достоинства жесткого и мягкого режимов реализуются в схеме автогенератора с комбинированным возбуждением.

2.1.5. Практические схемы одноконтурных автогенераторов

Транзисторные АГ чаще всего выполняются по схеме емкостной трехточки, имеющей сравнительно высокую стабильность частоты генерируемых колебаний, чем АГ, собранные по индуктивной трехточке. На рис. 2.6 приведены схемы одноконтурного АГ, важным достоинством которых является единственная частота генерации, близкая к собственной частоте контура. Этим исключаются перескоки частоты, характерные для многоконтурных схем АГ в СВЧ диапазоне.

В АГ, как и в любой другой электронной схеме, можно заземлить одну любую точку схемы. При этом режим работы АГ не изменится. Выбор заземленной точки обычно связывают с требованиями улучшения стабильности частоты. Для этого стараются избегать схем параллельного питания, чтобы дроссели не влияли на элементы контура.

В схеме на рис. 2.6, а делитель R_1, R_2 создает начальное напряжение смещения на затворе. Сопротивления $X_1 = j\omega L_1$ и $X_2 = j\omega L_2$ имеют один знак, а сопротивление $X_3 = j\left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_3}\right)$ при $\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_3} < 0$ имеет противоположный

знак. На резонансной частоте контура $X_1 + X_2 + X_3 = 0$, то есть сопротивление контура на частоте первой гармонике тока имеет активный характер.

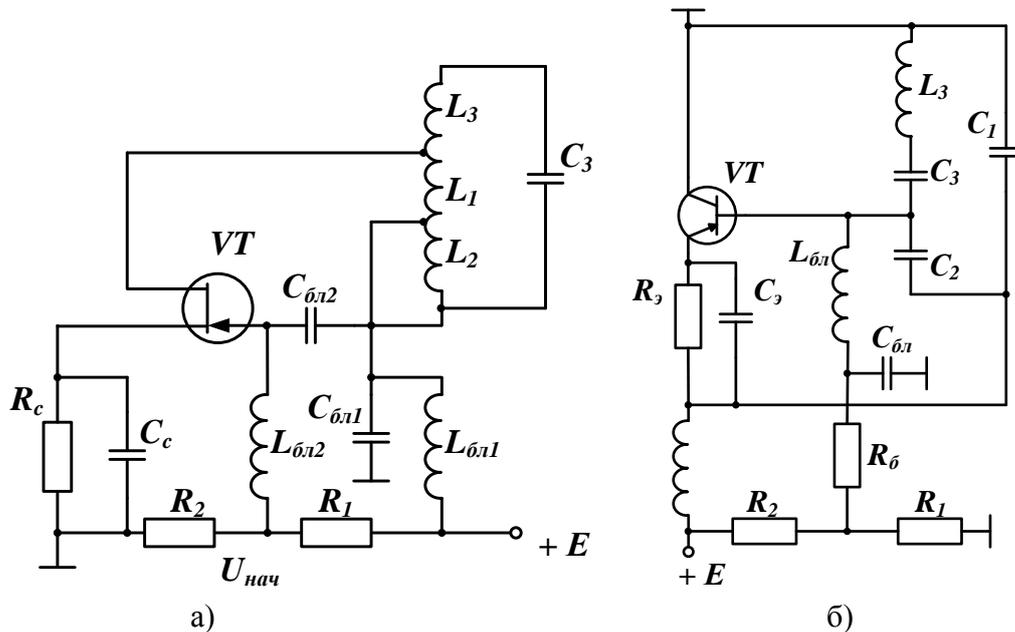


Рис. 2.6. Трехточечные схемы АГ: а – индуктивная на полевом транзисторе с заземленным истоком; б – емкостная на биполярном транзисторе с заземленным коллектором

В схеме на рис. 2.6, б начальное смещение также снимается с делителя R_1, R_2 . На резисторах R_6, R_3 создается падение напряжения от токов базы и эмиттера. Такая схема подачи начального напряжения смещения называется комбинированной, ее применяют для стабилизации работы АГ при изменении температуры.

В процессе возбуждения АГ (нарастание колебаний в контуре) точка покоя П на входной характеристике смещается к началу координат и мягкий режим переходит в жесткий режим работы АГ. Это смещение обеспечивает цепочка автосмещения R_c, C_c в схеме рис. 2.6, а и R_3, C_3 в схеме 2.6, б за счет постоянной составляющей тока стока и тока эмиттера соответственно.

В трехточечных схемах АГ контур следует включать в выходную цепь активного элемента (в частности, транзистора) не полностью, чтобы при обычных значениях волнового сопротивления контура $\rho = 50 \dots 200$ Ом и добротности $Q_n = 150 \dots 200$ можно было получить режим активного элемента близкий к критическому. В этом режиме генерируется наибольшая мощность и обеспечивается близкое к максимальному значение КПД (см. п.2.2. Генератор с внешним возбуждением). Для биполярных транзисторов коэффициент включения контура

$$p = \frac{X_1}{\rho} \leq 0,1. \quad (2.22)$$

Для индуктивной трехточки (рис. 2.6, а) имеют место следующие величины:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_k C_k}}, L_k = L_1 + L_2 + L_3, C_k = C_3;$$

$$K_{oc} = \frac{L_2}{L_1};$$

эквивалентное сопротивление контура (сопротивление нагрузки на частоте первой гармоники тока через активный элемент)

$$R_{\text{эк}} = p^2 \rho Q;$$

сопротивление цепи управления на $\omega = \omega_0$

$$R_y = K_{oc} R = \frac{L_1 L_2 Q}{\sqrt{L_3 C_k}}.$$

Для емкостной трехточки (рис. 2.6, б) имеем

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_k C_k}}, L_k = L_3, \frac{1}{C_k} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3};$$

$$K_{oc} = \frac{C_1}{C_2}; \quad R_{\text{эк}} = \rho = \frac{C_k}{C_1}; \quad R_y = K_{oc} R.$$

На рис. 2.7 приведены схемы транзисторных АГ с параллельным питанием (источник питания включен параллельно активному элементу и колебательно-му контуру). В сравнении со схемами на рис. 2.6 в схемах на рис. 2.7 колебательный контур не находится под напряжением источника питания, что облегчает его эксплуатацию особенно в том случае, когда в качестве активного элемента используются мощные генераторные лампы.

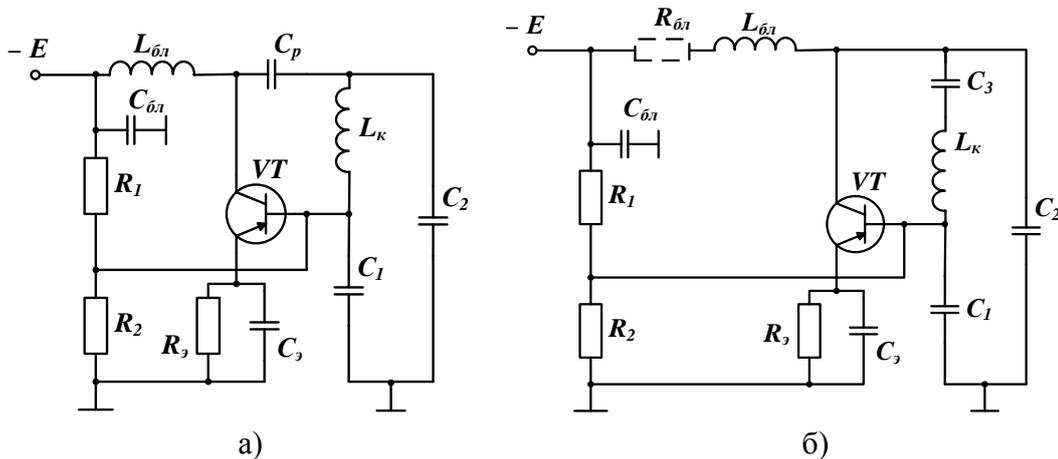


Рис. 2.7. Схемы емкостной трехточки АГ с параллельным питанием:
а – классическая схема; б – схема Клаппа

В этих схемах благодаря наличию конденсаторов C_1 и C_2 удается снизить влияние собственных емкостей транзистора ($C_{\text{вх}}$, $C_{\text{вых}}$) на частоту генерируемых колебаний и обеспечить меньший уровень высших гармоник в напряжении базы, что положительно сказывается на стабильности частоты. В наибольшей степени преимущества этих схем проявляются в диапазоне ульт-

травысоких частот, где необходимо считаться с инерционными свойствами процессов в транзисторах, так как может быть достигнута взаимная компенсация фазовых углов φ_s и φ_k ($\varphi_{sk} + \varphi \approx 0$). В этом случае транзистор будет отдавать большую мощность в настроенную нагрузку, когда фазовый угол $\varphi_z \approx 0$.

Наибольшее практическое применение получила не классическая схема емкостной трехточки (рис. 2.7, а), а схема Клаппа (рис. 2.7, б), в которой последовательно с индуктивностью контура включается дополнительно конденсатор C_3 , что позволяет уменьшить коэффициент включения контура в коллекторную цепь и обеспечить согласование транзистора с контуром высокой добротности Q . Кроме того, появляется возможность отдельной регулировки коэффициента обратной связи и коэффициента включения.

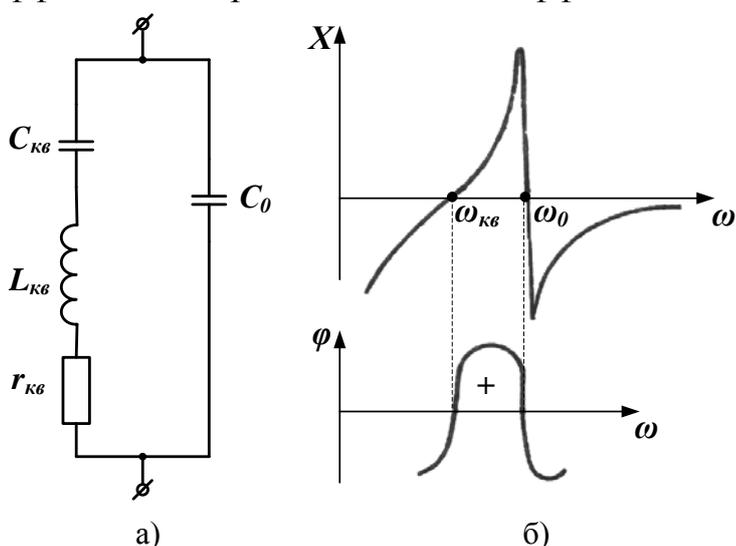


Рис. 2.8. Эквивалентная схема пьезокерамического резонатора и ее характеристики:
 а – эквивалентная схема резонатора;
 б – реактивное сопротивление и его аргумент (фаза)

Для повышения стабильности частоты генерируемых колебаний в цепь положительной обратной связи включают пьезокварцевый резонатор. Эквивалентная схема пьезокварцевого резонатора приведена на рис. 2.8, а. Зависимость реактивного сопротивления схемы от частоты и ее фазовая характеристика в районе резонансных частот показана на рис. 2.8, б.

Схема на рис. 2.8, а имеет две резонансных частоты: частоту последовательного резонанса (резонанса напряжений в последовательной r, L, C – цепи) левой ветви схемы

$$\omega_q = \frac{1}{\sqrt{L_{kv} C_{kv}}} \quad (2.23)$$

и частоту параллельного резонанса (резонанса токов в левой и правой ветвях схемы)

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_{kv} \frac{C_{kv} C_0}{C_{kv} + C_0}}}, \quad (2.24)$$

где C_0 – емкость электродов кварцедержателя;

$L_{\text{кв}}, C_{\text{кв}}$ – динамические индуктивность и емкость кварцевой пластины соответственно [3].

В узком интервале частот между ω_q и ω_0 (порядка сотых долей процента частоты ω_q [4]) реактивное сопротивление и, следовательно, его фазовый угол положительны, то есть осциллирующая (колеблющаяся) кварцевая пластина эквивалентна индуктивности. Схемы АГ с кварцевыми резонаторами называются осцилляторными. Эти схемы работают с высокой стабильностью на частотах вблизи ω_0 (несколько меньше ее). Высокая стабильность частоты определяется высокой добротностью кварца как колебательной системы. Значение $Q_{\text{кв}}$ достигает сотни тысяч и даже миллионы единиц, что обуславливает большую крутизну фазовой характеристики $\varphi(\omega)$ в районе рабочих частот. При этом даже большие нестабильности в работе АГ, приводящие к нарушению баланса фаз

$$\varphi_{\Sigma} = \varphi_{\text{ск}} + \varphi_z + \varphi \neq 0, 2\pi n,$$

компенсируются крайне малым изменением частоты для восстановления этого баланса.

2.2. Генераторы с внешним возбуждением

Генератор с внешним возбуждением образуется из АГ, если в последнем убрать обратную связь, а на управляющий электрод активного элемента (электронной усилительной лампы или транзистора) подать внешний гармонический сигнал (рис. 2.9, а).

В режиме с отсечкой анодного тока в анодной цепи протекает импульсный ток, который можно разложить в ряд Фурье по кратным гармоникам:

$$i(a) = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2\omega t + \dots + I_{an} \cos n\omega t, \quad (2.25)$$

где $I_{an} = \alpha_n I_m$,

α_n - коэффициенты Берга, определяемые выражением

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{1 - \cos \theta}; \quad \alpha_1 = \frac{1}{\pi} \frac{\theta - 0,5 \sin 2\theta}{1 - \cos \theta};$$

$$\alpha_n = \frac{2 \sin(n\theta) \cos \theta - n \cos(n\theta) \sin \theta}{\pi n(n^2 - 1)(1 - \cos \theta)}, \quad (2.26)$$

где n – номер гармоники;

θ – угол отсечки, равный половине фазового угла ωt протекания импульса анодного тока через активный элемент;

I_m – амплитуда импульса тока.

Коэффициенты Берга можно найти по графикам, приведенным на рис. 2.10, на котором также изображена зависимость $\gamma_1(\theta) = \alpha_1(\theta) / \alpha_0(\theta)$, называемая коэффициентом формы тока.

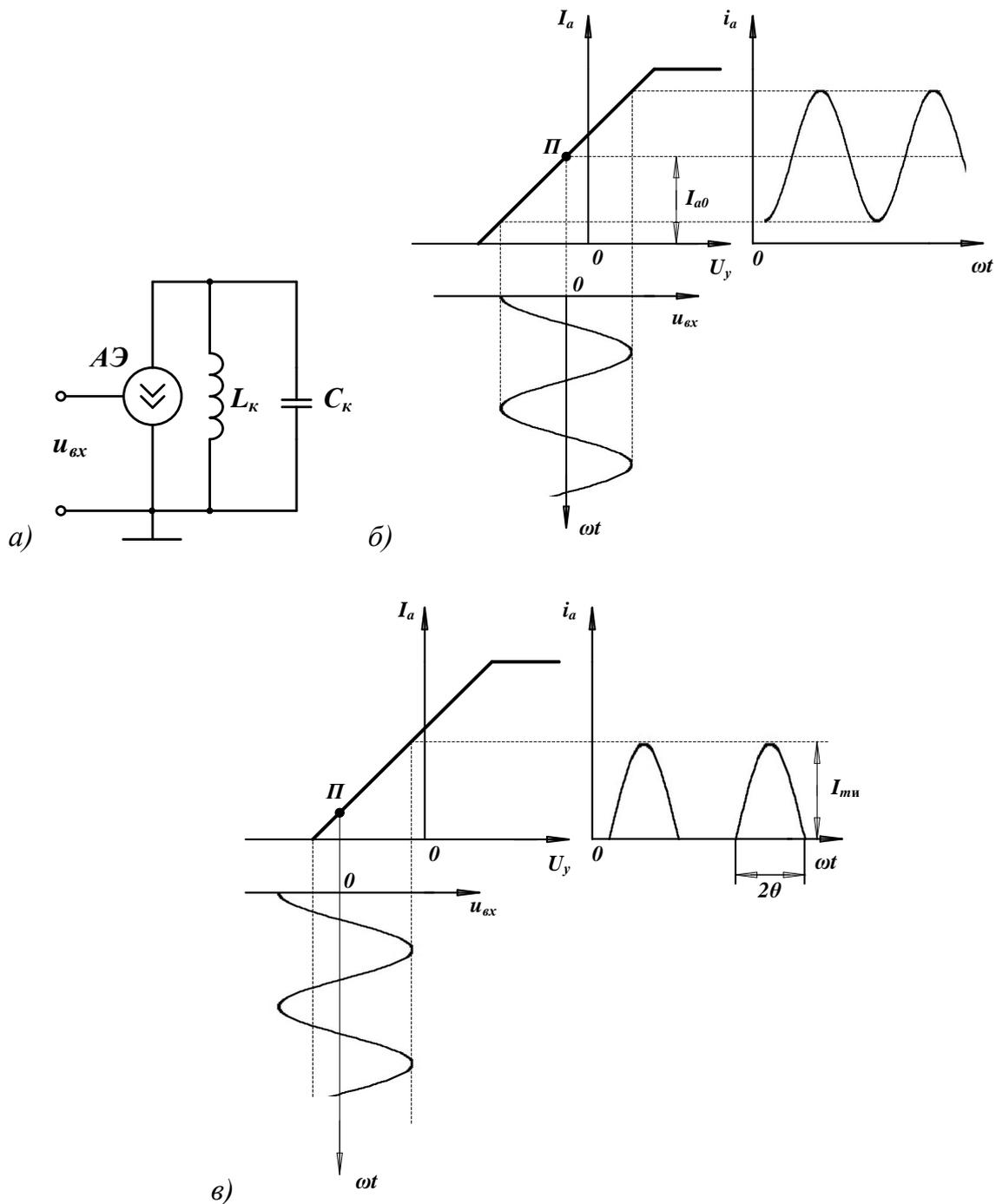


Рис. 2.9. Режимы работы ГВВ:
 а – эквивалентная схема ГВВ; б – режим без отсечки тока (режим первого рода); в – режим с отсечкой тока (режим второго рода)

Таким образом, генератор с внешним возбуждением в зависимости от режима работы может выполнять две функции:

в режиме первого рода только усиление сигнала (колебательный контур настраивается на частоту входного сигнала);

в режиме второго рода осуществляется как усиление сигнала (колебательный контур настраивается на частоту входного сигнала, то есть на первую гармонику импульса тока), так и умножение частоты входного сигнала (колебательный контур настраивается на частоту n -й гармоники импульса тока). На практике обычно применяется режим 2-го рода не только потому, что можно осуществить как усиление сигнала, так и умножение частоты, но и по причине лучших энергетических показателей.

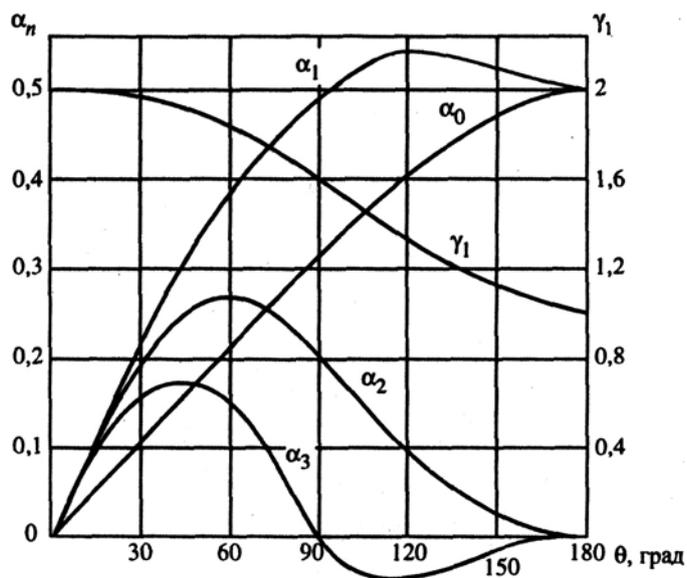


Рис. 2.10. Графики Берга

2.3. Энергетические показатели ГВВ и основные пути их улучшения

К основным энергетическим показателям ГВВ относятся:

генерируемая (колебательная) мощность P ;

подводимая мощность P_0 ;

коэффициент усиления по мощности K_p ;

коэффициент усиления по напряжению K_u ;

коэффициент полезного действия (кпд) η .

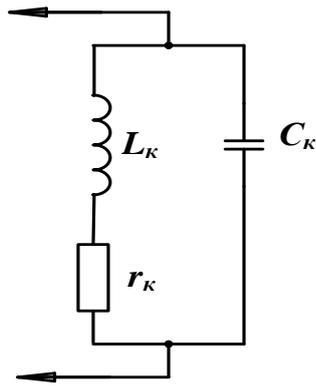
Генерируемая мощность выделяется в колебательном контуре и по определению равна

$$P = 0,5 I_{an} U_n = 0,5 I_n^2 R, \quad (2.27)$$

где $I_{an} = \alpha_n I_m$ – амплитуда тока n -ой гармоники, создающая на колебательном контуре, настроенном на частоту этой гармоники, напряжение амплитудой U_{kn} ;

R_3 – эквивалентное сопротивление (сопротивление нагрузки R_n) колебательного контура, настроенного на частоту n -ой гармоники.

Установим зависимость R_3 от параметров колебательного контура. Любую нагрузку для активного элемента в ГВВ можно представить параллельным колебательным контуром с сопротивлением r_k , учитывающим активные потери мощности колебаний (рис. 2.11). Сопротивление этого контура току n -ой гармоники равно



$$Z = \frac{(x_{L_k} + r_c)x}{x_{L_k} + r_c + x} = \frac{(j\omega L_k + r_k) \frac{1}{j\omega C_k}}{j(\omega L_k - \frac{1}{\omega C_k}) + r_k}.$$

Так как контур настроен на частоту n -ой гармоники тока, то практически на этой частоте возникает резонанс токов в контуре (параллельный резонанс). Следовательно,

$$\omega_0 L_k = \frac{1}{\omega_0 C_k}.$$

Рис. 2.11. Параллельный колебательный контур

Тогда $Z = \frac{L_k}{C_k r_k} - j \frac{1}{\omega C_k} = \frac{L_k}{C_k r_k}$, так как $\frac{1}{\omega_0 C_k} \ll \frac{L_k}{C_k r_k}$.

Действительно, учитывая, что волновое сопротивление контура $\rho_k = \sqrt{\frac{L_k}{C_k}}$,

имеем

$$\frac{L_k}{C_k r_k} = \frac{\rho^2}{r_k} = \frac{\rho}{r_k} \rho = Q \rho,$$

где добротность контура $Q = \frac{\rho}{r_k} \gg 1$, $\frac{1}{\omega_0 C_k} = \frac{\sqrt{L_k C_k}}{C_k} = \sqrt{\frac{L_k}{C_k}} = \rho$.

Окончательно имеем

$$R_3 = \frac{L_k}{C_k r_k} = \frac{\rho^2}{r_k} = \frac{\rho}{r_k} \rho = Q \rho. \quad (2.28)$$

Для пояснения зависимости генерируемой мощности P от R_3 воспользуемся динамическими характеристиками АЭ (рис. 2.12).

Динамическая характеристика активного элемента есть зависимость анодного (коллекторного) тока от напряжений на электродах. В графическом изображении динамическая характеристика представляет след движения точки на плоскости статических характеристик активного элемента за один период напряжения на управляющем электроде при неизменном значении напряжения источника анодного (коллекторного) питания U_{a0} . На рис. 2.12 показан один период управляющего напряжения и напряжений на контуре. Так как между током и напряжением на аноде (коллекторе) существует линейная зависимость, то и динамические характеристики представляют собой отрезки прямой линии, наклоненные к оси анодного (коллекторного) напряжения под углом

$$\varphi = \pi - \arctg \frac{1}{R_3}. \quad (2.29)$$

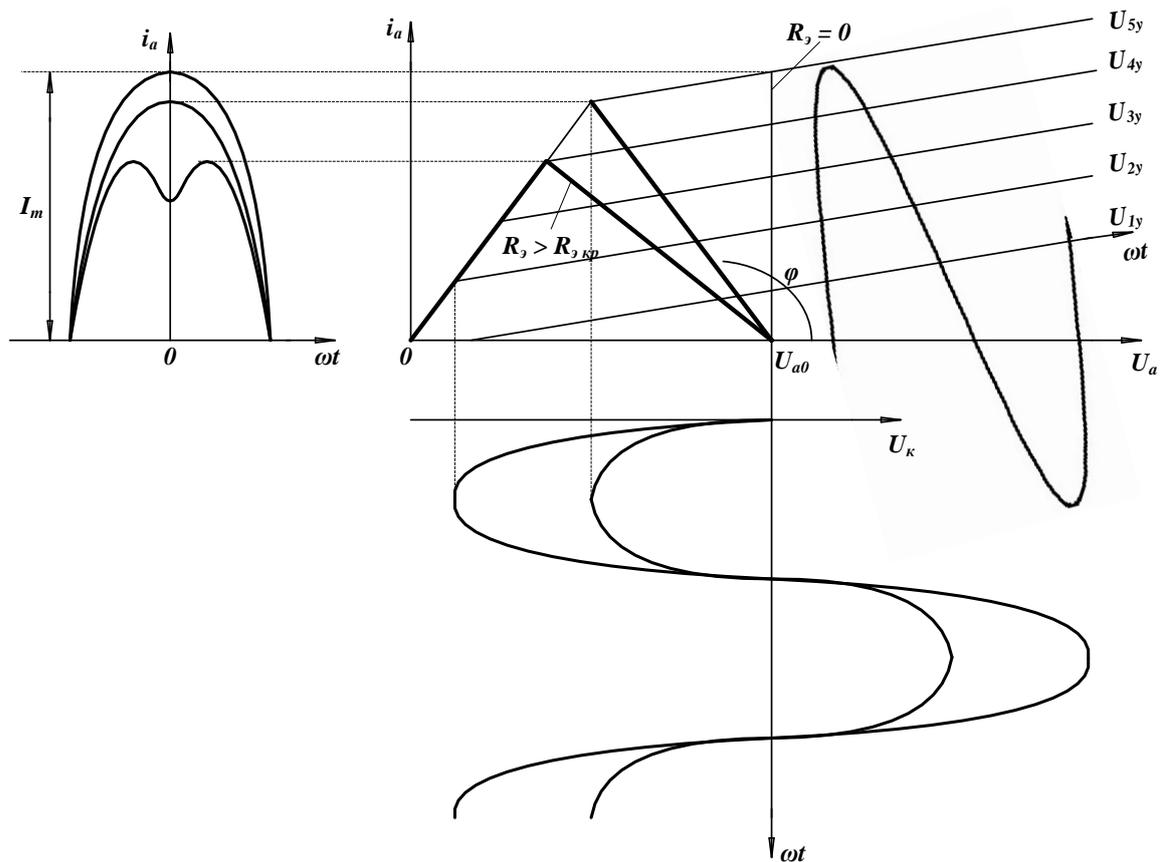


Рис. 2.12. Динамические характеристики АЭ

Из динамической характеристики следует, что уменьшение анодного (коллекторного) напряжения приводит к увеличению анодного (коллекторного) тока. Это явление общее для всех типов генераторов и учитывается отрицательным динамическим сопротивлением

$$R_d = -\frac{\Delta u_a}{\Delta I_a}. \quad (2.30)$$

С помощью динамических характеристик легко построить импульсы анодного (коллекторного) тока. При $R_3 = 0$ имеет место самый большой по амплитуде импульс тока (рис. 2.12), однако амплитуда напряжения на контуре равна нулю, и генерируемая мощность, согласно выражению (2.27), тоже равна нулю.

С увеличением R_3 до некоторого критического значения $R_{3,кр}$ амплитуда тока уменьшается незначительно, но амплитуда напряжения на контуре существенно возрастает, что ведет к росту генерируемой мощности.

При превышении R_3 критического значения, $I_{ми}$ резко уменьшается, что ведет к резкому уменьшению амплитуды n -ой гармоники тока, на частоту которой настроен контур,

$$I_{an} = \alpha_n I_m,$$

и генерируемая мощность уменьшается.

В силу этих особенностей поведения зависимости $P(R_э)$ (рис. 2.14) режим с отсечкой анодного тока подразделяется на три режима:

недонапряженный ($R_э < R_{э.кр}$);

критический ($R_э = R_{э.кр}$);

перенапряженный ($R_э > R_{э.кр}$).

Характерная особенность перенапряженного режима – появление провала в области вершины импульса, анодного тока за счет тока по управляющему электроду активного элемента (рис. 2.13).

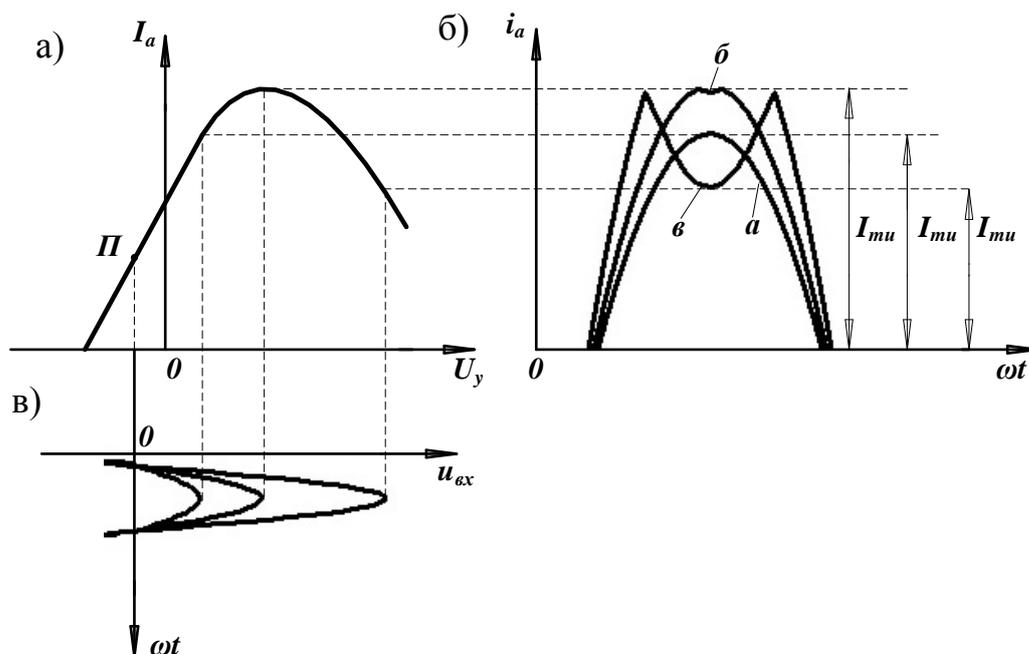


Рис. 2.13. Режимы: недонапряженный (а), критический (б), перенапряженный (в)

Подводимая от источника питания мощность по определению равна

$$P_0 = I_{a0} U_{ua0a} = \alpha_0 I_m U_0 \quad (2.31)$$

и, следовательно, пропорциональна амплитуде импульса тока. Коэффициент полезного действия (кпд) также находим по определению

$$\eta = \frac{P}{P_0} = 0,5 \frac{I_{ankh} U}{I_{n0} U_{ua0a}} = 0,5 \frac{\alpha_{mh} I}{\alpha_0 I_m} \frac{U_{kh}}{U_0},$$

$$\eta = 0,5 \gamma_n(\theta) \xi_n, \quad (2.32)$$

где $\gamma_n(\theta) = \frac{\alpha_n}{\alpha_0}$ – коэффициент формы анодного тока как функция угла отсечки

θ (для $n = 1$ зависимость $\gamma_1(\theta)$ приведена на рис. 2.10);

$\xi_n = \frac{U_{kh}}{U_{a0}}$ – коэффициент использования анодного напряжения, характеризующий работу генератора.

Мощность, рассеиваемая на аноде (коллекторе) активного элемента, есть разность между подводимой и генерируемой мощностями:

$$P_a = P_0 - P. \quad (2.33)$$

Зависимости P , P_0 , P_a и η от R_3 называются нагрузочными характеристиками. На рис. 2.14 приведены нагрузочные характеристики ГВВ, работающего в режиме усиления мощности входного сигнала ($n = 1$).

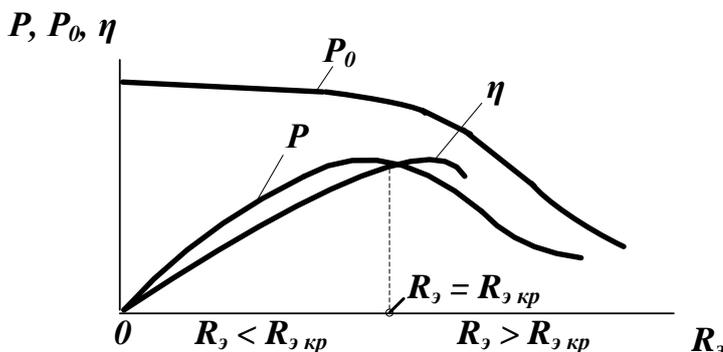


Рис. 2.14. Нагрузочная характеристика ГВВ

Анализ работы ГВВ показывает, что генерируемая мощность будет максимальна при достижении максимума коэффициента Берга $\alpha_n(\theta)$.

Для первой гармоники максимум достигается при $\theta = 120^\circ$ (рис. 2.10). Однако значение КПД достигает максимума при $\theta = 70 \div 90^\circ$. По этой причине на практике выбирают угол отсечки $\theta \approx 90^\circ$, что приводит к незначительному снижению генерируемой мощности, а ГВВ работает в слегка перенапряженном режиме.

На практике часто возникает задача повышения генерируемой мощности при одних и тех же активных элементах. Эту задачу можно решить двумя путями:

параллельным включением активных элементов (рис. 2.15,а);

встречным включением активных элементов (схема двухтактного генератора, рис. 2.15,б).

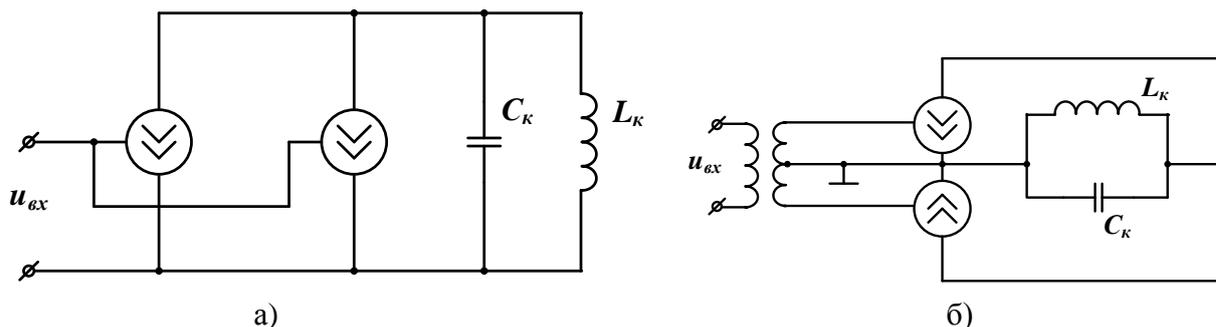


Рис. 2.15. Эквивалентные схемы ГВВ: а — при параллельном включении активных элементов; б — при встречном включении активных элементов

При параллельном включении напряжения на электродах активных элементов одинаковы и синфазны. Все мощности суммируются, поэтому КПД не изменяется. Увеличением количества включенных активных элементов можно обеспечить любую генерируемую мощность. Однако проходные емкости (емкость между анодом и управляющим электродом) в этом случае суммируются и шунтируют по высокой частоте колебательный контур. Следовательно, при-

менение параллельного включения активных элементов для решения задачи увеличения генерируемой мощности возможно на сравнительно низких радиочастотах, при которых не сказывается влияние шунтирующего действия проходной емкости на снижение генерируемой мощности. Шунтирующее действие проходной емкости приводит к тому, что сопротивление участка анод-управляющий электрод понижается

$$X_{a-y} = \frac{1}{\omega \cdot \sum_i C_{AЭi}}$$

и часть мощности из колебательного контура проходит на вход ГВВ. Это явление (при выполнении условия баланса амплитуд и фаз) может привести к самовозбуждению ГВВ, то есть к автогенерации на частоте отличной от частоты входного сигнала. В результате нарушается нормальная работа ГВВ.

При двухтактной схеме активные элементы включаются встречно. Управляющие напряжения на электродах противофазны. В одну половину периода управляющего сигнала работает один активный элемент, в другую – другой активный элемент. Импульсы анодного (коллекторного) токов сдвинуты во времени на половину периода высокочастотных колебаний ($T/2$), поэтому их разложения по гармоникам имеют вид

$$i_{a(1)} = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2\omega t + \dots + I_{an} \cos n\omega t + \dots;$$

$$i_{a(2)} = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega \left(t + \frac{T}{2} \right) + I_{a2} \cos 2\omega \left(t + \frac{T}{2} \right) + \dots$$

Так как эти токи протекают через колебательный контур в противоположных направлениях, то на нем будет создавать напряжение разностный ток

$$\Delta i_a = i_{a(1)} - i_{a(2)} = 2I_{a1} \cos \omega t + 2I_{a3} \cos 3\omega t + \dots$$

В этом токе остались только нечетные гармоники с удвоенными амплитудами, а четные вычлись. Очень важно заметить, что из спектра исчезла 2-я гармоника, способная создавать достаточно мощное внеполосное излучение, которое создает помеху работе другим радиоэлектронным средствам.

Двухтактная схема позволяет получить удвоенную генерируемую мощность при неизменном значении КПД. Важным достоинством схемы является то, что проходная емкость уменьшается

$$C_{np} = \frac{C_{np1} \cdot C_{np2}}{C_{np1} + C_{np2}} = 0,5C_{np1}, \text{ при } C_{np1} = C_{np2},$$

что делает работоспособной схему на достаточно высоких радиочастотах

Возможно комбинированное включение активных элементов.

2.4. Методика расчета транзисторного одноконтурного АГ

Методику инженерного расчета АГ рассмотрим на примере непереключаемого автогенератора, выполненного по схеме рис. 2.7, б с полным фазированием ($\varphi_s + \varphi_k = 0$).

1. Расчет АГ начинается с выбора транзистора, определения режима его работы и основных параметров ($I_{к1}$, $I_{к0}$, S_1). Наиболее широко используются АГ на биполярных транзисторах. Поэтому вопросы проектирования АГ будут рассматриваться на примере этого типа активного элемента. Однако, излагаемый далее материал в значительной степени можно использовать и при проектировании АГ на полевых транзисторах. Необходимые коррективы, обусловленные в первую очередь некоторым отличием в статических характеристиках биполярных и полевых транзисторов и не являющиеся принципиальными, могут быть сделаны студентами самостоятельно.

Стабильность частоты АГ определяется добротностью колебательного контура, параметрами транзистора и выбранным режимом работы. При этом основными причинами изменения генерируемой частоты f_r при вариации режима работы транзистора являются изменения его емкостей и фазового угла средней крутизны φ_s . Как будет показано при рассмотрении специального вопроса стабилизации частоты колебаний, чем больше φ_s , тем сильнее сказывается воздействие дестабилизирующего фактора на частоту f_r . Поэтому в АГ используются транзисторы, у которых на частоте генерации еще заметно не проявляются инерционные свойства. Для этого достаточно, чтобы

$$f_r \leq (0,1 \dots 0,3)f_s, \quad (2.34)$$

где f_s – граничная частота транзистора по крутизне.

Целесообразно использовать маломощные высокочастотные транзисторы типа КТ306, КТ312, КТ316, КГ324, КТ331, КТ337, КТ358, КТ364 и аналогичные им.

В АГ повышенной стабильности транзистор должен работать в облегченном режиме. Поэтому напряжение источника коллекторного питания и амплитуду импульса коллекторного тока следует выбирать из условия:

$$\left. \begin{aligned} I_{к.и.макс} &\leq (0,2 \div 0,4)I \\ E_k &\leq (0,3 \div 0,5)E_{к.доп} \end{aligned} \right\}, \quad (2.35)$$

где $E_{к.доп}$, $I_{к.и.макс}$ – допустимые по паспортным данным значения коллекторного напряжения и импульса тока (табл. 2.1). При выборе $I_{к.м.}$ необходимо учитывать, что значительное снижение его ($I_{к.м.} < 2 \dots 3$ мА) приводит к сильной зависимости параметров транзистора от температуры. Кроме того, с уменьшением $I_{к.м.}$ падает и отношение сигнал/шум на выходе АГ, что увеличивает уровень паразитных амплитудной и фазовой модуляций. Это равносильно росту нестабильности частоты. При увеличении коллекторного тока наблюдается

сначала рост модуля крутизны $|\dot{S}|$, однако пропорционально растет постоянная времени входной цепи $\tau_s = 1/\omega_s$ и соответственно модуль фазового угла крутизны $\varphi_s = -\arctg(\omega_r \tau_s)$. Поэтому для выполнения условия баланса фаз в АГ необходимо расстраивать колебательный контур относительно частоты генерации f_r , то есть работать на участке его фазовой характеристики с меньшей крутизной, что снижает стабильность частоты АГ. При достижении предельных значений $I_{к.м.}$ рост крутизны $|\dot{S}|$ прекращается, а у некоторых типов транзисторов наблюдается ее уменьшение. Поэтому и при очень малых, и при очень больших токах коллектора стабильность частоты АГ снижается. Для рекомендованных выше транзисторов $I_{к.м.} = 5 \dots 20$ мА.

Режим работы транзистора в АГ выбирают недонапряженным с коэффициентом использования коллекторного напряжения

$$\xi = (0,2 \dots 0,3) \xi_{гр}, \quad (2.36)$$

где $\xi_{гр}$ – значение ξ в граничном (критическом) режиме (см. п. 2.3).

Это объясняется тем, что при работе в перенапряженном режиме наблюдается сильное влияние питающих напряжений на частоту генерируемых колебаний и возрастание модуля фазового угла средней крутизны, обусловленное увеличением уровня высших гармоник в напряжении на базе. Переход в перенапряженный режим увеличивает также выходную проводимость транзистора, снижающую добротность колебательного контура.

Таблица 2.1

Основные параметры высокочастотных транзисторов при $T = 398$ К

Тип прибора	f_s , МГц	$E_{к.доп}$, В	$I_{к.н.мах}$, мА	β_0^*	$C_{к}^*$, пФ $U_{кб}=5В$	$\tau_{к}^*$, пс	$C_{э}^*$, пФ	$P_{ка}^*$ пред, мВт
КТ306	300	10	50	20÷200	5 $U_{кб}=5В$	≤ 500	3	75
КТ312	120	20÷30	60	10÷280	5 $U_{кб}=10В$	≤ 500	20	62,5
КТ316	1000	10	60	20÷300	3 $U_{кб}=5В$	≤ 150	2	60
КТ324	800	10	50	20÷250	2,5 $U_{кб}=5В$	≤ 180	2,5	5
КТ331	250	15	50	20÷220	5 $U_{кб}=5В$	≤ 120	3	2,5
КТ337	600	6	50	30÷70	6 $U_{кб}=5В$	≤ 500	8	50
КТ358	120	15÷30	60	10÷280	5 $U_{кб}=5В$	≤ 500	6	100
КТ364	350	20	400	20÷240	7 $U_{кб}=5В$	≤ 500	14	10

ПРИМЕЧАНИЕ: параметры со звездочкой должны уточняться по справочнику для выбранной группы транзистора [5].

При работе в недонапряженном режиме с малым ξ КПД АГ оказывается низким: $\eta < 0,1 \dots 0,2$, и большая часть мощности, потребляемой от источника коллекторного питания, рассеивается на коллекторе транзистора и в элементах цепи питания. Уменьшение E_k по сравнению с (2.35) для повышения КПД является нецелесообразным, так как при этом возрастают выходные емкость и проводимость, а следовательно, и нестабильность частоты генерируемых колебаний.

Для обеспечения высокой стабильности амплитуды колебаний угол отсечки коллекторного тока θ в стационарном режиме выбирают из условия

$$60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ,$$

а мягкий режим самовозбуждения при $\theta < 90^\circ$ создают с помощью автоматического смещения. Наиболее часто применяют комбинированную схему автосмещения из делителей в цепи базы транзистора и резистора R_3 в эмиттерной цепи (см. рис. 2.6), что позволяет снизить чувствительность параметров транзистора, а следовательно, и стабильности частоты АГ к изменению температуры окружающей среды и к изменению напряжения источника коллекторного питания.

Опыт проектирования транзисторных АГ показывает, что существует оптимальное значение $R_3 = R_{3, \text{опт}}$, обеспечивающее максимальную стабильность частоты

$$R_{3, \text{опт}} = (25 \dots 50) / S_0, \quad (2.37)$$

где S_0 – значение крутизны на низких частотах:

$$S_0 = \frac{\beta_0}{(r_\delta + r_\beta)} = \frac{\beta_0}{\left(r_\delta + \beta_0 \frac{\varphi_T}{I_3} \right)} \square \beta_0 \left(r_\delta + \beta_0 \frac{\varphi_T}{I_{к0}} \right) = \frac{\beta_0}{\left(r_\delta + \frac{\beta_0 \varphi_T}{\alpha_0 I_{к.м}} \right)}, \quad (2.38)$$

где β_0 – статический коэффициент передачи тока биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером;

r_δ – сопротивление («тела») базы биполярного транзистора, ($r_\delta = h_{11}$ – входное сопротивление транзистора);

$r_\beta = \beta_0 r'_3$ – сопротивление эмиттерного перехода;

$r'_3 = \varphi_T / I_3$ – сопротивление открытого эмиттерного перехода;

φ_T – температурный потенциал (при абсолютной температуре $T = 300$ К значение $\varphi_T = 0,026$ В);

I_3 – ток эмиттера ($I_3 \approx I_{к0}$);

$I_{к0} = \alpha_0 I_{к.м.}$ – постоянная составляющая в разложении импульса коллекторного тока;

$I_{к.м.}$ – амплитуда импульса коллекторного тока;

α_0 – коэффициент Берга для постоянной составляющей (зависит от угла отсечки θ).

Соппротивление r_{σ} можно найти из выражения

$$r_{\sigma} = (2 \dots 4) \tau_k / C_k, \quad (2.38)$$

где τ_k, C_k – постоянная времени коллекторной цепи и емкость коллекторного перехода, приведенные в табл. 2.1.

2. Расчет колебательного контура обычно начинается с задания волнового сопротивления

$$\rho = 50 \dots 200 \text{ Ом.}$$

При заданных значениях ρ и ω_{Γ} на основании выражений

$$\rho = \sqrt{\frac{L_k}{C_k}}, \quad \omega_{\Gamma} = \frac{1}{\sqrt{L_k C_k}}$$

находим:

$$C_k = \frac{1}{\omega_{\Gamma} \rho}. \quad (2.39)$$

Коэффициент включения контура $p_{\text{вкл}}$ находим из его определения, используя при этом рис. 2.2,

$$P_{\text{вкл}} = \frac{U_{\text{колл}}}{U_{\text{конт}}} = \frac{i_k x_3 - i_k x_1}{i_k x_3} = \frac{x_3 - x_1}{x_3}.$$

Но на частоте $\omega_{\Gamma} = \omega_0$, то есть на резонансной частоте $X_3 = \rho$, а из условий фазирования АГ

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0$$

и противоположного знака реактивности X_1 по отношению к реактивностям X_2, X_3 имеем

$$X_3 - X_1 = X_2.$$

Следовательно,

$$P_{\text{вкл}} = \frac{|x_2|}{\rho}, \quad (2.40)$$

где ρ определено, а $|X_2| = 1/(\omega_{\Gamma} c_2)$.

Из определения коэффициента положительной обратной связи находим для схемы на рис. 2.7, б

$$K_{oc} = \frac{C_1}{C_2}. \quad (2.41)$$

Если в выражение (2.40) подставить значение

$$\rho = \frac{1}{\omega_{\Gamma} c_k},$$

то

$$P_{вкл} = \frac{C_{\kappa}}{C_2}. \quad (2.42)$$

Для того чтобы по выражениям (2.39) и (2.42) определить C_1 , C_2 , необходимо определить значение коэффициента обратной связи из условия возбуждения

$$K_{oc} \geq K_{oc \min} = \frac{1}{S_0 R_3}. \quad (2.43)$$

И значение коэффициента включения

$$P_{вкл} = \frac{U_{колл}}{U_{конт}} = \frac{U_{колл}}{K U_y + U_{колл}} = \frac{1}{1 + \frac{K_{oc}}{K}}. \quad (2.44)$$

Тогда

$$C_1 = C_{\kappa} \frac{K_{oc}}{P_{в.кр}} = C_{\kappa} \frac{K_{oc}}{1 + K_{oc}}; \quad (2.45)$$

$$C_2 = \frac{C_{\kappa}}{P_{вкл}} = C_{\kappa} \frac{1}{1 + K_{oc}} = C_{\kappa} (1 + K). \quad (2.46)$$

Для исключения влияния собственных емкостей транзистора необходимо значение емкости C_1 уменьшить на $C_{вых}$

$$C_{вых} = \frac{C'_{\kappa} C'_3}{C_{\kappa} C'_3 + C'_3},$$

а значение емкости C_2 уменьшить на $C_{вх} = C'_3$, где C'_3 , C'_{κ} – емкости эмиттерного и коллекторного переходов соответственно, приведенные в табл. 2.1.

Емкость C_3 найдем из выражения для общей емкости колебательного контура

$$\frac{1}{C_{\kappa} C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}.$$

Откуда

$$C_3 = \left[\frac{1}{C_{\kappa}} - \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) \right]^{-1}. \quad (2.47)$$

Выбрав конденсаторы по справочнику со значениями емкостей, близкими к расчетным, уточняем коэффициент положительной обратной связи и емкость колебательного контура

$$C_{\kappa.уточ.} = 1 / \left(\frac{1}{C_{1выбр}} + \frac{1}{C_{2выбр}} + \frac{1}{C_{3выбр}} \right). \quad (2.48)$$

Из выражения для частоты генерируемых колебаний $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_{\kappa} C_{\kappa}}}$ находим уточненное значение индуктивности контура

$$L_{к.уточ.} = 1 / \left(\omega_2^2 \text{ к.уточ.} \right). \quad (2.49)$$

Приведенный расчет емкостей не учитывает емкость монтажа и межвитковую емкость индуктивности контура L_k . Эти емкости для печатной и пленочной технологии изготовления электрических схем пренебрежимо малы. Для навесного монтажа следует их учитывать. Емкость монтажа обычно составляет $C_M = (10 \dots 20)$ пФ, а емкость катушки индуктивности находится в пределах $C_L = (2 \dots 10)$ пФ.

Так как емкость монтажа включена параллельно емкости C_1 , то ее значение должно быть уменьшено на величину C_M . Следовательно, для навесного монтажа

$$C_1 = C_k \frac{K}{1 + K} - C_{вых} - C_M.$$

Емкость C_L включена последовательно с емкостью C_3 , поэтому

$$C_3^* = \frac{C_L C_3'}{C_L + C_3'}, \quad (2.50)$$

где C_3 – емкость, найденная из выражения (2.47).

На значение емкости C_2 также влияет емкость монтажа,

$$C_2 = C_k \frac{1}{1 + K} - C_{вых} - C_M. \quad (2.51)$$

После расчета C_1 , C_2 , C_3 производим выбор конденсаторов, уточняем значение коэффициента обратной связи по выражению

$$K = \frac{C_{1\text{выбр}}}{C_{2\text{выбр}}},$$

определяем $C_{к\text{уточ}}$ по выражению (2.48) и находим значение $L_{к\text{уточ}}$. (2.49).

3. Электрический расчет коллекторной и базовой цепей транзистора заключается в последовательном определении следующих величин:

а) амплитуды напряжения на контуре

$$U_{к1} = I_{к1} R_э;$$

б) коэффициента использования транзистора по коллекторному напряжению;

$$\xi = \frac{U_{к1}}{|E_k|};$$

в) амплитуды напряжения возбуждения

$$U_{ex} = I_{к1} / S_1,$$

где $S_1 = S_0 \alpha_1 (1 - \cos \theta)$ – крутизна транзистора по первой гармонике, θ – угол отсечки коллекторного тока;

г) напряжение базового смещения

$$E_{см} = E_{зап} + U_{вх} \cos \theta,$$

где $E_{зап}$ – напряжение запирающего;

д) напряжение источника коллекторного питания

$$E_{и.к.} = E_{к} - I_{к0} R_{эм},$$

если в коллекторной цепи включен блокировочный дроссель $L_{бл}$, или

$$E_{и.к.} = E_{к} - I_{к0} (R_{э} + R_{бл}),$$

если вместо блокировочного дросселя используется резистор $R_{бл}$;

е) мощности, подводимой (потребляемой) от источника коллекторного питания,

$$P_0 = |E_{и.к.}| I_{к0};$$

ж) мощности генерируемой

$$P = 0,5 I_{к1} U_{к1};$$

з) мощности, рассеиваемой на коллекторе транзистора

$$P_{ка} = P_0 - P - I_{к0}^2 R_{эм}.$$

Значение $P_{ка}$ не должно превышать предельного значения $P_{ка\text{ пред}}$ приведенного в табл. 2.1. Если $P_{ка} > P_{ка\text{ пред}}$, то необходимо или изменить режим работы транзистора, или выбрать другой тип транзистора.

4. Расчет делителя в цепи базы. Сопротивления резисторов R_1 и R_2 выбирают, исходя из следующих требований: во-первых, напряжение смещения на базе транзистора должно быть равно значению, полученному в результате расчета режима

$$E_{б} = \frac{E_{и.к.}}{R_1 + R_2} R_2 = E_{см} - I_{к0} R_{эм} - I_{б0} R_{д},$$

где $I_{б0} = I_{к0} / \beta_0$, $R_{д} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ – сопротивление делителя, откуда получаем

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{(E_{см} - I_{к0} R_{эм} - I_{б0} R_{д})}{E_{и.к.}}. \quad (2.52)$$

Во-вторых, для обеспечения высокой добротности колебательной системы сопротивление базового делителя $R_{д}$ должно быть существенно больше сопротивления X_2 ветви контура между базой и эмиттером, а с точки зрения термостабилизации не должно превышать $(3...5) R_3$ [6], то есть

$$(100...200) X_2 < R_{д} < (3...5) R_3, \quad (2.53)$$

где R_3 – сопротивление в эмиттерной цепи (см. рис. 2.7, б).

Из выражений (2.52), (2.53) можно определить искомые сопротивления:

$$R_1 = \frac{|E_{u.к.}|R_d}{I_{к0}R_3 + |E_{см}|I_{б0}R_d}; \quad R_2 = \frac{R_d R_1}{R_1 - R_d}.$$

Если неравенство (2.53) выполнить не удастся, то между делителем и базой транзистора следует включить блокировочный дроссель, сопротивление которого выбирается из условия

$$X_{dp} = (100...200)X_2.$$

5. Особое значение при расчете АГ имеет выбор емкости C_3 блокировочного конденсатора в цепи эмиттера. С одной стороны, C_3 должна быть достаточно велика, чтобы обеспечить фильтрацию переменных составляющих эмиттерного тока, с другой – необходимо выполнить условие устойчивости стационарного режима колебаний АГ, то есть отсутствие режима прерывистой генерации и самомодуляции. Значение этой емкости определяется из неравенств

$$\frac{20}{\omega_2} < R_3 C_3 < \frac{2Q_H}{\omega_2}. \quad (2.54)$$

Все приведенные соотношения и рекомендации можно использовать и при проектировании АГ на транзисторах п-р-п типа с той лишь разницей, что необходимо внести соответствующие коррективы, обусловленные изменением полярности питающих напряжений.

2.5. Методика построения и расчета схем ГВВ

Ранее были приведены эквивалентные схемы ГВВ без подробностей, связанных с включением источников питания. Здесь рассматриваются общие правила составления схем усилителей мощности и умножителей частоты.

Как было показано в п.2.2, выражение (2.25), периодические токи в цепях электродов активного элемента состоят из бесконечных сумм гармоник. Следовательно, схемы ГВВ необходимо строить так, чтобы для всех компонентов токов существовали замкнутые пути, а в нагрузке выделялась мощность интересующей гармоники. Например, реальная схема выходной цепи лампового усилителя мощности (УМ) должна сочетать в себе свойства трех идеализированных эквивалентных схем (рис. 2.16).

Аналогично эквивалентные схемы строятся и для входной цепи активного элемента. В реальных схемах требуемые пути прохождения токов создаются с помощью блокировочных элементов (конденсаторов и дросселей).

Большинство активных элементов, применяемых в УМ – трехполюсники, то есть один из электродов активного элемента является общим для входной и выходной цепей. Рациональный выбор общего электрода улучшает энергетические и другие показатели УМ. Общий электрод должен быть заземлен, то

есть соединен с корпусом (шасси) усилителя, что снижает влияние на работу усилителя паразитных емкостей активного элемента и емкостей монтажа.

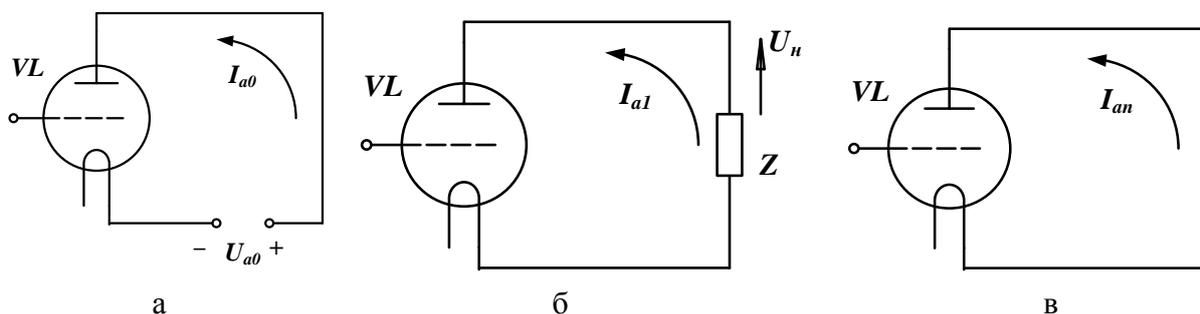


Рис. 2.16. Идеализированные эквивалентные схемы выходной цепи УМ:
 а – для постоянной составляющей тока; б – для 1-ой гармоник тока;
 в - для высших гармоник тока

1. Схемы выходных цепей УМ и выбор блокировочных элементов.

Выходная цепь активного элемента содержит цепь согласования (ЦС) с нагрузкой и источник питания. Эти два элемента могут быть включены параллельно и последовательно. На рис. 2.17, а представлена схема последовательного включения.

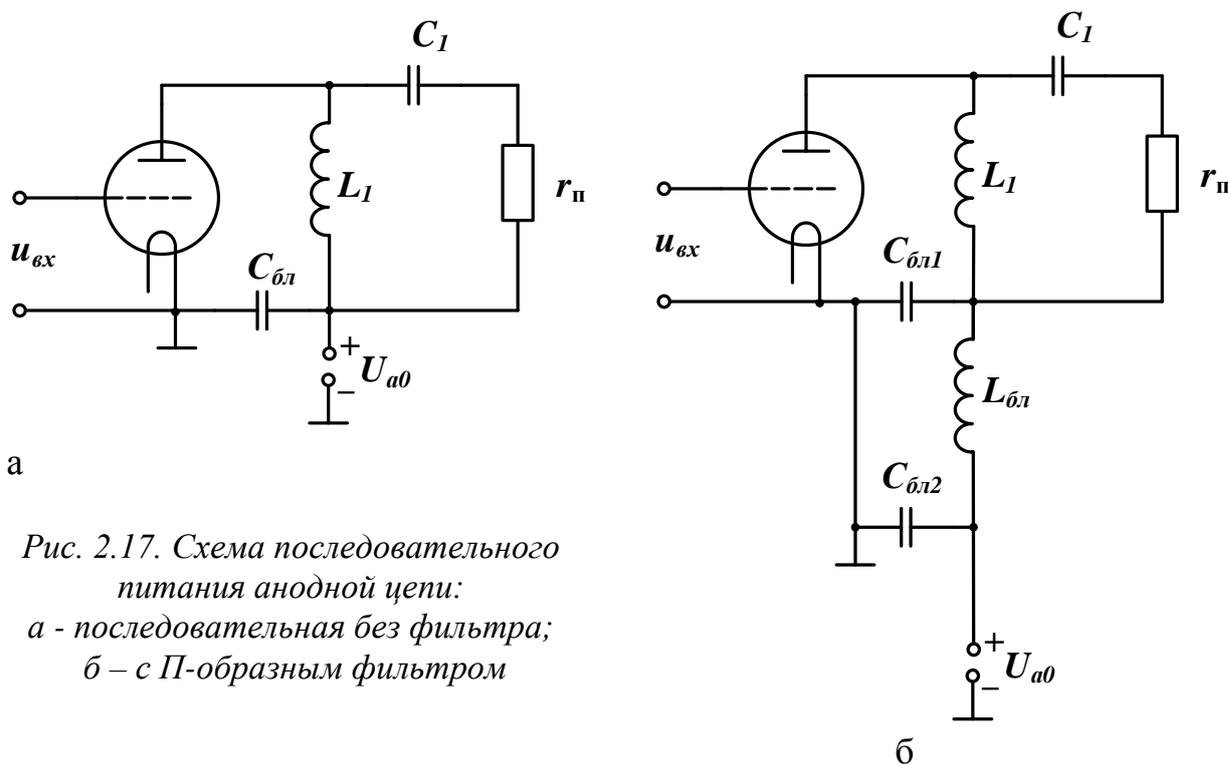


Рис. 2.17. Схема последовательного питания анодной цепи:
 а - последовательная без фильтра;
 б – с П-образным фильтром

В качестве ЦС применен простейший контур L_1, C_1, r_n . Блокировочный конденсатор $C_{бл}$ создает путь для токов 1-й и высших гармоник активного элемента – лампы. Ток I_{a0} проходит через источник питания U_{a0} и индуктивность L_1 . Для расчета блокировочной емкости следует:

а) определить ток $I_{c.бл}$ через емкость $C_{бл}$. Если пренебречь высшими гармониками и ответвлением тока в источник питания, то

$$I_{c.бл} = I_{a1};$$

б) найти амплитуду напряжения на емкости

$$U_{c.бл} = X_{c.бл} I_{c.бл} = \frac{I_{a1}}{\omega C_{бл}},$$

где ω – частота входного сигнала (первой гармоники тока);

в) выбрать соотношение между $U_{c.бл}$ и основным напряжением в схеме, в данном случае напряжением на нагрузке U_n

$$U_{c.бл} = \frac{U_n}{A},$$

где $A = 50 \dots 200$;

г) рассчитать емкостное сопротивление $X_{c.бл}$ и емкость конденсатора $C_{бл}$

$$X_{c.бл} = \frac{U_n}{AI_{a1}} = \frac{R_n}{A}; \quad C_{бл} = \frac{1}{\omega X_{c.бл}}.$$

Если в последнее выражение вместо ω ввести длину волны $\lambda = 2\pi \frac{c}{\omega}$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в свободном пространстве, то

$$C_{бл}, n\Phi = \frac{530\lambda, м}{X_{c.бл}, Ом}. \quad (2.55)$$

Недостаток схемы на рис. 2.17, а в том, что нагрузка r_n и весь контур находятся под высоким напряжением источника питания U_{a0} . Кроме того, напряжение $U_{c.бл}$ приложено ко входу источника и наводит в нем нежелательные токи высокой частоты, которые могут вывести источник питания из строя (например, пережечь провода обмоток силовых трансформаторов и дросселей). Этот недостаток устранен в схеме на рис. 2.17, б.

Для защиты источника питания применен П-образный фильтр, состоящий из $C_{бл1}$, $L_{бл}$, $C_{бл2}$. Емкость $C_{бл1}$ рассчитывается по формуле (2.55), разница только в определении токов через эту емкость:

$$I_{c.бл} = I_L = \frac{U_n}{X_{L1}} = PQI_{a1}. \quad C_{бл1} = C_{бл2}.$$

Расчет дросселей будет дан позже. Сейчас отметим, что сопротивление блокировочной индуктивности должно быть велико по сравнению с сопротивлением $X_{c.бл}$:

$$X_{Lбл} = A_L X_{c.бл},$$

где $A_L = 20 \dots 50$.

В этом случае доля высокочастотного тока, ответвляющегося в источник питания, будет ничтожно мала.

Схемы последовательного питания близки к идеальным при рациональном выборе блокировочных элементов. Но применять их можно с такими ЦС, в которых имеется путь для постоянной составляющей выходного тока активного элемента. В случае применения схем ЦС, в которых элементом связи активного элемента является емкость, необходимо использовать схемы параллельного питания (рис. 2.18). Здесь разделены пути токов I_{a0} (через дроссель) и гармонических составляющих (через ЦС). Через конденсатор $C_{бл.1}$ активный элемент соединен с ЦС, конденсатор $C_{бл.2}$ замыкает цепь для тока высокой частоты, прошедшего через дроссель $L_{бл}$.

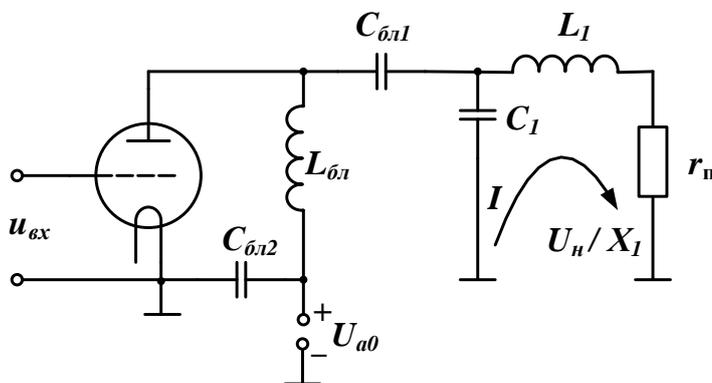


Рис. 2.18. Схема параллельного питания анодной цепи

Поскольку дроссель $L_{бл}$ подключен параллельно ЦС, его индуктивность выбирается так, чтобы доля токов высокой частоты, протекающая через дроссель, была мала по сравнению с основным током в схеме, создающим переменное напряжение на элементах ЦС. Для этого необходимо:

а) найти напряжение высокой частоты, приложенное к дросселю (U_n), и определить ток через $L_{бл}$

$$I_{L_{бл}} = \frac{U_n}{X_{L_{бл}}};$$

б) определить основной ток (U_n/X_L) и задаться соотношением

$$I_{L_{бл}} = \frac{1}{A_L} \frac{U_n}{X_L};$$

в) произвести расчет сопротивления дросселя

$$\omega L_{бл} = X_L;$$

г) найти значение индуктивности дросселя

$$L_{бл} = \frac{X_{L_{бл}}}{\omega}.$$

Коэффициент A_L не следует брать более 10...20. Дело в том, что рост $X_{L_{бл}}$ требует увеличения числа витков и длины $l_{пр}$ провода катушки. Если $l_{пр}$ соизмерима с длиной волны λ , то сопротивление дросселя меняется при изменении частоты приблизительно как сопротивление длинной линии, замкнутой на

конце. При $l_{np} \approx \lambda/2$ оно может стать близким к нулю. Чтобы этого явления избежать, необходимо $l_{np} < \lambda/4$.

По аналогии с (2.55) легко получить расчетную формулу

$$L_{\text{МКГН}} = \frac{X_{L_{\text{бл}}}, \text{ Ом} \cdot \lambda, \text{ м}}{1885}. \quad (2.56)$$

Расчет блокировочных емкостей $C_{\text{бл.1}}$ и $C_{\text{бл.2}}$ производится аналогично расчету $C_{\text{бл}}$ для схемы на рис. 2.17. Токи через конденсаторы $C_{\text{бл.1}}$ и $C_{\text{бл.2}}$:

$$I_{c.\text{бл.1}} = I_{a1} + I_{L_{\text{бл}}} \square I_{L_{\text{бл}}}; \quad I_{c.\text{бл.2}} = I_{L_{\text{бл}}}.$$

В остальном порядок расчета емкостей сохраняется и формула приводится к виду:

$$X_{c.\text{бл.1}} = \frac{X_{L_{\text{бл}}}}{A_1}; \quad X_{c.\text{бл.2}} = \frac{X_{L_{\text{бл}}}}{A_2},$$

где A_2 можно брать в пределах 50...200, а A_1 не выше 10...20, иначе оказываются большими емкости конденсаторов, возрастают их габариты, а следовательно, и паразитная емкость на "землю", шунтирующая ЦС.

Схемы параллельного питания более критичны к выбору элементов, чем схемы последовательного питания. Особенно трудно конструировать дроссели с достаточной индуктивностью, малой паразитной емкостью и стабильными параметрами. Велики паразитные емкости блокировочных элементов, включенных параллельно ЦС. Поэтому в ламповых усилителях схему параллельного питания желательно не применять.

Схемы транзисторных УМ составляются по тем же правилам. В их выходных цепях обычно используются схемы параллельного питания, так как в ЦС с

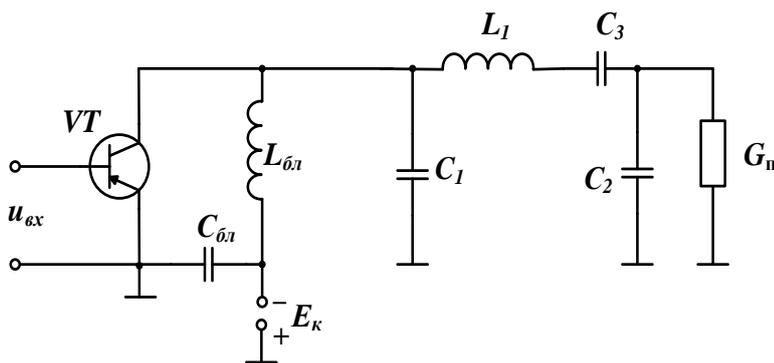


Рис. 2.19. Схема УМ на транзисторе с параллельным питанием цепи коллектора

емкостными связями нет пути для тока $I_{к0}$ (рис. 2.19). Порядок расчета блокировочных элементов подобен приведенному. Основным током, с которым требуется сравнивать $I_{L_{\text{бл}}}$, следует считать ток U_n/X_1 через конденсатор C_1 .

При составлении схемы УМ необходимо решить вопрос о выборе общего электрода активного элемента.

Общим называется электрод активного элемента, принадлежащий одновременно входной и выходной цепям усилителя. Трехполюсные активные элементы

можно включить по схеме с общим эмиттером (катодом, истоком), общей базой (сеткой, затвором) и общим коллектором (анодом, стоком) (рис. 2.20).

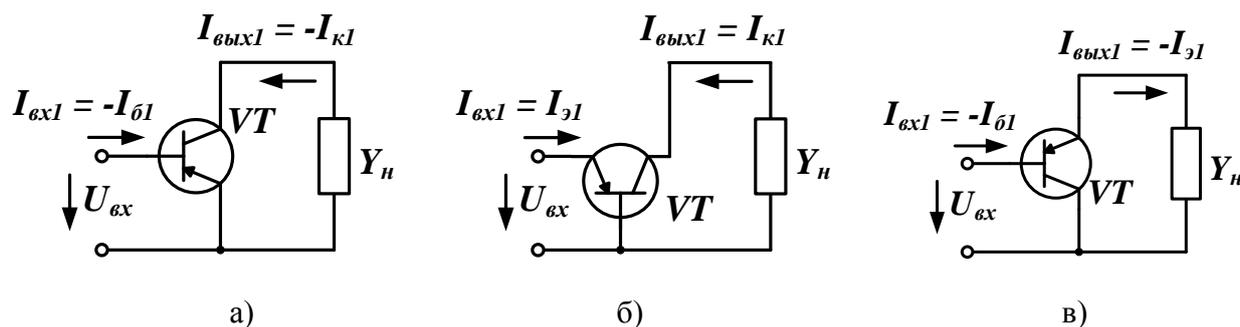


Рис. 2.20. Схемы включения активного элемента:

а – с общим эмиттером; б – с общей базой; в – с общим коллектором

Схема с общим коллектором (анодом, стоком) из-за низкого коэффициента усиления по напряжению $K_u = U_n / U_{вх}$ в узкополосных усилителях практически не применяется.

На низких частотах схема с общей базой (сеткой, затвором) значительно хуже схемы с общим эмиттером (катодом, истоком) из-за малых значений коэффициента усиления мощности и входного сопротивления.

Достоинства схемы с общей базой (сеткой, затвором) проявляются с повышением рабочей частоты. Дело в том, что для работы усилителя важны не только коэффициенты усиления, но и стабильность их при вариации режима. В частности, большую роль играют изменения нагрузки, которые при определенных условиях могут привести к неустойчивости усилителя. Подробный анализ, проведенный в [7], позволяет сформулировать общие рекомендации построения схем ГВВ в усилительном режиме:

1) в ламповых схемах на триодах, где проходная проводимость $B \in -\omega_{вх} \text{ ac}$ определяется большой емкостью анод-сетка, можно построить УМ по схеме с общим катодом, устойчиво работающий до частот порядка единиц мегагерц. При мощностях до двухсот киловатт используют лампы с экранной сеткой – тетроды и пентоды, у которых емкость C_{ac} на 1...2 порядка меньше, чем у триодов, что повышает предельные рабочие частоты УМ на этих лампах до сотен мегагерц. Дальнейшее повышение частоты увеличивает проходную проводимость и мощность из выходной цепи проникает во входную, что может вызвать возбуждение УМ, из-за этого снижают коэффициент усиления;

2) при большой мощности и на частотах выше десятков мегагерц применяют триоды, включенные по схеме с общей сеткой. В этом случае роль проходной емкости играет емкость анод-катод $C_{ак}$, обычно на порядок меньше емкости C_{ac} .

В усилителях мощности на биполярных транзисторах граница областей целесообразного применения схем с общим эмиттером и с общей базой определяется конкретными условиями и уточняется при проектировании УМ. Иногда

схема с общей базой используется на частотах, близких к ω_s , где ценой ослабления требований к стабильности удается получить приемлемое усиление мощности. На этих частотах схемы с общим эмиттером уже не могут дать коэффициент усиления по мощности больше единицы.

Для повышения запаса устойчивости УМ разработаны схемы нейтрализации, принцип действия которых сводится к компенсации проходной емкости активного элемента.

В усилителях мощности и других устройствах (умножителях частоты, автогенераторах и т.п.) необходимо соединять с корпусом прибора ("землей") одну из точек схемы. При этом остальные точки схемы будут иметь некоторые потенциалы по постоянной и переменной составляющим и некоторые паразитные емкости относительно "земли". Как правильно выбрать точку заземления? **Точку заземления надо выбирать так, чтобы паразитная емкость на землю участков схемы с большим высокочастотным потенциалом была минимальной.** При таком условии удастся включать в схему источники питания, измерительные приборы и размещать органы управления, не увеличивая при этом заметно паразитную емкость. Различают точки непосредственного (гальванического) соединения схемы с корпусом и точки с нулевым высокочастотным потенциалом, соединенные с корпусом блокировочными конденсаторами.

В усилителях мощности по схеме с общим эмиттером (катодом) и общей базой (сеткой) с корпусом соединяют общий электрод, который оказывается заземленным как по постоянному току, так и по току высокой частоты. В тех случаях, когда общий электрод должен иметь определенный потенциал, например, напряжение смещения, этот электрод заземляется через блокировочный конденсатор и на него подается напряжение смещения от внешнего источника или автосмещение.

Иногда от этих правил следует отступить из конструктивных соображений. Например, у некоторых транзисторов с корпусом соединен вывод коллектора. Для улучшения охлаждения транзистор нужно укреплять на шасси, то есть заземлять коллектор по постоянному току. В то же время сам усилитель может

быть построен по схеме с общим эмиттером или с общей базой (рис. 2.21).

Заземленные провода в виде широких медных лентшин, имеющих малую индуктивность, прокладываются в нужных местах на металлической поверхности шасси. Чтобы все участки шин имели потенциал,

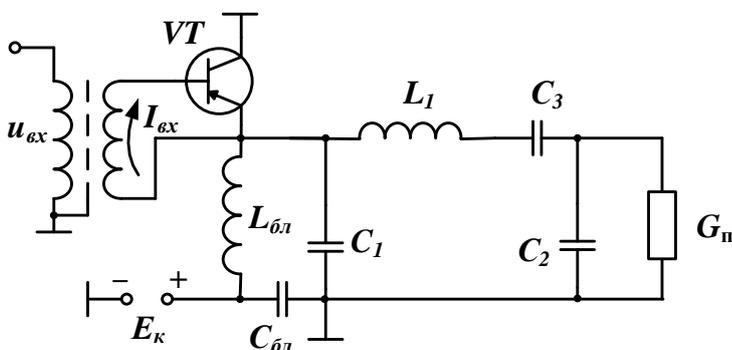


Рис. 2.21. Схема усилителя мощности с общим эмиттером и заземленным коллектором

близкий к нулю, по ним нельзя пропускать большие токи, например контурные.

Входные цепи УМ также строятся по принципу параллельного или последовательного включения источников возбуждения $U_{вх}$ и смещения E_c .

В схеме последовательного питания входной цепи (рис. 2.22, а) конденсатор $C_{бл}$ служит для пропускания высокочастотных составляющих входного тока $i_{вх}$ и блокировки источника смещения E_c .

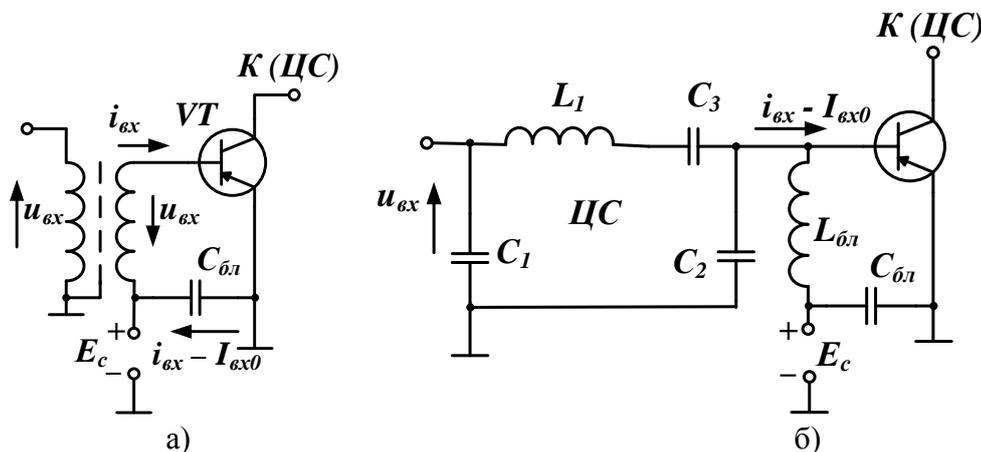


Рис. 2.22. Схемы питания входной цепи:
а – последовательная; б - параллельная

Выбирать емкость $C_{бл}$ следует по тем же правилам, что и для выходной цепи. Падение напряжения от тока $I_{вх1}$ на сопротивлении $X_{сбл}$ должно быть мало по сравнению с амплитудой высокочастотного напряжения на комплексном входном сопротивлении активного элемента $Z_{вх} = 1/Y_{вх}$. Поэтому для расчета $C_{бл}$, получаем формулу

$$X_{с.бл} = \frac{|Z_{вх}|}{A_c},$$

где $A_c = 50...200$.

Последовательную схему входной цепи, как и выходной, можно использовать только в том случае, если через цепь согласования (ЦС) предыдущего каскада можно пропускать постоянную составляющую входного тока $I_{вх.0}$.

В схеме параллельного питания входной цепи блокировочный дроссель $L_{бл}$ служит для исключения короткого замыкания по высокой чистоте входной цепи активного элемента и ЦС предыдущего каскада через малое внутреннее сопротивление источника E_c . Конденсатор $C_{бл}$ защищает источник E_c от токов высокой частоты. Сопротивление дросселя $X_{Lбл}$ рекомендуется выбирать из условия

$$X_{Lбл} = A_L X_{Lцс.вых},$$

где $X_{цс.вых}$ – реактивное сопротивление выходного элемента цепи согласования, с которого снимается напряжение $U_{вх}$; значение $A_L = 10...20$.

Сопротивление $X_{c.бл}$ должно быть в $A_c = 50 \dots 200$ раз меньше $X_{L.бл}$, то есть

$$X_{c.бл} = X_{L.бл} / A_c.$$

Постоянное смещение E_c можно осуществить автоматически за счет падения напряжений от постоянной составляющей тока: или тока базы, или тока эмиттера (в схемах на биполярных транзисторах); тока сетки или тока катода (в ламповых схемах); тока истока (в схемах на полевых транзисторах).

На рис. 2.23 приведены схемы автосмещения для транзисторных ГВВ.

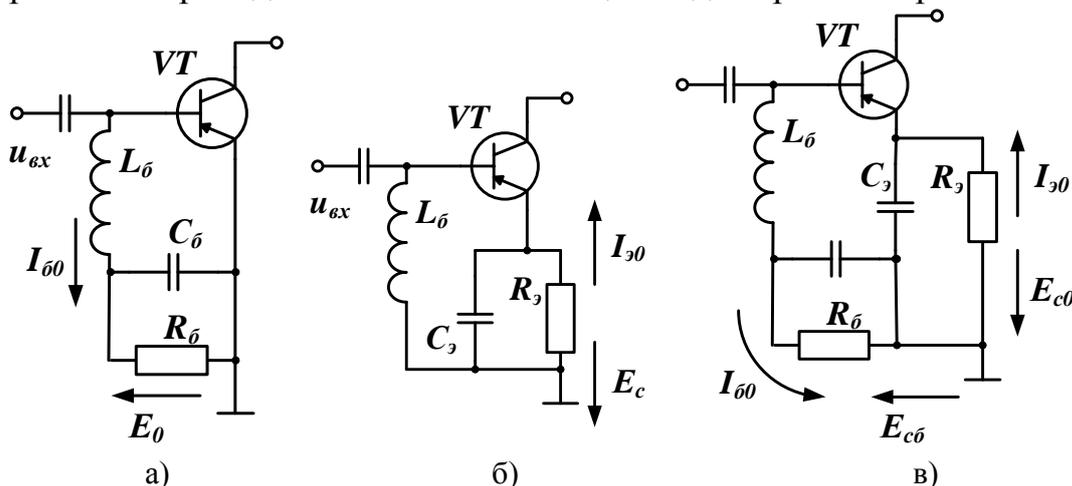


Рис. 2.23. Схемы автосмещения:

а – от тока базы; б – от тока эмиттера; в – комбинированная схема

В схеме с базовым автосмещением увеличение сопротивления нагрузки R_n или уменьшение напряжения питания E_n вызывает рост тока базы, что в свою очередь приводит к уменьшению напряжения смещения E_c , из-за чего ток базы должен уменьшиться, и напряженность режима сохраняется практически неизменной.

В схеме с автосмещением от тока эмиттера при переходе УМ в перенапряженный режим (по причине увеличения R_n или уменьшения E_n) ток $I_{э0}$ меняется мало и ослабление напряженности режима не происходит. В этой схеме эмиттерное смещение играет роль отрицательной обратной связи по постоянному току и стабилизирует токи $I_{э0}$ и $I_{к0}$ при изменениях температуры среды.

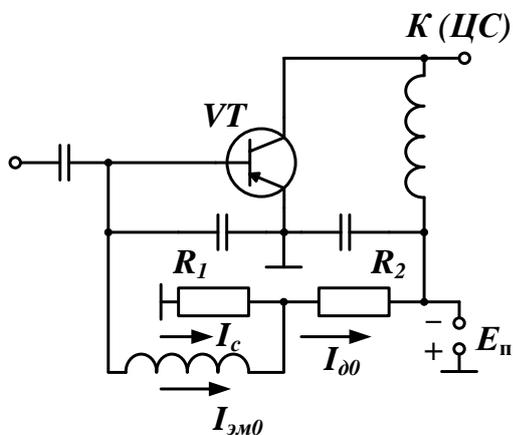


Рис. 2.24. Схема смещения от источника питания через делитель R_1, R_2

Схема смещения, приведенная на рис. 2.24, применяется в маломощных УМ. В мощных выходных каскадах, где ток $I_{вх.0}$ велик и мощность $E_n I_{дел}$ соизмерима с подводимой мощностью P_0 , целесообразно при-

менять самостоятельный источник смещения с малым внутренним сопротивлением.

Порядок расчета сопротивлений автосмещения:

1) при автосмещении от тока базы

$$R_{\sigma} = \left| \frac{E_c}{I_{\sigma 0}} \right|;$$

2) при эмиттерном автосмещении

$$R_{\sigma} = \left| \frac{E_c}{I_{\sigma 0}} \right|.$$

В транзисторных УМ с автосмещением от тока эмиттера и комбинированном смещении (рис. 2.23,в) часто сопротивление R_{σ} выбирают из условия термостабилизации режима. С ростом R_{σ} усиливается его стабилизирующее действие, но ухудшаются энергетические показатели УМ из-за увеличения мощности $P_{\sigma} = I_{\sigma 0}^2 R_{\sigma}$. В выходных каскадах рекомендуется выбирать R_{σ} из соотношения

$$SR_{\sigma} = 3 \dots 5.$$

При комбинированном автосмещении

$$R_{\sigma} = \left| \frac{E_{c\sigma} + R I_{\sigma 0}}{I_{\sigma 0}} \right|.$$

Энергетический расчет транзисторных ГВВ не отличается от ранее рассмотренной методики для транзисторных автогенераторов. Поэтому целесообразно рассмотреть методику энергетического расчета для ламповых ГВВ, находящих широкое применение в оконечных каскадах генераторов электромагнитных колебаний.

2.6. Методика энергетического расчета лампового ГВВ

При построении генератора электромагнитных колебаний радиочастоты возникает необходимость усиления гармонического сигнала кварцевого АГ. Так как частота задающего АГ сравнительно низка, то усиление мощности колебаний можно осуществить в ламповом ГВВ на тетроре с заземленным катодом (рис. 2.25).

В схеме УМ (рис. 2.25) цепи входа и выхода не отличаются от обычных. Новым элементом здесь является конденсатор C_{σ} между катодом и экранной сеткой, которая выполняет роль статического экрана только в том случае, если высокочастотный потенциал ее относительно катода равен нулю.

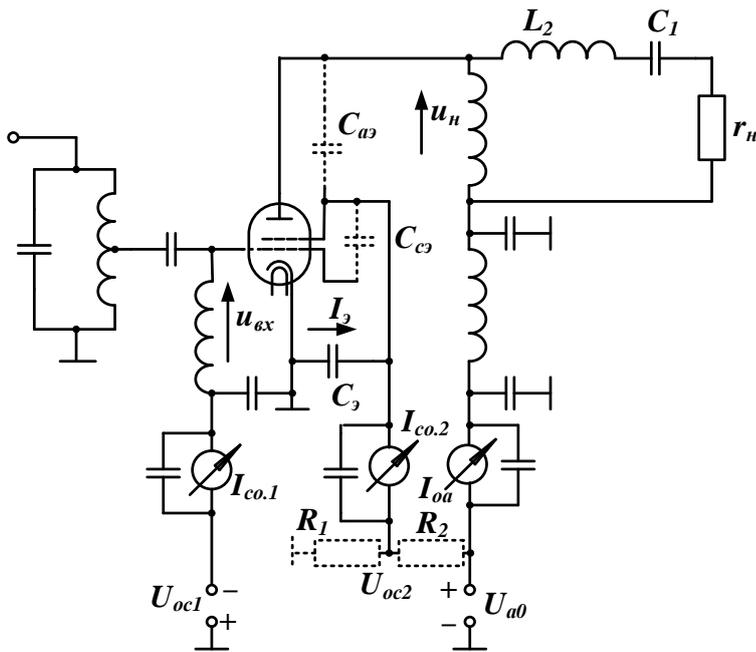


Рис. 2.25. Схема усилителя мощности на тетроре

Для расчета C_3 необходимо найти ток I_3 . Он складывается из переменной составляющей электронного тока экранной сетки ($i_{c2} - I_{c2.0}$) токов через емкость C_{c3} между управляемой и экранной сетками, вызванного напряжением $u_{\text{вых}}$, и через емкость анод-экранная сетка C_{a3} , вызванного напряжением на нагрузке u_n . На низких (звуковых) частотах емкостные токи малы и достаточно учитывать только электронный ток. На высоких и тем более сверхвысоких частотах основным является ток через емкость C_{a3} , поэтому

$$I_3 = \omega_{\text{ex}} C_{a3} U_n,$$

и емкость C_3 должна быть в $A_c = 50 \dots 200$ раз больше C_{a3} :

$$C_3 = A_c C_{a3}.$$

В цепь экранная сетка – катод кроме емкости C_3 входят индуктивности выводов экранной сетки и самого конденсатора C_3 . Они должны быть минимально возможными. По этой причине мощные тетроды обычно конструируют с кольцевым выводом экранной сетки, что заметно уменьшает индуктивность ее вывода.

Питание экранной сетки выполняют одним из трех способов, показанных на рис. 2.25:

а) от отдельного источника напряжения U_{oc2} (резисторы R_1 и R_2 отсутствуют);

б) от источника напряжения U_{oa} через гасящий резистор R_2 (резистор R_1 отсутствует);

в) от источника U_{oa} через делитель R_1, R_2 .

При питании от отдельного источника и через делитель с достаточно большим током $I_{\text{дел}} \approx (3 \dots 5) I_{oc2}$ напряжение U_{oc2} более стабильно; при питании через гасящий резистор стабилизируется ток I_{oc2} , а напряжение U_{oc2} может меняться.

В схеме на рис. 2.25 показаны приборы, измеряющие токи I_{oc1} , I_{oc2} , I_{oa} . Сформулируем общие правила включения приборов:

а) приборы магнитоэлектрического типа для измерения токов и напряжений можно включать в разрыв тех проводов и к таким точкам, которые не имеют высокочастотного потенциала относительно земли;

б) зажимы каждого прибора блокируются конденсаторами большой емкости (1...10 мкФ);

в) приборы для измерения токов желательно включать в цепи, не имеющие высокого постоянного потенциала (для схемы на рис. 2.25 это требование выполнить невозможно).

Энергетический расчет лампового ГВВ начинается после выбора генераторной лампы. Здесь следует перечислить основные требования к лампе при ее выборе [8].

1. Для каждого каскада передатчика лампу или несколько ламп выбирают по заданной мощности каскада и его рабочей частоте с учетом способа модуляции, способа охлаждения и конструктивных особенностей лампы, необходимых питающих напряжений, возможной схемы каскада (однотактная или двухтактная, с общим катодом или общей сеткой) и возможного вида колебательной системы (с сосредоточенными параметрами, в виде отрезков длинной линии, короткозамкнутой коаксиальной линии).

2. Всегда предпочтительно использовать более дешевые и экономичные лампы. В эксплуатации удобнее иметь дело с меньшим числом типов ламп при большем числе ламп каждого типа, так как это способствует взаимозаменяемости. Для уменьшения числа типов ламп в генераторе широко практикуется использование в промежуточных каскадах высокой и низкой частоты одинаковых ламп при значительной недогрузке их по мощности и совместной работе двух – шести ламп.

3. В тех случаях, когда в мощном каскаде возможно применение различных ламп, выбирают такие, которые обеспечивают наименьшую стоимость часа эксплуатации. Себестоимость часа эксплуатации комплекта ламп определяется суммой затрат на приобретение ламп и электроэнергию питания, отнесенную к часу работы:

$$C_{\text{затр.}} = \sum_{i=1}^n \frac{C_{\text{ст.}i} + C_{\text{эл.}i}}{T_i}, \quad (2.57)$$

где $C_{\text{ст.}i}$ – стоимость i -й лампы из комплекта с числом n ;

$C_{\text{эл.}i}$ – стоимость электроэнергии, потребляемой лампой за срок службы T (час), который определяется по справочнику.

4. Надежность работы лампы должна отвечать заданной надежности работы генератора.

5. Рабочая частота не должна превосходить максимальную частоту $f_{\text{макс}}$. Желательно не использовать лампы на предельных частотах, то есть

$$f_{\text{раб.высш}} \leq (0,75...0,8) f_{\text{макс}}.$$

Превышение максимальной частоты приводит к опасной перегрузке электродов лампы емкостными токами, чрезмерному нагреву изоляции лампы и снижению усиления. Как правило, экономически нецелесообразно, хотя технически допустимо, применение на относительно низких частотах существенно более высокочастотные лампы (например, в средневолновом каскаде передатчика с $f_{\text{раб}} = 0,5...1,0$ МГц ультракоротковолновых ламп с $f_{\text{макс}} = 200...50$ МГц), так как они дороже и потребляют больше энергии.

6. Генерируемая (колебательная) мощность P , получаемая от лампы, не должна превышать ее номинальной мощности $P_{\text{ном}}$. Следовательно, в каскаде могут быть использованы одна или несколько однотипных ламп для совместной работы, включенных параллельно или по двухтактной схеме. Практикуется параллельное включение двух, реже трех радиоламп и не более. В двухтактной схеме используют одну, две и реже – три лампы в плече.

При выборе генераторных ламп по выходной колебательной мощности необходимо руководствоваться не максимальной мощностью, указанной для лампы, а выходной мощностью, принятой в качестве критерия долговечности. Обычно на практике выбирают запас по мощности в размере 20...30% от номинала. Например, колебательная мощность лампы ГУ-17 составляет 11 Вт. С учетом запаса по мощности 30% ее выходная мощность составит 7,7 Вт. Снижение мощности достигается снижением питающего анодного напряжения.

7. Запрещено использовать лампы в таком режиме, когда рассеиваемые на электродах мощности равны или превышают допустимые значения. Здесь также необходим запас по мощности 20...30%,

8. Для ряда ламп (например ГУ-81, ГУ-50 и др.) в справочниках приводят несколько значений максимальных частот и соответствующие значения номинальной мощности и допустимого питающего анодного напряжения. Большим частотам соответствует меньшее напряжение и меньшая мощность.

9. В современных генераторных тетрадах для подавления динаatronного эффекта и уменьшения токов управляющей и экранирующей сеток используют электростатическое фокусирование потока электронов. Оптимальное распределение электронов рассчитывают для максимального (паспортного) значения анодного тока. Поэтому современные лампы, как правило, следует применять в режимах с полным использованием паспортного значения тока.

10. При выборе ламп и определении напряжений на аноде и экранной сетке (U_{oa} , U_{oc2}) очень важно так подобрать питающие напряжения, чтобы сделать возможным питание анодной и экранной цепей всего генератора от минимального числа выпрямителей. Нежелательно применение гасящих сопротивлений в цепях питания, так как они снижают общий КПД генератора. Целесообразно применять выпрямители со средней точкой – схема Ларионова, двухфазную мостовую схему – схему Греца, так как здесь простейшим путем можно получить два значения напряжения, отличающихся друг от друга в 2 раза.

11. Мощные генераторные лампы имеют принудительное охлаждение анода. Ввиду сложности систем принудительного охлаждения нельзя применять в одном генераторе мощные лампы с различными способами охлаждения анода.

Технические характеристики генераторных ламп общего применения для УКВ диапазона и широкополосного усиления, для диапазона СВЧ приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2

Основные параметры генераторных ламп УКВ и СВЧ диапазонов

Типы лампы	P, кВт	f _{max} МГц	U _{ca} , кВ	U _{c2} , кВ	U _{нак} , В	I _{нак} , А	Долговечность, ч	S, мА/В
ГУ-33А	0,13	60	1,5	0,4	6,3	5,15	1000	26
ГУ-33Б	0,12	250	1	0,25	6,3	5,15	1000	26
ГУ-33П	0,13	60	1,5	0,4	6,3	5,15	1000	26
ГУ-34Б	0,4	250	1,8	0,5	12,6	3,65	1000	28
ГУ-34Б-1	0,4	250	2,5	0,5	12,6	4	1000	70
ГУ-40Б	0,75	250	5	0,83	6,3	33	1000	17
ГУ-40Б-1	1	250	5	0,83	6,3	33	2000	17
ГУ-27А	1	110	4	1	7,5	24,5	2500	7
ГУ-27Б-1	0,9	110	3,5	1	7,5	24,5	1000	7
ГУ-35Б	2	250	5	0,8	6,3	38	1000	24
ГУ-35Б-1	2	250	5	0,8	6,3	34	2000	27
ГУ-36Б	10	100	8	0,75	8,3	120	1000	85
ГУ-36Б-1	10	100	8	1,1	8,3	120	2500	83
ГС-18Б	10	1000	6,5	0,9	4	210	1000	90
ГС-17Б	4,6	1000	5,5	1	3,4	160	1000	49
ГС-3А	2,2	800	2,7	0,7	26	3,45	1000	40
ГС-3Б	1,5	1000	2,1	0,5	26	3,45	1000	40
ГС-35А	0,8	500	2	-	12,6	2,95	500	30
ГС-35Б	0,35	1000	1,5	-	12,6	2,95	500	30
ГС-23Б	0,5	1000	2,5	0,5	6,3	5,7	1000	55
ГС-7Б-1	0,8	500	3	-	12,6	3,1	250	30
ГС-36Б	0,35	500	2,1	0,325	6,3	3,15	1000	26
ГС-1Б-1	0,36	500	3	-	12,6	3,2	250	30
ГС-1Б	0,18	1000	2	-	12,6	3,2	250	30
ГС-39Б	0,3	750	2,5	0,45	6,3	7,5	1500	20
ГС-31Б	0,36	500	3	-	12,6	3,4	1000	22
ГС-15Б	0,16	1000	1,37	0,3	6,3	2	2000	9
ГС-41Б	0,16	800	1	0,2	12,6	1,8	1000	6
ГС-41Б-1	0,16	800	1	0,2	12,6	1,8	1000	6
ГС-34Б	0,06	3000	1,5	-	12,6	1,08	1500	14
ГС-33Б	0,04	4000	1,1	0,15	6,3	0,97	1000	15
ГС-30	0,02	1500	0,55	-	6,3	1	1000	20
ГС-20	0,01	4000	0,4	-	6,3	0,75	1000	23
ГС-21	0,005	3000	0,4	-	6,3	0,5	1500	18

Выбор режима и расчет лампового резонансного усилителя

Под выбором режима понимают обоснованный выбор степени напряженности и угла отсечки анодного тока. Для обеспечения максимальной генерируемой мощности и оптимального КПД необходимо режим выбирать близкий к критическому. При этом коэффициент использования анодного напряжения [8]

$$\xi = \frac{U_{1к}}{U_{0a}} = (1 \dots 1,05) \xi_{кр}, \quad (2.58)$$

где $U_{1к}$ – амплитуда напряжения на нагрузке лампы, создаваемого первой гармоникой анодного тока.

Такой выбор напряженности обеспечивает малую чувствительность к неустойчивостям амплитуды входного сигнала.

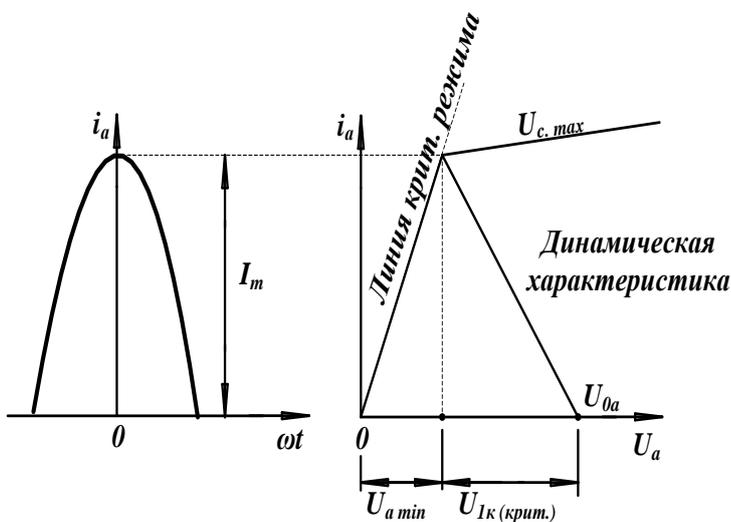


Рис. 2.26. К выводу значения $\xi_{кр}$

В критическом режиме на анодных характеристиках лампы (рис. 2.26) линия критического режима и динамическая характеристика пересекаются в одной точке.

Из построений на рис.2.26 следует, что

$$\xi_{кр} = \frac{U_{1к(кр)}}{U_{0a}} = \frac{U_{0a} - U_{a \min}}{U_{0a}},$$

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{U_{a \min}}{U_{0a}}.$$

Так как крутизна линии критического режима

$$S_{кр} = \frac{I_m}{U_{a \min}},$$

то

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_m}{U_{0a} S_{кр}}. \quad (2.59)$$

Для большинства генераторных ламп $\xi_{кр} = 0,7 \dots 0,9$. Если задана генерируемая мощность в критическом режиме, то $\xi_{кр}$ легко найти из следующих выкладок:

$$P = 0,5 I_{1a} U_{1к} = 0,5 \alpha_1 I_m \xi U_{0a},$$

откуда

$$I_m = \frac{2P}{\alpha_1 \xi_{кр} U_{0a}}. \quad (2.60)$$

Подставим (2.60) в (2.59). Тогда из уравнения

$$\xi_{кр}^2 - \xi_{кр} + \frac{2P}{\alpha_1 U_{0a}^2} = 0$$

находим

$$\xi_{кр} = 0,5 + 0,5 \sqrt{1 - \frac{8P}{\alpha_1 S_{кр} U_{0a}}}. \quad (2.61)$$

Второй корень уравнения дает малое значение $\xi_{кр}$, при котором ГВВ имеет низкий КПД, поэтому он отбрасывается.

Выражение (2.61) справедливо для схемы ГВВ с общим катодом.

Для схем с общей сеткой можно показать, что

$$\xi_{кр} = \frac{1 + DP}{2} + \sqrt{\frac{(1 - D)^2}{5} - \frac{2(1 +)}{\alpha_1 S_{кр} U_{0a}}}, \quad (2.62)$$

где

$$\vartheta = 1 - \frac{S_{кр}}{S(1 - \cos \theta)(1 - D)};$$

D – проницаемость лампы. Для тетродов и пентодов определение проницаемости по анодно-сеточным характеристикам затруднительно из-за отсутствия последних в справочниках, поэтому для них следует принимать $D \approx 0,002 \dots 0,005$.

Покажем на рис. 2.27 графический метод определения проницаемости для триода.

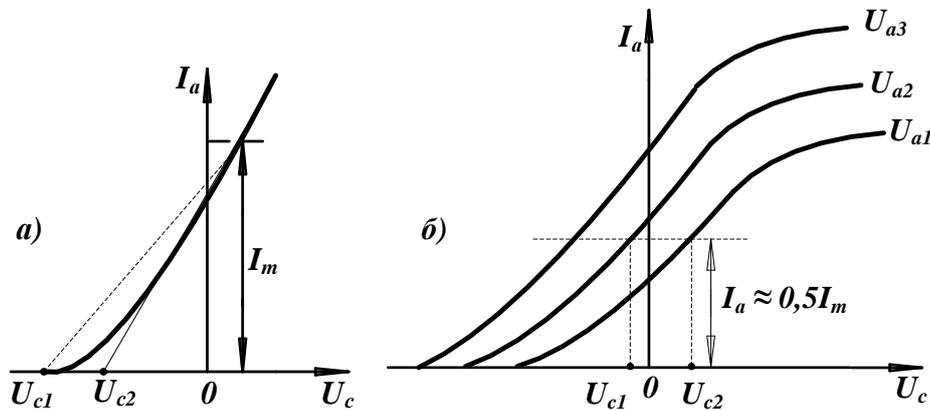


Рис. 2.27. К определению значений S и D

На анодно-сеточной характеристике лампы (рис. 2.27, б) на уровне тока $I_a \approx 0,5 I_m$ отсчитываем два значения напряжения на сетке: U_{c1} и U_{c2} . Тогда

$$D = \left| \frac{U_{c2} - U_{c1}}{U_{a2} - U_{a1}} \right|. \quad (2.63)$$

Крутизна статической характеристики S также находится по анодно-сеточным характеристикам лампы (2.27, а):

$$S = \frac{S_1 + S_2}{2}, \quad (2.64)$$

где $S_1 = \frac{I_m}{U_{c1}}$; $S_2 = \frac{I_m}{U_{c2}}$.

Следует отметить, что если расчет ведется на полное использование лампы по мощности, то $\xi_{кр}$ определяется из (2.59). При этом

$$I_m = (0,75 \dots 0,8) I_e,$$

где I_e – ток эмиссии катода.

Амплитуда напряжения на контуре находится из определения

$$U_{1к} = \xi U_{0a}. \quad (2.65)$$

Используя линейную аппроксимацию семейства статических характеристик в области малых сеточных токов, можно показать, что амплитуда напряжения возбуждения находится из выражения

$$U_{1кк} = \frac{I_m}{S(1 - \cos \theta)} + DU_1, \quad (2.66)$$

а напряжение смещения

$$U_{oc} = -(U_{1кк} - DU_1) \cos \theta - D(U_{0a} - U_0), \quad (2.67)$$

где U_{0a} – напряжение на аноде, при котором аппроксимированная характеристика проходит через начало координат (рис. 2.28).

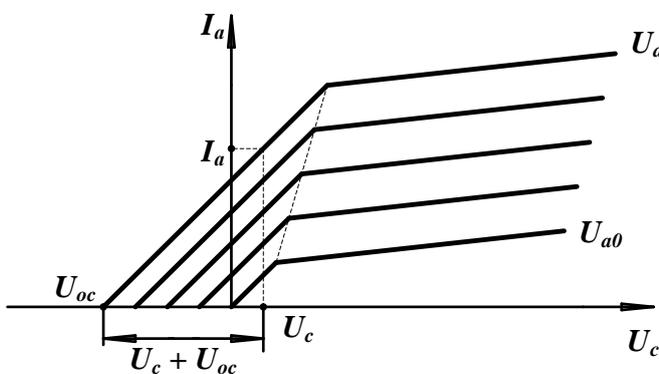


Рис. 2.28. Вид аппроксимированных характеристик

При расчете на полное использование лампы по мощности амплитуда первой гармоники анодного тока равна

$$I_{1a} = \alpha_1 I_m.$$

При расчете на заданную мощность

$$I_{1a} = \frac{2P}{U_{1к}}.$$

Постоянная составляющая анодного тока

$$I_{0a} = \alpha_0 I_m = \frac{\alpha_0}{\alpha_1} I_{1a}.$$

Генерируемая (колебательная) мощность

$$P = \frac{1}{2} I_{1a} U_1,$$

подводимая к генератору мощность

$$P_0 = I_{0a} U_{0a},$$

мощность рассеяния на аноде лампы

$$P_a = P_0 - P.$$

Коэффициент полезного действия

$$\eta = \frac{P}{P_0}.$$

Эквивалентное сопротивление колебательного контура

$$R_{\text{эк}} = \frac{U_{1к}}{I_{1a}}.$$

Эквивалентное сопротивление колебательного контура можно определить и через его параметры

$$R_{\text{эк}} = \frac{L_k}{C_k r_k}.$$

2.7. Связь лампового генератора с нагрузкой

Полезной нагрузкой лампового генератора может быть входное сопротивление антенны или входной цепи последующего каскада. Связь генератора с нагрузкой может быть трансформаторной, автотрансформаторной и емкостной (рис. 2.29).

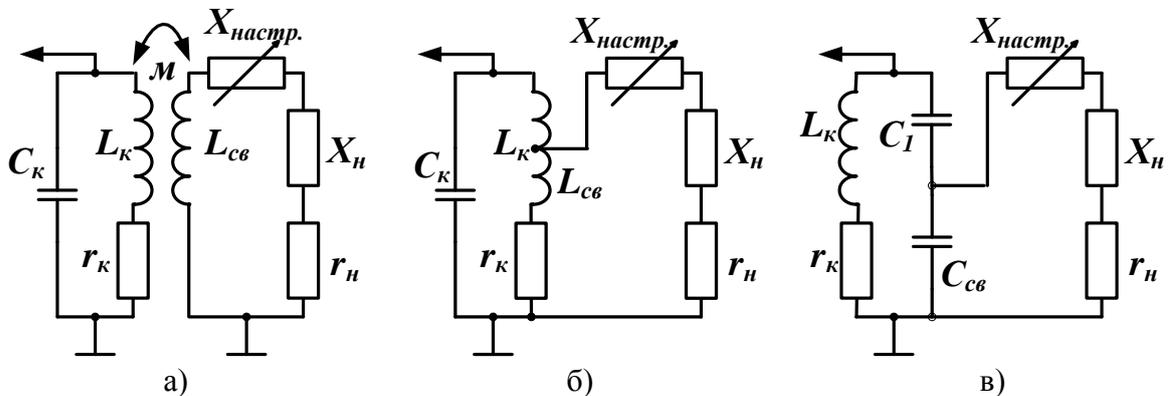


Рис. 2.29. Связь генератора с нагрузкой:

а – трансформаторная; б – автотрансформаторная; в – емкостная

Схемы на рис. 2.29 представим одной эквивалентной схемой (рис. 2.30,а), на которой Z_1 , Z_2 , Z_3 – реактивные сопротивления, а Z_4 – комплексное сопротивление нагрузки.

Для определения полных потерь генерируемой мощности перейдем к

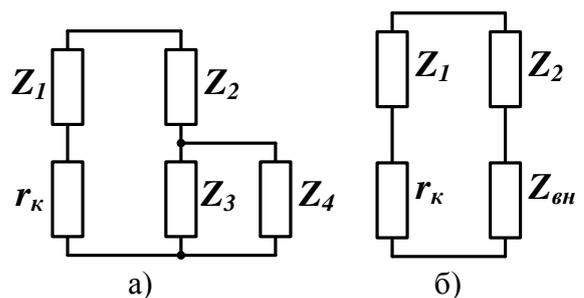


Рис. 2.30. Эквивалентное включение нагрузки

одноконтурной эквивалентной схеме (рис. 2.30,б), которая получена заменой параллельно включенных сопротивлений Z_3 и Z_4 некоторым вносимым сопротивлением

$$Z_{вн} = \frac{Z_3 Z_4}{Z_3 + Z_4}.$$

Так как выходной контур генератора, образованный сопротивлениями Z_3 и Z_4 , настроен на частоту генерируемых колебаний, то на этой частоте выполняется равенство

$$Z_3 + Z_4 = Z_3 + r_n - jX_n = r_n,$$

то есть реактивная составляющая сопротивления нагрузки X_n равна по величине и противоположна по знаку сопротивлению Z_3 реактивности связи.

Для обеспечения достаточно высокой добротности выходного контура $|X_n| \ll r_n$, следовательно,

$$r_{вн} \ll \frac{|Z_3|^2}{r_n} = \frac{2}{r_n}. \quad (2.68)$$

Таким образом, на частоте генерируемых колебаний вносимое нагрузкой в колебательный контур сопротивление имеет вещественный характер.

Для трансформаторной связи

$$X_{св} = M\omega,$$

где M – коэффициент взаимной индукции;

для автотрансформаторной связи

$$X_{св} = L_{св}\omega;$$

для емкостной связи

$$X_{св} = \frac{1}{C_{св}\omega}.$$

Следует заметить, что как $L_{св}$, так и $C_{св}$ входят в общую индуктивность и в общую емкость колебательного контура соответственно.

Для трансформаторной связи значение M можно определить по коэффициенту магнитной связи

$$K = M\sqrt{L_k L_{св}}. \quad (2.69)$$

Если две обмотки нанесены на ферромагнитный сердечник с большой проницаемостью, то $K = 1$. Во всех других случаях $K < 1$. Однако в реальных высокочастотных трансформаторах значение $K > 0,9$. При расчете следует выбирать

$$K = 0,9 \dots 1,0.$$

Общая мощность потерь складывается из потерь в самом колебательном контуре (на сопротивлении r_k) и потерь в нагрузке, то есть

$$P_{\text{пот.}} = P_{r_k} + P_{r_{\text{вн}}} = 0,5I_{1k}^2 r_k + 0,5I_{1k}^2 r_{\text{вн}} = 0,5I_{1k}^2 r_{\Pi},$$

где $r_{\Pi} = r_k + r_{\text{вн}}$ – сопротивление потерь, входящее в выражение вместо r_k для определения $R_{\text{эк}}$ – эквивалентного сопротивления контура с учетом нагрузки. Если $X_{\text{св}} = 0$, то $r_{\Pi} = r_k$, в этом случае генератор ненагружен, то есть работает в режиме холостого хода.

Значение r_k зависит от длины (l) и сечения (S) провода катушки индуктивности контура:

$$r_k = \rho_R \frac{l}{S},$$

где ρ_R – удельное сопротивление. Для меди

$$\rho_R = 0,0175 \text{ Ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}.$$

2.8. Цепи согласования активного элемента с нагрузкой на фиксированной частоте

Цепи согласования (ЦС) выполняют две функции:

1. Преобразование заданного комплексного сопротивления потребителя энергии высокочастотных колебаний Z_{Π} в сопротивление нагрузки $R_{\text{н.кр}}$, обеспечивающее оптимальный (критический) режим работы активного элемента.

2. Фильтрацию гармоник.

Согласование активного элемента с нагрузкой можно осуществить на фиксированное частоте и в заданной полосе частот. При идеальных ЦС, состоящих только из реактивных элементов, вся мощность от активного элемента передавалась бы в Z_{Π} . Однако в реальных цепях всегда есть потери, которые необходимо учитывать при расчете теплового режима элементов ЦС и фактической полезной мощности в нагрузке P_{Π} .

Рассмотрим условие согласования активного элемента с нагрузкой на заданной частоте. Для этого активный элемент соединим с нагрузкой $Y_{\Pi} = Z_{\Pi}^{-1}$ через согласующий

четырёх-полюсник с комплексными параметрами y_{11} , y_{12} , y_{21} , y_{22} .

Учитывая выбранные на рис. 2.31 направления токов и напряжений, запишем соотношения

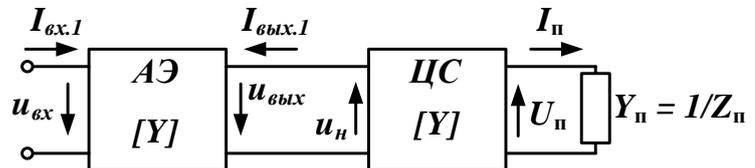


Рис. 2.31. Общая схема выходной цепи усилителя мощности

$$\left. \begin{aligned} -I_{\text{вых.1}} &= y_{11}(-U_{\text{н}}) + y_{12}(-U_{\Pi}); \\ -I_{\Pi} &= y_{21}(-U_{\text{н}}) + y_{22}(-U_{\Pi}). \end{aligned} \right\} \quad (2.70)$$

Если разделим левую и правую части первого уравнения в системе (2.70) на $(-U_H)$, а во втором уравнении – на $(+U_H)$, то получим новую систему:

$$\left. \begin{aligned} Y_H &= y_{11} + y_{12} \frac{U_H}{U_H}; \\ Y_H &= y_{21} \left(-\frac{U_H}{U_H} \right) - y_{22} \end{aligned} \right\},$$

из которой получаем искомую связь входной проводимости ЦС ($Y_H = I_{\text{вх.1}} / U_H$) со стороны активного элемента с проводимостью нагрузки $Y_H = Z_H^{-1} = -I_H / U_H$ через матричные элементы цепи согласования:

$$Y_H = y_{11} - \frac{y_{12} y_{21}}{Y_H + y_{22}}. \quad (2.71)$$

Для линейной ЦС, представляющей взаимный четырехполюсник ($y_{12} = y_{21}$) и состоящей из реактивных элементов, следует:

$$y_{11} = j\epsilon_{11};$$

$$y_{12} = y_{21} = j\epsilon_{12};$$

$$Y_H + B_{22} = j\epsilon_{11} + jG_H + j\epsilon_{22} = j + \epsilon'_{22}.$$

$$\text{Тогда } Y_H = j_{11} + \frac{\epsilon_{12}^2}{G_H + j\epsilon'_{22}} = \frac{G \epsilon^2}{G_H^2 + (\epsilon'_{22})^2} + j \left(\epsilon_{11} - \frac{\epsilon' \epsilon^2}{G_H^2 + (\epsilon'_{22})^2} \right),$$

где $\epsilon'_{22} = B_{22} + \epsilon$.

Для работы активного элемента в критическом режиме необходимо обеспечить на рабочей частоте выполнение условий:

$$\text{Im}\{Y_H\} = 0; \quad \text{Re}\{Y_H\} = \frac{1}{R_{н.кр}} = G_{н.кр},$$

то есть

$$\epsilon_{11} - \frac{\epsilon'_{22} \epsilon_{12}^2}{G_H^2 + (\epsilon'_{22})^2} = 0; \quad \frac{G_H \epsilon_{12}^2}{G_H^2 + (\epsilon'_{22})^2} = G_{н.кр}.$$

Здесь $\text{Im}\{Y_H\}$, $\text{Re}\{Y_H\}$ – операторы «мнимая часть» и «реальная (вещественная) часть» соответственно.

Первое уравнение можно упростить, заменив в нем дробь $\frac{\epsilon_{12}^2}{G_H^2 + (\epsilon'_{22})^2}$ отношением $G_{н.кр}/G_H$. Кроме того, отнесем реактивность B_H к элементу ϵ_{22} . Тогда имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{11} - \frac{\epsilon_{22} G_{н.кр}}{G_H} &= 0; \\ \frac{G_H \epsilon_{12}^2}{G_H^2 + \epsilon_{22}^2} &= G_{н.кр}. \end{aligned} \right\} \quad (2.72)$$

Таким образом, для определения матричных элементов ϵ_{11} , ϵ_{12} , ϵ_{22} через заданные проводимости $G_{н.кр}$ и G_n имеются два уравнения (2.72). Третье уравнение можно составить из условия реализации схемы ЦС или других соображений.

Для расчета фильтрации высших гармоник в ЦС необходимо знать сопротивление нагрузки и элементов ЦС на частотах гармоник. Величина фильтрации по току n -й гармоники определяется из выражения

$$\Phi_n = \frac{P_n}{P_1} = \frac{I_{вых.n}^2 R_{н.n}}{I_{вых.1}^2 R_n}, \quad (2.73)$$

где R_n , $R_{н.n}$ – активные составляющие входного сопротивления нагруженной на Z_n цепи согласования на рабочей частоте и частоте n -ой гармоники.

Так как $\frac{I_{вых.n}}{I_{вых.1}} = \frac{\alpha_n(\theta)}{\alpha_1(\theta)}$, то выражение (2.73) удобней записать в виде

$$\Phi_n = \left[\frac{\alpha_n(\theta)}{\alpha_1(\theta)} \right]^2 F_n, \quad (2.74)$$

где $F_n = R_{н.n}/R_n$ иногда называют коэффициентом фильтрации n -й гармоники.

При настроенной нагрузке, то есть при

$$\operatorname{Re}\{Y_n^{-1}\} = R_{н.кр} = \frac{1}{G_{н.кр}},$$

и для ЦС, состоящей из реактивных элементов,

$$F_n = \frac{G_{н.кр} G_{12n}^2}{(\epsilon_{11n} \epsilon_{22n} - \epsilon_{12n}^2) + G_n^2 \epsilon_n^2}. \quad (2.75)$$

На основании выражений (2.74) и (2.75) можно создать ЦС, обеспечивающую требуемый уровень внеполосного излучения.

Под внеполосным излучением понимается излучение на частотах находящихся вне рабочей полосы частот, за счет прохождения спектральных составляющих импульсов анодного тока в антенный (нагрузочный) контур. Нормы внеполосного излучения зависят от диапазона частот, величины генерируемой мощности и назначения радиоэлектронного средства – РЭС. Примерная зависимость Φ_n от средней мощности и диапазона генерируемых колебаний на входе антенны приведена на рис. 2.32 [7].

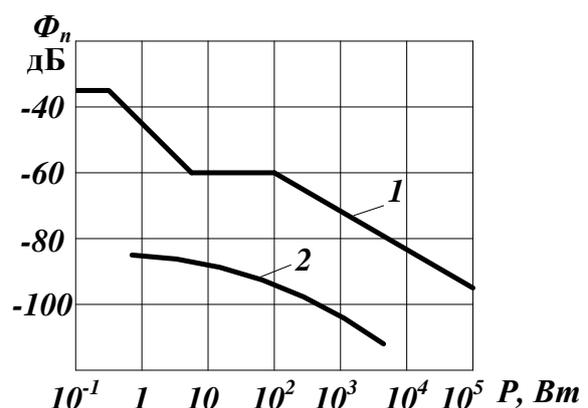


Рис. 2.32. Зависимость величины фильтрации от средней мощности на входе антенны:
1 – для диапазона 30...325 МГц;
2 – для диапазона 1...10 ГГц

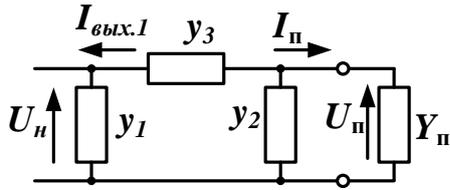


Рис. 2.33. Эквивалентная схема цепи согласования с нагрузкой

Рассмотрим простейшие цепи согласования, получаемые из П-образной схемы замещения четырехполюсника (рис. 2.33) с реактивными элементами.

Для ламповых выходных каскадов, работающих на достаточно длинных волнах, характерно большое сопротивление нагрузки $R_{н.кр}$ порядка нескольких

килоом и малое сопротивление излучения антенны от единиц до нескольких десятков Ом. Следовательно, здесь ЦС должна преобразовать малое сопротивление в большое. Так как

$$\frac{G_{н.кр}}{G_{п}} = \frac{r_{п}}{R_{н.кр}} \ll 1,$$

то в первом уравнении системы (2.72) можно пренебречь вторым слагаемым. Тогда

$$v_{11} = B_1 + B_3 = 0. \quad (2.76)$$

Второе уравнение системы (2.72) и уравнение (2.76) еще не позволяют определить B_1 , B_2 и B_3 . Простейший способ устранения неоднозначности – исключение одного из элементов ЦС. Пусть $B_2 = 0$ и $B_{п} = 0$ (рис. 2.34,а).

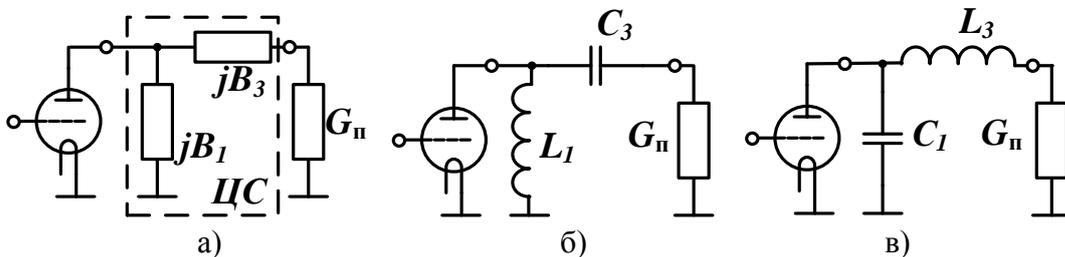


Рис. 2.34. Простейшие ЦС с нагрузкой, используемые в ламповых генераторах

В этой схеме $v_{12} = -B_3$, $v_{22} = B_3$. Подставляя значения v_{12} и v_{22} во второе уравнение системы (2.72), получаем уравнение с одним неизвестным

$$\frac{G_{п} B_3^2}{G_{п} + B_3^2} = G_{н.кр}$$

или

$$B_{3п}^2 = \frac{G_{н.кр} G}{1 - \frac{G_{н.кр}}{G_{п}}} \square G_{н.кр} G .$$

Следовательно,

$$B_{3п} = \pm \sqrt{G_{н.кр} G} . \quad (2.77)$$

Из выражения (2.76) следует, что на рабочей частоте ЦС должна иметь параллельный резонанс контура, причем

$$B_{1n} = \mp \sqrt{G_{н.кр} G} . \quad (2.78)$$

Простейшие цепи, удовлетворяющие уравнению (2.76) и выражениям (2.77) и (2.78), приведены на рис. 2.34,б и 2.34,в. Говорят, что нагрузка включена в емкостную ветвь (рис. 2.34,б) или нагрузка включена в индуктивную ветвь (рис. 2.34,в).

Сравним коэффициенты фильтрации для этих схем, используя выражение (2.75). Если учесть, что $B_2 = 0$, $\epsilon_{11n} = B_{1n} + B_{3n}$, $\epsilon_{12n} = -B_{3n}$, $\epsilon_{22n} = B_{3n}$, то

$$F_n = \frac{G_{н.кр} B_{3n}^2}{[(B_{1n} \mp B_{3n})B_{3n} \mp B_{3n}^2]^2 + G_n^2 (B_n + B_n)^2} =$$

$$= \frac{G_{н.кр} G_n}{B_{1n}^2} \frac{(B_{3n} / B_{1n})^2}{(B_{3n} / B_{1n})^2 + (G_n / B_n)^2 (1 + B_n / B_n)^2} . \quad (2.79)$$

Ход вычислений представим табл.2.3. Для оценки порядков величин примем $G_{п.н} \approx G_n$.

Таблица 2.3

Расчет и сравнение коэффициентов фильтрации

Величины	Значения для схемы	
	Рис.2.34,б	Рис.2.34,в
B_1, B_2	$-\frac{1}{L\omega}, C\omega$	$C\omega, -\frac{1}{L\omega}$
B_{1n}, B_{3n}	$-\frac{1}{nL\omega}, nC\omega$	$nC\omega, -\frac{1}{nL\omega}$
$\frac{G_{н.кр} G_n}{B_{1n}^2}$	$\frac{n^2 (L\omega)^2}{r_n Q_n^2 r_n} = n^2 \frac{(L\omega)^2}{\rho^2} = n^2$	$\frac{1}{n^2}$
$\frac{B_{3n}}{B_{1n}}, \frac{G_{п.н}}{B_{1n}}$	$-n^2, nQ_n$	$-\frac{1}{n^2}, \frac{Q_n}{n}$
$\frac{1}{F}$	$\frac{1}{n^2} + Q_n^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \approx Q_n^2$	$n^2 + Q_n^2 (n^2 - 1)^2 \approx n^4 Q_n^2$

При расчете использованы известные соотношения:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \rho = \omega L = \frac{1}{\omega C} = \sqrt{\frac{L}{C}};$$

$$Q_n = \frac{\rho}{r_n}; G_{н.кр} = \frac{1}{\rho Q_n}; G_n = \frac{1}{r_n}.$$

Полученный результат легко поясняется физически, если учесть, что мощность гармоник, уходящая в индуктивную ветвь контура, равна

$$P_L = 0,5 I^2 X_{Ln} = 0,5 I^2 n \omega L,$$

а мощность гармоник, уходящая в емкостную ветвь контура, равна

$$P_L = 0,5I^2 X_{C_n} = 0,5I^2 \frac{1}{n\omega C}.$$

Если взять отношение этих мощностей $\frac{P_L}{P_C} = n^2 \omega^2 LC = n^2$, то станет очевидным, что мощность гармоник в нагрузке, включенной в емкостную ветвь, в n^2 раз меньше, чем включенной в индуктивную ветвь контура.

Одним из основных недостатков рассмотренных схем ЦС, является жесткая зависимость G_n от B_1 и B_3 . Поэтому при регулировке G_n необходимо одновременно изменять B_1 и B_3 , что вызывает эксплуатационные неудобства. На

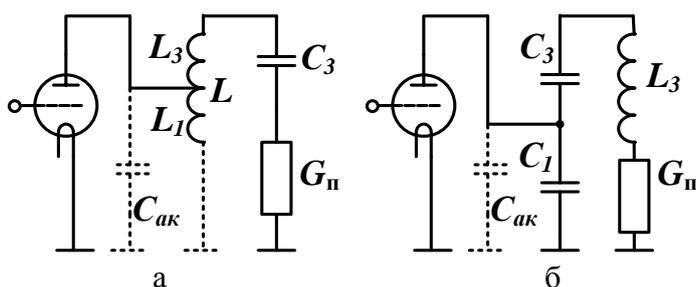


Рис. 2.35. Цепи согласования с частичным включением лампы в контур

практике желательно иметь такие схемы ЦС, чтобы регулировка G_n не была связана с перестройкой контура. Такая возможность появляется в усложненных одноконтурных ЦС с частичным подключением лампы к контуру (рис. 2.35).

В ЦС при частичном включении лампы в контур удастся увеличить, на сколько это возможно из конструктивных соображений, волновое сопротивление ρ , не меняя проводимостей B_1 и B_3 . Возрастание ρ и, следовательно, Q_n приводит к увеличению фильтрации высших гармоник тока. Приняв в обобщенной схеме на рис. 2.34,а

$$x_1 = \omega L_1 > 0, \quad x_3 = \omega L_3 - 1/(\omega C_3) < 0,$$

получим ЦС с частичным подключением лампы к индуктивной ветви (нагрузка подключена к емкостной ветви). Если же положить, что

$$x_1 = -1/(\omega C_1) < 0, \quad x_3 = \omega L_3 - 1/(\omega C_3) > 0,$$

то получим ЦС с частичным подключением лампы к емкостной ветви (нагрузка подключена к индуктивной ветви).

Степень связи лампы с контуром характеризуется коэффициентом включения

$$P = \frac{|X_1|}{\rho}, \quad (2.80)$$

где для схемы на рис. 2.35,а

$$\rho = \omega L, \quad L = L_1 + L_3, \quad p = \frac{L_1}{L};$$

для схемы на рис. 2.35,б

$$\rho = \frac{1}{\omega C}, \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_3}, \quad p = \frac{C}{C_1};$$

Следовательно, изменяя коэффициент включения p при постоянных L и C , можно, не рассматривая контур, регулировать нагрузку активного элемента

$$R_p = \frac{X^2}{r_{\Pi}} = \frac{p^2 \rho^2}{r_{\Pi}} = p^2 \rho_{н.к.р.}^2.$$

Изменением p добиваются выполнения условия

$$R_{н} = R_{н.к.р.}$$

Так обстоит дело, если не учитывать выходной емкости $C_{ак}$. Студентам представляется возможность вывести выражения для $R_{н}$ с учетом выходной емкости активного элемента.

Следует заметить, что изменение $C_{ак}$ влияет на настройку контура, но на низких частотах это влияние мало. Расстройку легко устранить, изменив C или L . Студентам представляется возможность определить верхний диапазон частот, при котором изменением емкости $C_{ак}$ можно пренебречь.

Выражения для коэффициентов фильтрации (табл. 2.3) остаются справедливыми и для схем на рис. 2.35,б. Однако значение $Q_{н}$ при частичном включении увеличивается в $(1/P)$ раз. Следовательно, в $(1/P)^2$ раз уменьшается относительный уровень мощности высших гармоник.

Другие способы регулировки $Q_{н}$ и улучшения фильтрации при заданных $G_{н.к.р.}$ и G_{Π} – применение трансформаторной связи с нагрузкой (рис. 2.36,а) и частичное включение нагрузки по току (рис. 2.36,б).

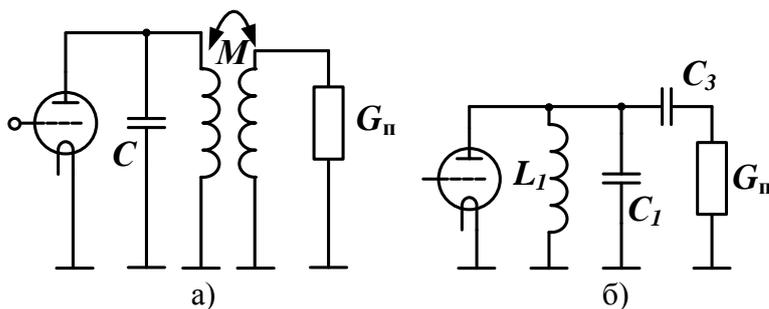


Рис. 2.36. Цепи межкаскадного согласования в ламповых усилителях мощности

Схемы, приведенные на рис. 2.36, используются преимущественно в цепях межкаскадного согласования, причем величины, характеризующие связь с нагрузкой: M – коэффициент взаимной индукции и C_3 – емкость, – делаются регулируемы.

Для ламповых усилителей характерным было отношение $\frac{G_{\Pi}}{G_{н.к.р.}} \gg 1$. Для усилителей мощности на биполярных транзисторах это отношение сравнимо с единицей, и целесообразно использовать симметричные П-образные ЦС (рис. 2.37,а).

Условие симметрии $V_1 = V_2$ дополняет систему уравнений (2.72). Так как в первом уравнении этой системы

$$e_{11} - \frac{e_{22} G_{н.к.р.}}{G_{\Pi}} = 0,$$

где элементы ϵ_{11} , ϵ_{22} определяются через реактивные проводимости B_1 , B_2 , B_3 общей схемы на рис. 2.37,а

$$\epsilon_{11} = B_1 + B_3, \quad \epsilon_{22} = B_2 + B_3 = B_1 + B_3,$$

то получим следующую запись первого уравнения системы (2.72)

$$(B_1 + B_3) \left(1 - \frac{G_{н.кр}}{G_{п}} \right) = 0.$$

Откуда следует, что

$$B_1 = -B_3. \quad (2.81)$$

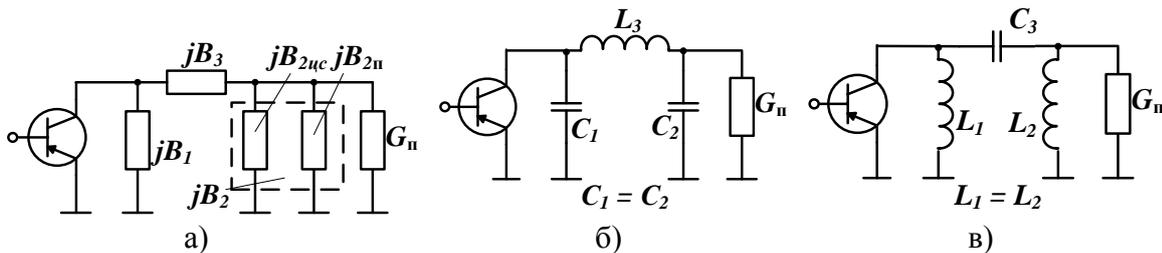


Рис. 2.37. Общая схема симметричной цепи согласования транзистора: с нагрузкой (а); простейшие схемы ее реализации при активной проводимости нагрузки (б, в)

Если считать, что $B_{п} = 0$, то из второго уравнения системы (2.72) при $G_{н.кр} \ll G_{п}$ получаем

$$B_{1п} = \pm \sqrt{G_{н.кр} G_{п}}. \quad (2.82)$$

Знаки "+" и "-" в (2.82) соответствуют двум простейшим ЦС, показанным на рис. 2.37,б и в. Следует заметить, что хотя внешне равенства (2.81) и (2.82) совпадают с (2.76) и (2.77), схемы на рис. 2.34 и 2.37 существенно отличаются. Схема на рис. 2.37, б является фильтром нижних частот и обеспечивает хорошую фильтрацию высших гармоник (не пропускает их в нагрузку). Эта схема получила применение на практике. Из общего выражения (2.75) при допущении, что $G_{п.н.} = G_{п}$, найдем коэффициент фильтрации для схемы на рис. 2.37, б.

$$F_n = n^{-2} \left[(n^2 - 2)^2 + \frac{G_{п}}{G_{н.кр}} (n^2 - 1)^2 \right]^{-1}. \quad (2.83)$$

Откуда следует, что чем больше отношение $(G_{п} / G_{н.кр})$, тем меньше F_n .

Если такой фильтрации недостаточно или реализация элементов ЦС вызывает трудности, то вместо $X_3 = \omega L_3$ на рис. 2.37, б можно последовательно включить индуктивность L_3 и емкость C_3 (рис. 2.38).

В этом случае

$$X_3 = -B_3^{-1} = \omega L_3 - \frac{1}{\omega C_3}.$$

Задаваясь отношением

$$h = -\frac{X_{3c}}{X_3} = \frac{B_3}{\omega C_3},$$

определяем из (2.81) и (2.82) все параметры этой ЦС. Коэффициент ее фильтрации равен

$$F_n = n^{-2} \left\{ \left[(n^2 - 1)(h + 1) - 1 \right]^2 + \frac{G_{\Pi}}{G_{н.кр}} (h + 1)^2 (n^2 - 1)^2 \right\}^{-1}. \quad (2.84)$$

Чем больше значение h , тем лучше коэффициент фильтрации (рис. 2.39,а).

Схемы ЦС, показанные на рис. 2.37 и 2.38, применяются как в выходных каскадах, так и в промежуточных, если следующий каскад должен возбуждаться гармоническим напряжением. В этом случае роль Y_{Π} играет нелинейная входная проводимость транзистора следующего каскада. В промежуточных каскадах часто применяют несимметричные ЦС, увеличивая B_2 (уменьшая B_1), или схемы с емкостными делителями.

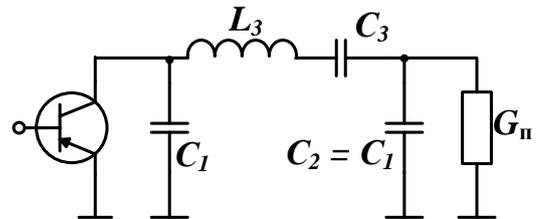


Рис. 2.38. Цепь улучшенной фильтрации

Если входная проводимость транзистора следующего каскада велика по сравнению с $G_{н.кр}$, то для реализации расчетного режима ЦС строят так, чтобы входной ток транзистора был близок к гармоническому. В этом случае последовательно с входным сопротивлением включают индуктивность ЦС. Так как здесь выполняется неравенство $r_{\Pi} \ll R_{н.кр}$, то простейшие ЦС совпадают с показанными на рис. 2.34,в и 2.35,б. Отклонение формы тока от гармонической на входе транзистора определяется нелинейностью нагрузки.

Реальные элементы ЦС не являются чисто реактивными, поэтому часть мощности, отдаваемая активным элементам, теряется в ЦС.

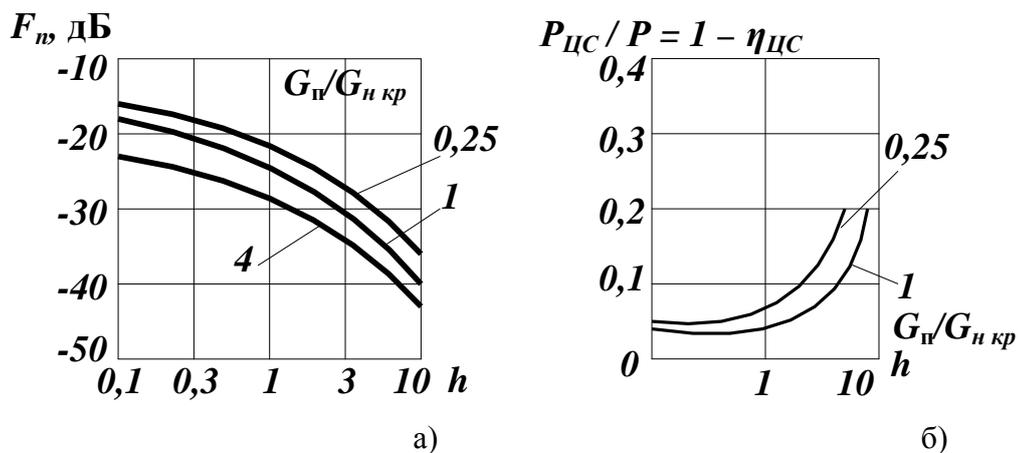


Рис. 2.39. Зависимость коэффициента фильтрации (а) и мощности потерь в ЦС (б) от параметра h

Отношение полезной мощности P_n , поглощаемой нагрузкой Y_n , к мощности генерируемой называют коэффициентом полезного действия ЦС:

$$\eta_{\text{цс}} = \frac{P_n}{P} = 1 - \frac{P_{\text{цс}}}{P},$$

где $P_{\text{цс}}$ – мощность потерь в ЦС.

В выходных каскадах стремятся получить максимальные значения $\eta_{\text{цс}}$ при выполнении требований к полосе и фильтрации. В промежуточных каскадах, если коэффициент усиления по мощности K_p выходного каскада велик и потери мощности $P_{\text{цс}}$ слабо влияют на общий КПД, допускается снижение $\eta_{\text{цс}}$.

Рассмотрим методику расчета $\eta_{\text{цс}}$ на примере схем, приведенных на рис. 2.40.

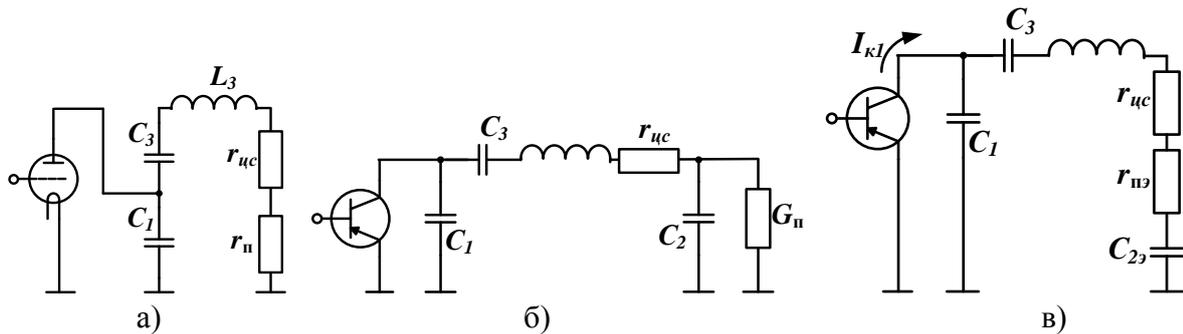


Рис. 2.40. Схемы ЦС с учетом потерь в индуктивности (а,б), эквивалентная схема (в) для расчета КПД цепи согласования (б)

Предположим, что для схемы на рис. 2.40,а потери в ЦС сосредоточены в индуктивностях и могут быть отображены введением некоторого активного сопротивления $r_{\text{цс}}$, При этом добротность индуктивности

$$Q_L = \frac{\omega L}{r_{\text{цс}}}.$$

В цепи согласования лампы с нагрузкой генерируемая мощность P рассеивается на сопротивлении $r_n + r_{\text{цс}}$, а полезная ее доля P_n – на r_n . Тогда

$$\eta_{\text{цс}} = \frac{P_n}{P} = \frac{0,5I_{\text{а1л}}^2 f}{0,5I_{\text{а1л}}^2 (r + r_{\text{цс}})} = \frac{f}{r_n + r_{\text{цс}}} = 1 - \frac{r_{\text{цс}}}{r_n + r_{\text{цс}}}. \quad (2.85)$$

Так как имеет место связь сопротивлений с добротностями:

$$r_{\text{цс}} = \frac{\omega L}{Q_L} = \frac{\rho}{Q_L}; \quad r_n = \frac{\rho}{Q_n},$$

то

$$\eta_{\text{цс}} = 1 - \frac{Q_n}{Q_L}. \quad (2.86)$$

Из (2.86) следует важный вывод: при улучшении фильтрации гармоник за счет увеличения Q_n снижается $\eta_{\text{цс}}$. Это следует учитывать и в схемах с частичным включением активного элемента в контур (рис. 2.35).

В цепи согласования транзистора с нагрузкой (рис. 2.40,б) сопротивление $r_{\text{ис}}$ и проводимость $G_{\text{п}}$ включены в разных ветвях. Поэтому для расчета $\eta_{\text{ис}}$ сначала определим сопротивление последовательной эквивалентной схемы (рис. 2.40,в) $G_{\text{н}}, jB_2$ при этом

$$r_{\text{пэ}} = \frac{G_{\text{н}}}{G_{\text{п}}^2 + B_2^2}.$$

Теперь для расчета $\eta_{\text{ис}}$ можно использовать формулу (2.85), заменив в ней $r_{\text{п}}$ на $r_{\text{пэ}}$. Вводя известный уже коэффициент $h = -X_{c3} / X_3$, запишем

$$r_{\text{ис}} = \frac{X_{3Lc}}{Q_L} = \frac{X_3 - X_3}{Q_L} = \frac{(1+h)|X_3|}{Q_L}.$$

Полагая, что добавление $r_{\text{ис}} \ll r_{\text{пэ}}$ практически не изменяет условие согласования (2.82) и настройки (2.81), в соответствии с которыми

$$B_3^2 = G_{\text{н}} G_{\text{н.кр}} = 1 / X_3^2,$$

получим

$$r_{\text{ис}} \approx \frac{1+h}{Q_L \sqrt{G_{\text{п}} G_{\text{н}}}}; \quad r_{\text{пэ}} \approx \frac{1}{G_{\text{п}} + G_{\text{н}}};$$

$$\eta_{\text{ис}} \approx 1 - \frac{r_{\text{ис}}}{r_{\text{пэ}}} = 1 - \frac{1+h}{Q_L} \left(\sqrt{\frac{G_{\text{п}}}{G_{\text{н.кр}}}} + \sqrt{\frac{G_{\text{н.кр}}}{G_{\text{п}}}} \right). \quad (2.87)$$

Из (2.87) следует вывод: в схеме на рис. 2.40,б увеличение параметра h (т.е. индуктивности L) при заданных значениях $G_{\text{п}}, G_{\text{н.кр}}$ и Q_L сопровождается уменьшением КПД цепи согласования.

Таким образом, улучшение фильтрации высших гармоник обуславливает рост мощности потерь в цепи согласования (рис. 2.39,б).

Рассмотрим методику настройки простейших цепей согласования

При настройке цепи согласования следует так подобрать реактивные элементы цепи, чтобы нагрузка активного элемента была активной и равной $G_{\text{н.кр}}$. Критерием настройки является достижение максимума мощности в нагрузке.

Наиболее проста настройка ламповой ЦС, представляющей собой контур с частичным включением. Если в схеме на рис. 2.35,а варьировать емкостью C_3 , то сильно меняется реактивная составляющая входной проводимости ЦС и слабо – активная. В тот момент, когда $B_{\text{н}} \approx 0$, то есть при настройке контура в резонанс, наблюдается максимум показаний прибора, измеряющего мощность $P_{\text{п}}$. Зафиксировав C_3 , изменим коэффициент включения p так, чтобы $P_{\text{п}}$ увеличилась. Так как изменение p приводит к изменению внесенной в контур емкости

$$C_{\text{вн}} = p^2 C_{\text{ак}},$$

то необходимо вновь подстройкой C_3 обеспечить $B_n \approx 0$ и вновь проверить максимальность P_n вариацией p . Такая последовательная настройка цепи согласования ведется до тех пор, пока не выйдем на $P_n = P_{n, \text{макс}}$, при этом $G_{n, \text{кр}} = G_n$.

Отметим, что в ламповых каскадах в момент настройки контура в резонанс наблюдается минимум тока анода и максимумы токов сеток. Это явление используют для индикации момента настройки контура в резонанс.

Следует иметь в виду, что при расстроенной нагрузке практически вся мощность, потребляемая активным элементом от источника питания, рассеивается на самом активном элементе, и при оптимальных напряжениях возбуждения и смещения его тепловой режим будет тяжелым. Поэтому настройку начинают при пониженном напряжении возбуждения $U_{\text{вх}}$ (а иногда и при пониженном напряжении питания U_{0a}) и лишь после настройки ЦС в резонанс увеличивают $U_{\text{вх}}$ до оптимального значения.

Методика настройки ЦС биполярного транзистора (рис. 2.37, в, 2.38) в следующем:

1. При имеющемся значении B_2 изменять B_3 до получения относительного максимума P_n ;

2. Изменив B_2 , снова найти относительный максимум P_n и сравнить с предыдущим. Если он больше предыдущего, изменить B_2 в ту же сторону и снова настраивать на $P_{n, \text{макс}}$. Если меньше, то изменять B_2 в другую сторону до получения $P_{n, \text{макс}}$.

В заключение отметим, что в случае невыполнения требований к фильтрации высших гармоник в выходном каскаде с простейшей одноконтурной цепью согласования активного элемента с нагрузкой или в случае малого значения $\eta_{\text{цс}}$ простейшей ЦС, применяют сложные ЦС.

Сложные цепи согласования выполняются в виде каскадного соединения простых ЦС (рис. 2.41).

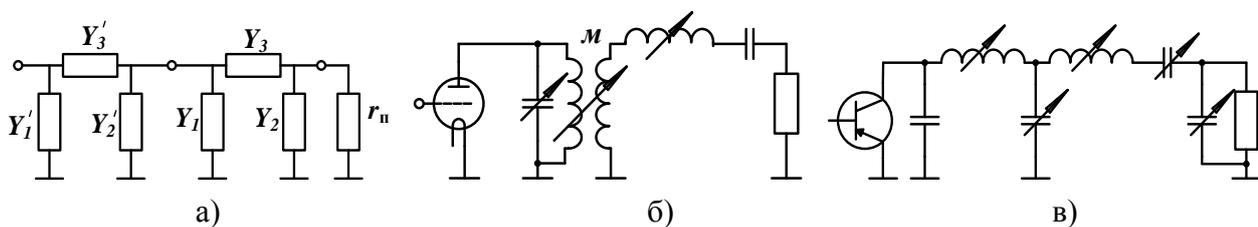


Рис. 2.41. Двухзвенная цепь согласования АЭ с нагрузкой (а) и ее варианты с трансформаторной (б) и емкостной (в) связью

В конечной ЦС r_n преобразуется в некоторое сопротивление r'_n . Это сопротивление служит нагрузкой для промежуточной ЦС. Сопротивление r'_n и элементы промежуточной цепи выбирают так, чтобы ее КПД был достаточно высок. Для оценки фильтрации гармоник необходимо найти $Z_{n, n}$ на частоте n -й

гармоники и определить активную составляющую сопротивления нагрузки $R_{н.н}$ в цепи коллектора.

Сложную ЦС с трансформаторной связью с нагрузкой (рис. 2.41, б) используют в ламповых оконечных каскадах. Эту цепь можно привести к схеме на рис. 2.41, а, если заменить трансформатор его эквивалентной схемой.

2.9. Цепи согласования активного элемента с нагрузкой в заданной полосе частот

Для генератора, работающего в диапазоне частот, конструктивно удобнее строить его каскады, согласованные в полосе частот. В рабочей полосе частот ЦС должна обеспечить постоянство мощности в нагрузке, что возможно, если входное сопротивление цепи остается близким к оптимальному для активного элемента.

На практике выходное сопротивление линейного генератора $\dot{Z}_г$ и сопротивление нагрузки $\dot{Z}_н$ являются комплексными, то есть имеют активную и реактивную составляющие. По этой причине обеспечить точное согласование генератора с нагрузкой в конечной полосе частот невозможно. Мерой неточности согласования сопротивления генератора и преобразованного ЦС сопротивления нагрузки является модуль коэффициента отражения:

$$\dot{\Gamma} = (\dot{Z}_г - \dot{Z}_н^*) / (\dot{Z}_г + \dot{Z}_н^*). \quad (2.88)$$

При $|\dot{\Gamma}| \neq 0$ мощность, поступающая в нагрузку $P_н$, равна

$$P_н = (1 - |\dot{\Gamma}|^2) P_{н.согл}, \quad (2.89)$$

где $P_{н.согл}$ – мощность в нагрузке при идеальном согласовании.

Для пояснения принципа построения широкополосных ЦС рассмотрим два важных для практики случая:

1) $\dot{Z}_г$ представляется параллельным соединением активного сопротивления и выходной емкости активного элемента $C_г$, а нагрузка чисто активная (рис. 2.42,а);

2) $C_г = 0$, а $\dot{Z}_н$ в рассматриваемой полосе частот представляется последовательным соединением $L_н$ и $R_н$ (рис. 2.42,б).

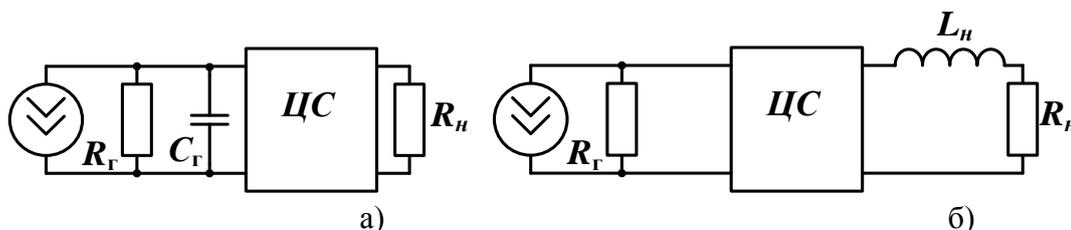


Рис. 2.42. Схемы включения широкополосной ЦС генератора, имеющую выходную емкость (а) и при $C_г = 0$ (б)

Первый случай соответствует задаче согласования выходного активного элемента с нагрузкой. Второй случай – задаче межкаскадного согласования на таких частотах, на которых в реактивной части входного сопротивления активного элемента доминируют индуктивности вводов.

Используя формулы Фано [9], можно установить связь максимально допустимой полосы согласования $\Delta\omega_{\text{согл}}$, с мерой рассогласования $|\dot{\Gamma}|$ и с параметрами генератора и нагрузки при прямоугольной частотной характеристике ЦС. Для схем на рис. 2.42,а и б эта связь имеет вид

$$\Delta\omega_{\text{согл}} = \begin{cases} \pi \left[R_r C_r \ln \left(\frac{1}{|\dot{\Gamma}|} \right) \right]^{-1}, \\ \pi \left[\left(\frac{L_n}{R_n} \right) \ln \left(\frac{1}{|\dot{\Gamma}|} \right) \right]^{-1}. \end{cases} \quad (2.90)$$

Если требуемая полоса $\Delta\omega_i$ при допустимом значении $|\dot{\Gamma}|$ меньше $\Delta\omega_{\text{согл}}$, то ЦС можно реализовать.

2.10. Умножители частоты

При построении многокаскадного генератора требуется решить задачу, как реализовать заданное умножение частоты – в одном каскаде или нескольких, где располагать умножитель частоты (УмЧ) – на месте маломощных каскадов передатчика или на его выходе, какие выбрать нелинейные элементы и т.д. Оптимальное решение зависит от соотношения энергетических показателей усилителя мощности (УМ) и УмЧ. При одинаковых показателях умножение можно осуществлять на любом уровне мощности, при худших - на малом, а при лучших – на высоком. Подробный анализ решения этой задачи в [7] позволяет сделать следующие выводы:

1. УмЧ на транзисторах или на лампах целесообразно применять на малом уровне мощности с коэффициентом умножения $n = 2; 3$, так как энергетические показатели при $n \geq 4$ существенно ухудшаются;
2. При ограниченной высоте импульса выходного тока угол отсечки следует брать оптимальным

$$\theta_n = \frac{120^\circ}{n} = \theta_{\text{опт}}.$$

Это требование важно выполнять, так как отклонение θ_n от $\theta_{\text{опт}}$ существенно ухудшает энергетические показатели;

3. В УмЧ целесообразно использовать нелинейный элемент НЭ с возможно меньшей реакцией выходного напряжения на выходной ток.

Схемы транзисторных и ламповых умножителей частоты и их расчет ничем не отличаются от рассмотренных схем ГВВ. Однако нужно помнить, что вы-

ходные цепи настраиваются на кратную частоту. На рис. 2.43 приведена схема транзисторного умножителя частоты.

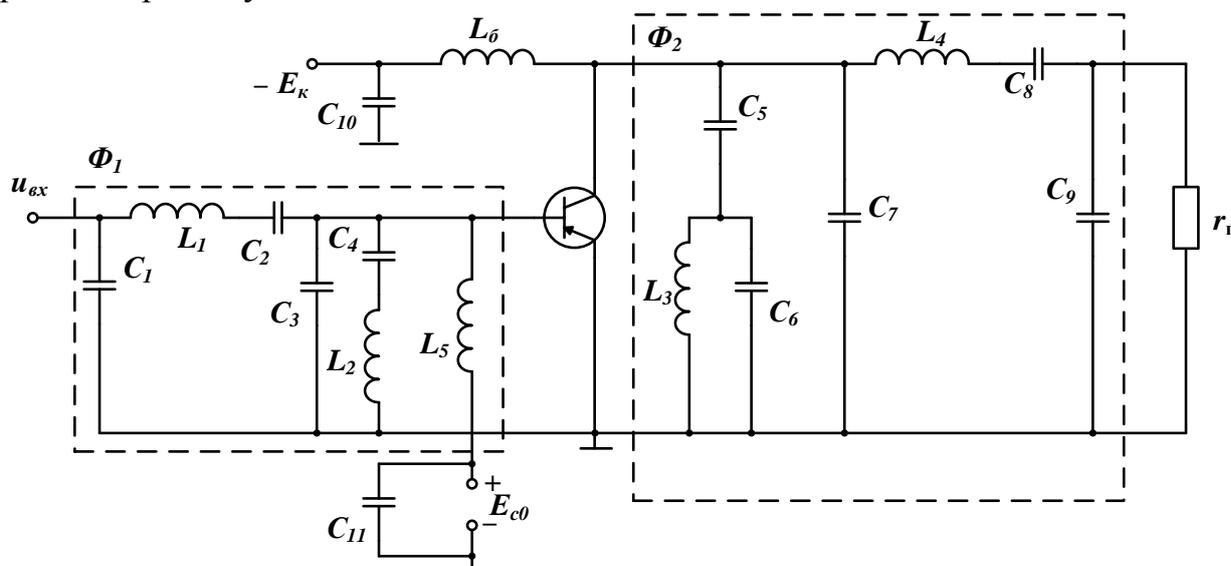


Рис. 2.43. Схема транзисторного умножителя частоты

Фильтры Φ_1 и Φ_2 создают напряжения гармонической формы на базе и коллекторе. Для этого требуется, чтобы сопротивления фильтров со стороны транзистора были малыми на всех частотах, кроме $\omega_{\text{вх}}$ для Φ_1 и $n\omega_{\text{вх}}$ для Φ_2 . На входе и выходе каскада кроме П-фильтров (C_1, L_1, C_2, C_3 и C_7, L_4, C_8, C_9) включены дополнительные элементы: C_4, L_2 и C_6, L_3, C_5 . Параметры их выбираются так, чтобы резонансная частота контуров C_4, L_2 и C_6, L_3 совпадала с $n\omega_{\text{вх}}$, а сопротивление емкости C_5 на частоте $\omega_{\text{вх}}$ было равно индуктивному сопротивлению контура C_6, L_3 . В итоге оказываются закороченными база с эмиттером на частоте $n\omega_{\text{вх}}$ и коллектор с эмиттером на частоте $\omega_{\text{вх}}$.

С помощью входного П-фильтра на частоте $\omega_{\text{вх}}$ обеспечивается оптимальное согласование с предыдущим каскадом. Выходной П-фильтр создает на частоте $n\omega_{\text{вх}}$ оптимальную нагрузку для транзистора.

В диапазоне СВЧ, наряду с транзисторными, широкое применение получили диодные умножители частоты. Применение диодных умножителей вызвано освоением более коротковолновой части СВЧ диапазона на основе полупроводниковых генераторов.

Как и в умножителях частоты на трехполюсных активных элементах, здесь так же используются нелинейные свойства диода:

- 1) нелинейная зависимость тока от напряжения $U_{\text{вх}}$ в области прямой проводимости;
- 2) нелинейная зависимость емкости от напряжения в области обратной проводимости;
- 3) нелинейная зависимость между накоплением заряда в период прямой проводимости и потерей его в период обратной проводимости. В зависимости

от того, какое свойство диода используется, различают умножители на диодах с нелинейным сопротивлением, нелинейной емкостью и умножители на диодах с накоплением заряда.

Умножители на диодах с нелинейным сопротивлением были первыми умножителями. Им присущ недостаток ламповых и транзисторных умножителей: с ростом кратности умножения амплитуда выделяемых гармоник резко убывает. Коэффициент полезного действия, определяемый как отношение мощности, выделяемой n -й гармонике, к мощности входного сигнала, не превышает величины, обратной квадрату кратности умножения n :

$$\eta = \frac{P_n}{P_1} \leq \frac{1}{n^2}. \quad (2.92)$$

Энергетически выгодны диодные умножители с нелинейной емкостью, которая проявляется у любого полупроводникового диода, работающего в области обратной проводимости. Однако наибольшее применение нашли варакторные диоды, которые имеют весьма малые потери в СВЧ диапазоне.

Рассмотрим принцип действия умножителя частоты на диодах с нелинейной емкостью (рис. 2.44). В обеих схемах диод закрыт напряжением источника E_{oa} . При подаче на диод переменного напряжения $u(t)$ изменяется величина заряда на емкости диода и ток через диод

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}[uc(u + E_{oa})].$$

Так как емкость является нелинейной функцией напряжения, то даже при гармоническом изменении напряжения $u(t)$ протекающий ток будет несинусоидальный и содержит большое число гармонических составляющих, одна из которых отфильтровывается в нагрузку.

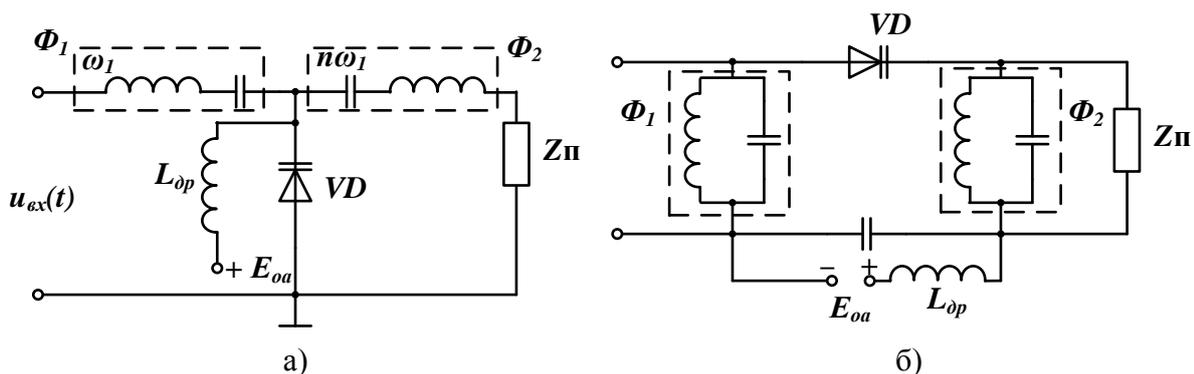


Рис. 2.44 Параллельная (а) и последовательная схемы (б) умножителей частоты на диодах с нелинейной емкостью

На практике КПД удвоителя и утроителя частоты можно обеспечить до 70%. С ростом кратности умножения КПД падает.

Достоинство параллельной схемы (рис. 2.44,а) в том, что диод соединен с корпусом и, следовательно, упрощается задача его охлаждения. Наличие об-

щей точки соединения фильтров Φ_1 и Φ_2 в последовательной схеме (рис 2.44,б) облегчает конструктивное выполнение умножителя.

Последовательная схема применяется на более высоких частотах, где трудно создать последовательные контуры с высокой добротностью, но легко получить высокую добротность в параллельных контурах.

Перспективными для умножения частоты являются диоды с накоплением заряда. В этом случае ток, протекающий через диод при входном гармоническом сигнале, содержит высшие гармоники значительной интенсивности, что позволяет достичь КПД до 30% при $n = 20$.

3. ГЕНЕРИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

3.1. Особенности генераторных ламп сверхвысоких частот

В диапазоне частот от 0,3 ГГц до 3 ГГц в качестве генераторных приборов большого уровня мощности могут использоваться конструктивно приспособленные электронные лампы: триоды и тетроды [3].

С увеличением частоты генерируемых колебаний на работу электронно-вакуумных ламп существенное влияние оказывает инерционность электронного потока. На рис. 3.1 показана пространственно-временная диаграмма для триода. Диаграмма представляет собой зависимость координаты электрона в межэлектродном пространстве от времени, то есть траекторию движения. По оси X показаны положения катода, сетки и анода. Ниже, под диаграммой, изображены зависимости u_c – напряжение на сетке, i_c – ток сетки, i_a – ток анода.

Напряжение на сетке представляет сумму напряжения смещения $U_{см}$ и синусоидального возбуждающего напряжения амплитуды u_c :

$$u_{см} = U_c + U \sin \omega t.$$

Сеточный ток возникает в момент времени t_1 , когда напряжение на сетке достигает значения U_{c0} – напряжения открытия лампы. Этот наведенный ток вызван движением электронов в пространстве сетка-катод. Сеточный ток увеличивается до момента времени t_2 , когда электроны начинают пересекать плоскость сетки, так как электроны, движущиеся в промежутке сетка-анод, будут наводить в сеточной цепи противоположно направленную составляющую тока.

Как только первые электроны пересекут плоскость сетки, в момент времени t_2 , появится анодный ток, наводимый электронами, движущимися в пространстве сетка-анод.

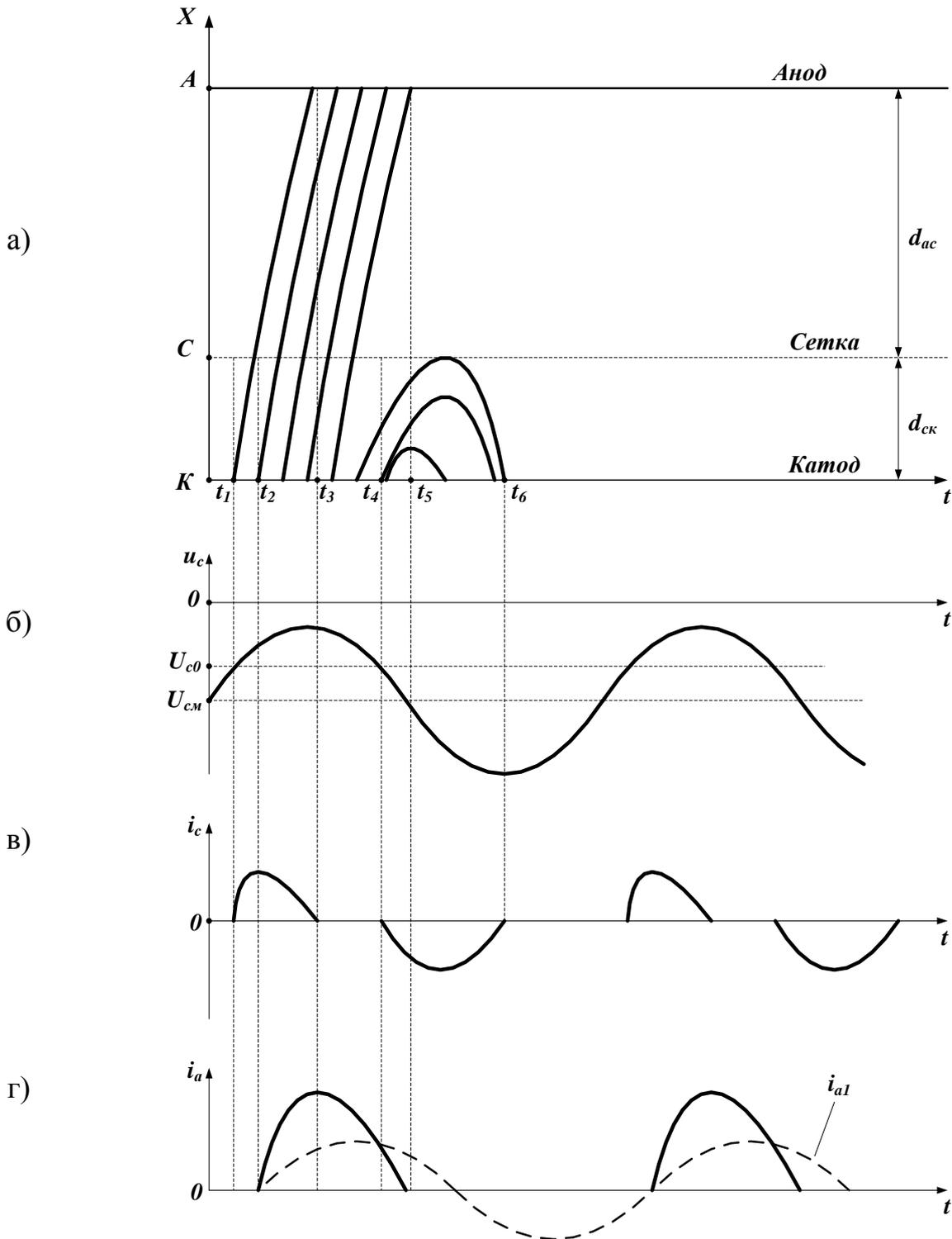


Рис. 3.1. Пространственно-временная диаграмма движения электронов в триоде – а, напряжение на сетке – б, ток сетки – в, ток анода – г

В момент времени t_3 , когда первые электроны достигают анода, противоположно направленные составляющие сеточного тока, наводимые электронами в пространстве сетка-катод и сетка-анод, становятся равными, и ток сетки практически равен нулю.

В момент времени t_4 напряжение на сетке уменьшается до U_{c0} и электроны начинают тормозиться полем сетки. Электроны, не успевшие пролететь плоскость сетки, возвращаются к катоду. В результате появляется обратный ток сетки, наводимый электронами, движущимися к катоду. Ток сетки прекратится в момент времени t_6 , когда последний электрон, вылетевший с поверхности катода в положительную полуволну напряжения возбуждения, вернется обратно на катод. Кинетическая энергия электронов, вернувшихся на катод, преобразуется в тепловую, что вызывает добавочный разогрев катода, снижающий энергетические показатели генератора.

Ток анода прекратится в момент времени t_5 , когда последние электроны, прошедшие плоскость сетки, достигнут анода.

Спектр последовательности импульсов анодного тока содержит первую гармонику

$$i_{a1} = I_{m1} \sin(\omega t + \varphi_1),$$

сдвинутую по фазе относительно возбуждающего напряжения u_c на величину $\varphi_1 = \omega t_2$. Так как первая гармоника анодного тока вносит энергию в колебательный контур, то между контурным током и током первой гармоники возникает фазовый сдвиг φ_1 . Появление этого фазового сдвига (см. п.1.2) уменьшает генерируемую колебательную мощность и снижает КПД генератора.

Предельное снижение КПД имеет место при $\varphi_1 = \pi/3$. В этом случае $t_2 = \frac{1}{6}T = \frac{1}{6f}$. Из равноускоренного движения электронов в пространстве сетка-катод расстояние d_{ck} равно

$$d_{ck} = \frac{at^2}{2},$$

где a – ускорение электрона находится из второго закона Ньютона:

$$m_e a = F; \quad F_k = eE; \quad E = U_{ck} / d,$$

где F – сила Кулона; e , m_e – заряд и масса электрона соответственно.

Так как $t = t_2 = \frac{1}{6f}$, то

$$d_{ck} = \frac{at^2}{2} = \frac{a}{2} \left(\frac{1}{6f} \right)^2 = \frac{F_k}{2m_e} \left(\frac{1}{6f} \right)^2 = \frac{eU_c}{2m_e d_c} \left(\frac{1}{6f} \right)^2$$

или

$$d_{ck}^2 = \frac{eU_c}{2m_e} \left(\frac{1}{6f} \right)^2; \quad d_{ck} = \frac{1}{6f} \sqrt{\frac{e}{2m_e}} \sqrt{U_c}.$$

Умножим левую и правую части последнего выражения на C – скорость света и учтем, что $C / f = \lambda$ – длина волны. Тогда

$$Cd_{ck} = \frac{\lambda}{6} \sqrt{\frac{e}{2m_e}} \sqrt{U_c}.$$

Откуда находим предельное минимальное значение длины волны генерируемых колебаний

$$\lambda = \frac{Cd_{ck} \cdot 6}{\sqrt{e/2m_e} \sqrt{U_c}} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6 \cdot d_{ck}}{\sqrt{1,6 \cdot 10^{-19} / 2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_c}},$$

$$\lambda \approx 6 \cdot 10^3 d_{ck} / \sqrt{U_c}.$$

Таким образом, длина волны генерируемых колебаний должна удовлетворять условию

$$\lambda \geq 6 \cdot 10^3 d_{ck} / \sqrt{U_c}. \quad (3.1)$$

Индуктивность выводов лампы и межэлектродные емкости также приводят к ухудшению энергетических характеристик [3].

На рис. 3.2, а показана эквивалентная схема лампы, а на рис. 3.2, б – векторная диаграмма токов и напряжений на выходе лампы.

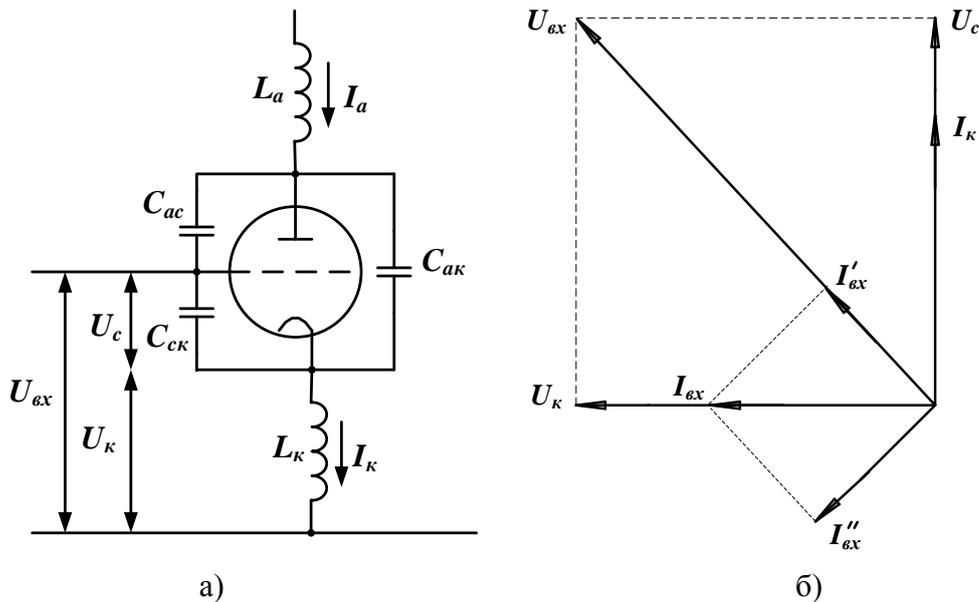


Рис. 3.2. Эквивалентная схема лампы – а, векторная диаграмма токов и напряжений на входе лампы – б

Действующее комплексное значение первой гармоники катодного тока \dot{I}_k приближенно можно считать в фазе с возбуждающим напряжением \dot{U}_c . Напряжение на индуктивности катодного вывода \dot{U}_k опережает \dot{I}_k и \dot{U}_c по фазе на 90° . Входное напряжение $\dot{U}_{вх}$ определяется векторной суммой \dot{U}_c и \dot{U}_k и сдвинуто по фазе относительно \dot{I}_k . Первая гармоника входного тока равна первой гармонике тока сетки лампы, а вектор действующего комплексного значения $\dot{I}_{вх}$ определяется емкостью C_{ck} и опережает \dot{U}_c на 90° . Ток $\dot{I}_{вх}$ можно разложить на активную составляющую $\dot{I}'_{вх}$, совпадающую с вектором $\dot{U}_{вх}$, и реактивную составляющую $\dot{I}''_{вх}$, ортогональную $\dot{U}_{вх}$.

Активная составляющая входного тока $I'_{вх}$ является причиной появления входной проводимости лампы $g_{вх} \approx \omega^2 L_k S C_{ск}$, где S – крутизна входной характеристики лампы в точке покоя. Появление активной входной проводимости свидетельствует о переносе части мощности входного сигнала в выходную цепь за счет наличия обратной связи, обусловленной индуктивностью общего катодного вывода и межэлектродной емкостью $C_{ск}$. Это явление приводит к снижению коэффициента усиления лампового генератора по мощности:

$$K_{рвбх} \frac{P_{вх}}{P_{вх}}$$

С целью максимального уменьшения вредного влияния времени пролета электронами межэлектродного пространства, индуктивности выводов и межэлектродных емкостей на энергетические характеристики генератора для СВЧ диапазона были разработаны специальные конструкции металлокерамических ламп с плоскопараллельными электродами. На рис. 3.3 показана типовая конструкция генераторного металлокерамического триода.

Для уменьшения времени пролета расстояния между электродами в металлокерамических лампах составляют от сотых долей до 1 мм, а сами электроды имеют очень малую площадь. Уменьшение площади электродов приводит к необходимости увеличения плотности тока. В металлокерамических триодах используются подогреваемые катоды, позволяющие получить плотность тока более 2А/см^2 . Большая плотность токов при малых размерах электродов лампы требует принудительного охлаждения. С этой целью лампы имеют радиаторы для воздушного или жидкостного охлаждения.

Выводы металлокерамических ламп обычно выполняют в виде дисков, колец или цилиндров большого диаметра, что обеспечивает малую индуктивность выводов и удобное сопряжение с колебательными системами резонансного типа СВЧ диапазона (см. рис. 1.10, 1.11). Выводы электродов припаиваются к керамическим кольцам, с помощью которых обеспечиваются вакуумно-плотная герметизация межэлектродного пространства, высокая точность установки электродов и механическая жесткость конструкции лампы. Кроме того, высокочастотная керамика на основе оксидов алюминия и титана имеет малые диэлектрические потери на СВЧ, что повышает собственную добротность цепей связи лампы с колебательными системами (см. рис. 1.11).

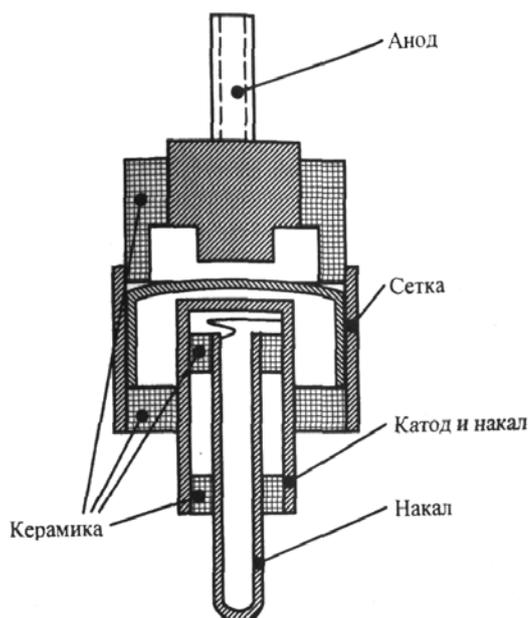


Рис. 3.3. Типовая конструкция металлокерамического триода

Современные металлокерамические лампы позволяют в дециметровом диапазоне длин волн генерировать колебательную мощность в несколько сотен киловатт при КПД 60...70 %. В импульсных режимах работы ламповые генераторы СВЧ позволяют получить мощности до единиц мегаватт. В сантиметровом диапазоне ламповые генераторы обеспечивают уровни мощности в сотни ватт. Время наработки на отказ у современных металлокерамических ламп составляет до 10 тыс. ч.

Таким образом, электронные лампы применяются в качестве генераторных приборов СВЧ; их конструкция снижает отрицательное действие инерции электронов и межэлектродные емкости на КПД генератора. Однако, с увеличением частоты генерируемых колебаний проявление инерционных и емкостных свойств ламп возрастает, и в сантиметровом диапазоне длин волн находят применение другие генераторные приборы: клистроны, магнетроны, лампы бегущей и обратной волны.

3.2. Пролетный клистрон

Особенностью физических процессов на сверхвысоких частотах является невозможность пренебречь инерцией электронов. Если в электронных лампах на сравнительно низких частотах модуляция электронного потока осуществляется электростатическим воздействием на пространственный заряд электронного облака вблизи катода, то с ростом частоты сигнала на управляющей сетке лампы время пролета электронов пространства сетка-катод вносит фазовый сдвиг $\omega t_{\text{прол}} > 1$ между управляющим напряжением и анодным током первой гармоники. Эту главную причину ограничения применения ламп по частотному диапазону можно устранить, если разделить два процесса: модуляцию электронного потока по скорости и модуляцию электронного потока по плотности. Эта идея разделения модуляций реализована с помощью создания пространства дрейфа и с помощью создания пространства тормозящего поля. Электронно-вакуумные приборы с пространством дрейфа называются пролетные клистроны, а с пространством торможения – отражательные клистроны.

3.2.1. Физические процессы в пролетном клистроне

Схема двухрезонаторного клистрона с двумя областями взаимодействия и одним пролетным пространством приведена на рис. 3.4, а. Электронная пушка 1, состоящая из подогревателя катода и электростатической фокусировки электронов, создает равномерный поток электронов. Без учета кулоновских сил расталкивания между электронами в потоке скорость электронов равна $v_0 = \sqrt{2\eta U_0}$, где $\eta = e / \sqrt{2m} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} / 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ Кг} \approx 1,76 \cdot 10^{12} \text{ В}^{1/2} / \text{с}$.

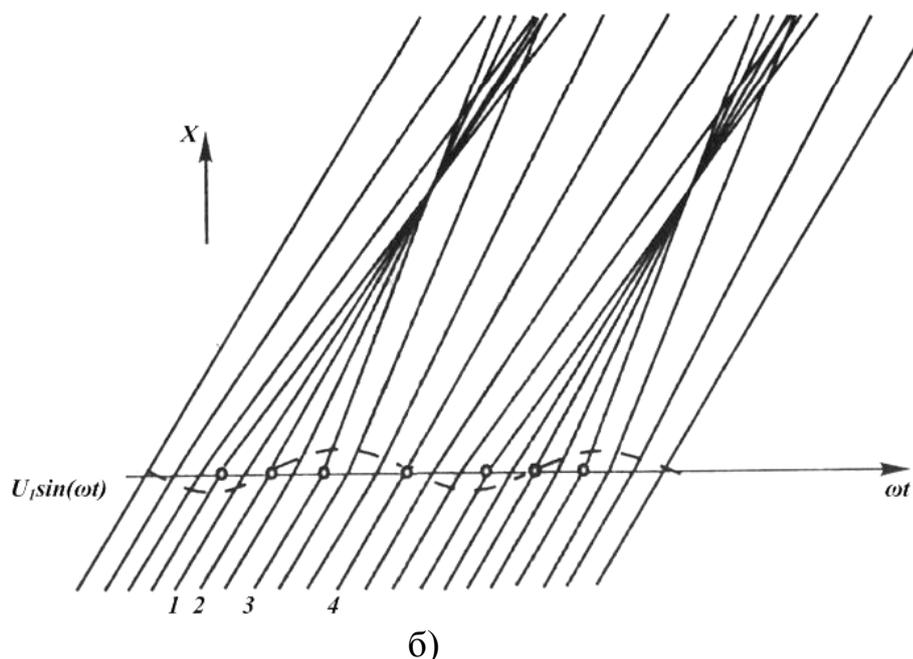
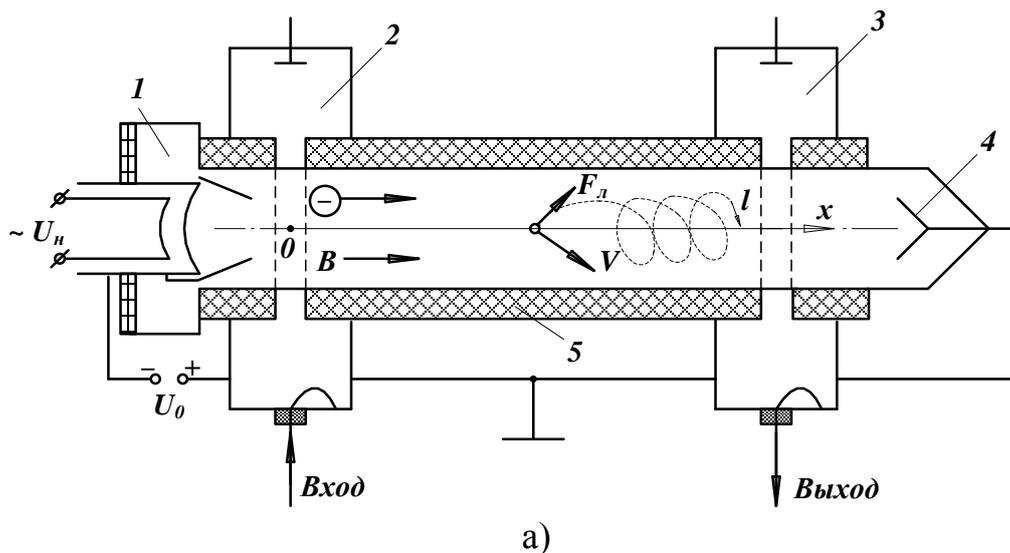


Рис. 3.4. К пояснению принципа работы пролетного клистрона:
 а – схема двухрезонаторного клистрона; б – пространственно-временная
 диаграмма группирования электронов

Таким образом, электрическая энергия источника постоянного напряжения U_0 преобразуется в кинетическую энергию электронов $W_k = mv_0^2 / 2$, то есть реализуется первый принцип генерирования электромагнитных колебаний (см. п.1.3).

Однородный по скорости и плотности электронный поток влетает в пространство взаимодействия с СВЧ полем нагруженного резонатора 2. Поле в этом резонаторе возбуждается входным СВЧ сигналом. Этот входной резонатор имеет подстройку в виде, например, перемещения плунжера. Входной резонатор настраивается на частоту входного сигнала (точнее, на частоту несущего сигнала). В пространстве между двумя сетками входного резонатора электроны взаимодействуют с СВЧ полем. Это пространство является модулятором электронного потока по скорости.

Будем считать, что время пролета электрона через модулятор мало по сравнению с периодом СВЧ поля. В этом случае действующее на каждый электрон поле приближенно можно считать статическим. Тогда для каждого из электронов можно записать закон сохранения энергии

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eU_1 \sin \omega t,$$

где ωt – фаза влета электрона в модулятор. Скорость электронов на выходе из модулятора

$$v = v_0 \sqrt{1 + \xi \sin \omega t} = v_0 \left\{ 1 - \frac{1}{16} \xi^2 + \frac{1}{2} \xi \sin \omega t + \frac{1}{16} \xi^2 \sin 2\omega t + \dots \right\}, \quad (3.2)$$

где $\xi = U_1 / U_0$.

Полагая, что $\xi \ll 1$, получим следующее выражение для скорости электронов:

$$v = v_0 \left(1 + \frac{1}{2} \xi \sin \omega t \right). \quad (3.3)$$

Таким образом, в пространстве взаимодействия электронного потока с СВЧ полем (пространство между двумя сетками входного резонатора) реализуется второй принцип генерирования электромагнитных колебаний: модуляция электронного потока по скорости.

Третий принцип генерирования – модуляция электронного потока по плотности реализуется в пространстве дрейфа, то есть в пространстве между второй сеткой входного резонатора и первой сеткой выходного резонатора 3, настроенного на несущую частоту входного сигнала в режиме усиления мощности или на кратную гармонику несущего сигнала в режиме умножения частоты. Так как электрические потенциалы входного и выходного резонаторов одинаковые, то в этом пространстве отсутствует электрическое поле и электроны дрейфуют с собственными скоростями, зависящими от фазы влета ωt в модулятор. Процесс перехода модуляции электронного потока по скорости в неоднородный по плотности электронный поток поясняется пространственно-временной диаграммой (рис. 3.4. б). До влета в пространство взаимодействия входного резонатора скорости всех электронов равны v_0 и их траектории параллельны. Электрон 2 влетает в пространство взаимодействия в момент перехода высокочастотного напряжения с тормозящей фазы на ускоряющую. Его скорость не изменится, но на некотором расстоянии $x = l$ вокруг электрона 2 образуется сгусток (облако) электронов. Причина образования сгустка в том, что более быстрые электроны догоняют более медленные электроны. Для некоторого фиксированного момента времени t и фазы влета $\varphi = \omega t$ в пространстве взаимодействия находится не один электрон, а слой электронного потока. Следовательно, в сгусток собираются слои электронов для всех значений фаз $\varphi \in [\omega t_1, \omega t_3]$, где ωt_1 – фаза влета слоя 1, ωt_3 – фаза влета слоя 3. На расстоя-

нии $x = l$ в области электрона 4 образуется разряжение электронного потока, вызванное расхождением траекторий из-за смены СВЧ поля в модуляторе с ускоряющей фазы на замедляющую.

Четвертый принцип генерирования – движение сгустков электронов в тормозящей фазе СВЧ поля колебательной системы реализуется размещением пространства взаимодействия выходного резонатора на расстоянии $x = l$ от пространства взаимодействия входного резонатора, где ось X направлена вдоль оси симметрии пролетного клистрона. При настройке выходного резонатора на частоты несущего сигнала сгусток электронов будет двигаться в тормозящей фазе СВЧ поля пространства взаимодействия (п.1.3), если время пролета определяется выражением (1.20), то есть равно половине периода колебаний. Условие движения сгустка в тормозящей фазе выполняется автоматически, при этом часть кинетической энергии сгустков переходит в энергию СВЧ колебаний и мощность сигнала на выходе увеличивается.

Электроны, прошедшие пространство взаимодействия выходного резонатора и частично потерявшие кинетическую энергию, попадают на коллектор 4, при этом их кинетическая энергия превращается в тепловую, а при большой остаточной скорости дополнительно возникает жесткое электромагнитное излучение.

Управляющее напряжение в пространстве взаимодействия входного резонатора в течение полупериода ускоряет электроны, отдавая им СВЧ энергию резонатора, но в течение следующего полупериода электроны тормозятся и возвращают резонатору ровно столько же СВЧ энергии. Поэтому источник возбуждения затрачивает свою энергию практически только на потери в самом резонаторе (в основном тепловые потери. Эти потери крайне малы, так как стенки резонатора имеют высокую проводимость σ). При высокой добротности (1.10) резонаторов в клистронных усилителях могут быть получены высокие значения коэффициента усиления входного сигнала.

Технологически пролетный клистрон изготавливается в виде цилиндрической трубы, закрытой с торцов. Внутри трубы обеспечивается глубокий вакуум. Труба изготавливается из материала (стекло, керамика, металл) с высокой магнитной проницаемостью. Внутренняя поверхность трубы покрыта металлической пленкой с высокой проводимостью для уменьшения уровня шумов тока осевших электронов. Для уменьшения этого тока в клистронах применяется магнитная или электростатическая фокусировка электронного потока. На рис. 3.4,а показана магнитная фокусировка с помощью постоянного цилиндрического электромагнита 5. Силовые линии магнитного поля строго совпадают с направлением оси симметрии клистрона. Если вектор скорости движения электрона \vec{v} будет составлять угол с вектором магнитной индукции \vec{B} , то возникает сила Лоренца $\vec{F}_L = e(\vec{v} \times \vec{B})$. Модуль этой силы $F_L = evB \sin \alpha$, где α угол между векторами \vec{v} и \vec{B} . Сила Лоренца заставляет двигаться электро-

ны по спиральной траектории в направлении оси симметрии. В результате такого движения изменяется фаза пролета электронами пространства дрейфа, что снижает КПД клистрона.

Энергетические характеристики (коэффициент усиления по мощности, мощность выходного сигнала, КПД) пролетного клистрона можно значительно улучшить увеличением плотности электронных сгустков. Для этой цели между входным и выходным нагруженными резонаторами включают несколько ненагруженных резонаторов (не более четырех). На рис. 3.5, а схематично показан пролетный клистрон с двумя ненагруженными резонаторами и магнитной фокусировкой электронного потока. На рис. 3.5, б показан клистрон с электростатической фокусировкой в виде электростатических линз, представляющих собой кольцевые электроды, соединенные с электронной пушкой. Для отвода тепла от коллектора применяется принудительное охлаждение.

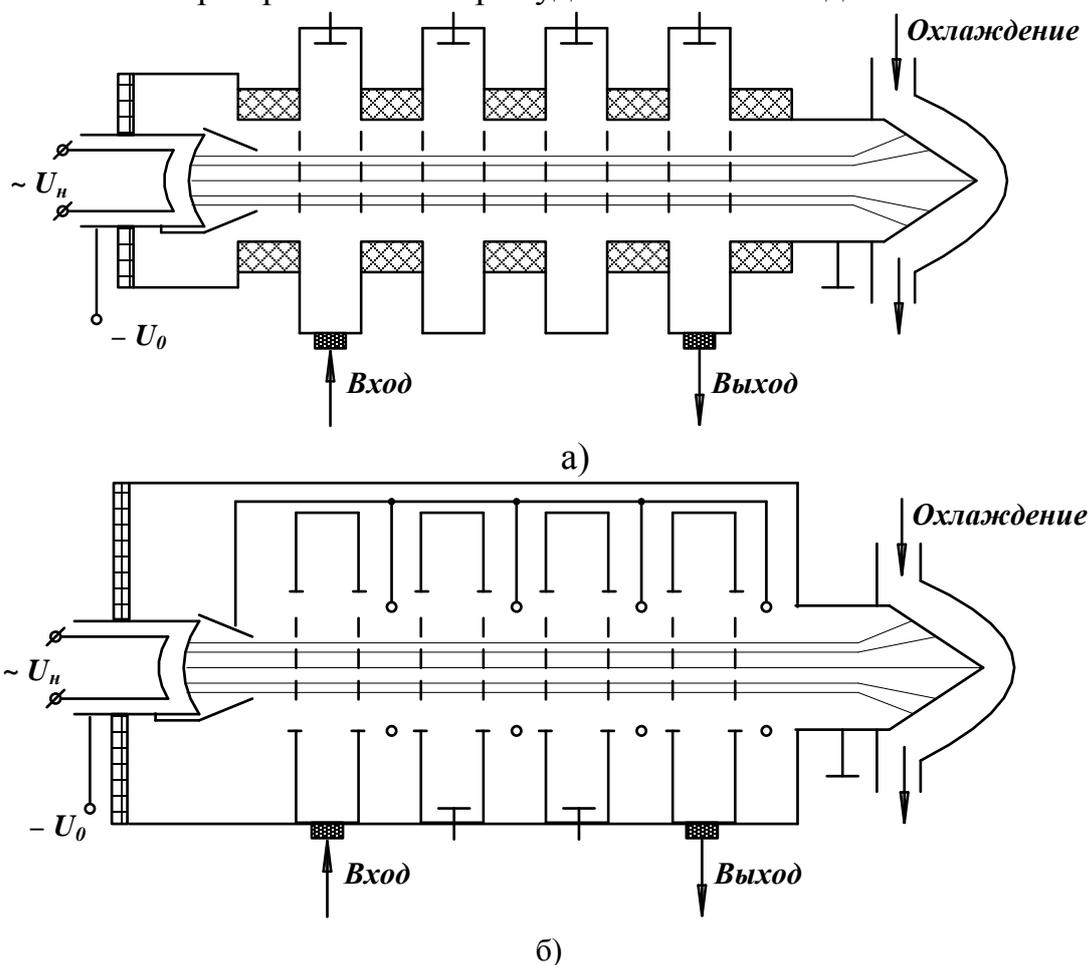


Рис. 3.5. Пролетные клистроны с двумя ненагруженными резонаторами: а – с магнитной фокусировкой; б – с электростатической фокусировкой

Ненагруженные резонаторы имеют более высокую добротность, чем нагруженные. Мощное СВЧ поле в пространстве взаимодействия этих резонаторов осуществляет дополнительную модуляцию электронного потока по скорости, а в пространствах дрейфа дополнительная скоростная модуляция переходит в глубокую модуляцию по плотности. В результате плотность электрон-

ных сгустков существенно увеличивается, они становятся компактными, то есть занимают меньший объем. Такие сгустки, пролетая пространство взаимодействия выходного резонатора, генерируют в нем более мощное СВЧ поле. Ненагруженные резонаторы устанавливаются в местах пересечения траекторий (образования сгустков).

Усилители сигнала на пролетных клистронах являются узкополосными с относительной шириной рабочего диапазона частот 0,5...1%. Для расширения рабочей полосы частот используют расстройку входного и ненагруженных резонаторов. Добротность выходного резонатора значительно меньше добротностей входного и ненагруженных резонаторов и его полоса пропускания шире. По этой причине выходной резонатор не расстраивают. Расстройкой входного и ненагруженных резонаторов получают ширину рабочей полосы частот до 5%, при этом несколько ухудшаются энергетические характеристики клистрона.

3.2.2. Ток в пролетном клистроне

Выражение (3.3) для модулированного по скорости электронного потока получено в предположении нулевого времени пролета пространства взаимодействия входного резонатора и $\xi \ll 1$. Если время пролета $t_1 \neq 0$ или, что тоже самое, угол пролета ωt_1 конечен, то для нахождения закона модуляции необходимо проинтегрировать уравнение движения электрона в поле модулирующего зазора протяженностью d , [10]

$$\ddot{x} = \eta \frac{U_1}{d} \sin \omega t \quad (3.4)$$

при начальных условиях $\omega t = \omega t_1$, $\dot{x} = v_0$, $x = 0$.

В случае слабого сигнала ($\xi \ll 1$) имеет место следующее приближенное выражение:

$$v = v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin \left(\omega t_1 + \frac{\varphi_0}{2} \right) \right], \quad (3.5)$$

где $\varphi_0 = \omega d / v_0$ – невозмущенный угол пролета (угол пролета в отсутствии СВЧ поля);

$$M = \sin \left(\frac{\varphi_0}{2} \right) / \left(\frac{\varphi_0}{2} \right) - \quad (3.6)$$

параметр эффективности модуляции. Вид зависимости $M(\varphi)$ показан на рис. 3.6.

Выражение (3.5) является приближенным, однако при малых, но конечных значениях ξ , оно достаточно хорошо описывает скоростную модуляцию. При $\varphi_0 = 0$ значение $M = 1$ и выражение (3.5) сводится к ранее полученному для скоростной модуляции (3.3).

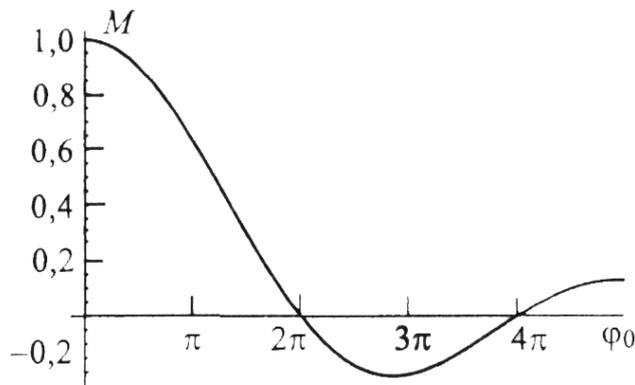


Рис. 3.6. Зависимость параметра эффективности модуляции от невозмущенного угла пролета φ_0

В связи с технологическими трудностями невозможно сколь угодно уменьшать зазор модулятора d , а следовательно, величину невозмущенного угла пролета для достижения максимального значения параметра эффективности модуляции. В реальных пролетных клистронах $\varphi_0 \in \left[\frac{\pi}{2}, \pi \right]$, что соответ-

ствует $M \approx 0,9 \dots 0,6$.

Для нахождения зависимости тока в клистроне от эффективности модуляции и протяженности дрейфового пространства найдем угол пролета θ электрона до некоторой плоскости, находящейся на расстоянии l от середины модулятора. Время прибытия электронов в данную плоскость равно

$$t = t_1 + \frac{l}{v} = t_1 + \frac{l}{v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin(\omega t_1) \right]}.$$

При малом параметре $\xi \ll 1$ выражение $\frac{1}{2} \xi M \sin(\omega t_1) \ll 1$. Тогда можно использовать приближение $1 + \alpha \approx e^\alpha$, $1/e^\alpha = e^{-\alpha} \approx 1 - \alpha$. С учетом этого замечания выражение для времени пролета примет вид

$$t \approx t_1 + \frac{l}{v_0} \left[1 - \frac{1}{2} \xi M \sin(\omega t_1) \right],$$

а угол пролета

$$\theta = (t - t_1) \omega = \frac{l\omega}{v_0} - \frac{l\omega}{v_0} \cdot \frac{\xi M}{2} \sin \omega t_1 = \theta_0 - X \sin \omega t_1. \quad (3.7)$$

В выражении (3.7) величина

$$X = \theta_0 \xi M / 2 \quad (3.8)$$

называется параметром группирования электронного потока в сгустки; $\theta_0 = \frac{l\omega}{v_0}$ – угол пролета невозмущенными электронами пространства дрейфа длиной l ; t_1 – время влета электронов в середину модулятора, от которой отсчитывается l (см. рис. 3.4, а). Несмотря на то, что $\xi \ll 1$, параметр группирования может быть и не малым, так как $\theta_0 \approx l$ может принимать любые значения.

Определим теперь зависимость модулированного по плотности тока от времени на расстоянии l от середины модулятора. Полагаем, что I_0 – ток элект-

тронной пушки известен. На основании закона сохранения заряда для слоя электронов, проходящих плоскость $X = 0$ за время dt_1 , а затем плоскость $X = l$ за время dt можно записать

$$i(0, t_1) dt_1 = I_0 dt_1 = i(l, t) dt,$$

откуда для модулированного по плотности тока получаем

$$i = I_0 \left| \frac{dt_1}{dt} \right|.$$

Дифференцируя (3.7) по переменной t_1 , находим

$$i(l, t) = \frac{I_0}{1 - X \cos \omega t_1}. \quad (3.9)$$

На рис. 3.7 представлены зависимости модулированного по плотности тока от начальной фазы влета в пространство дрейфа для различных значений параметра группирования.

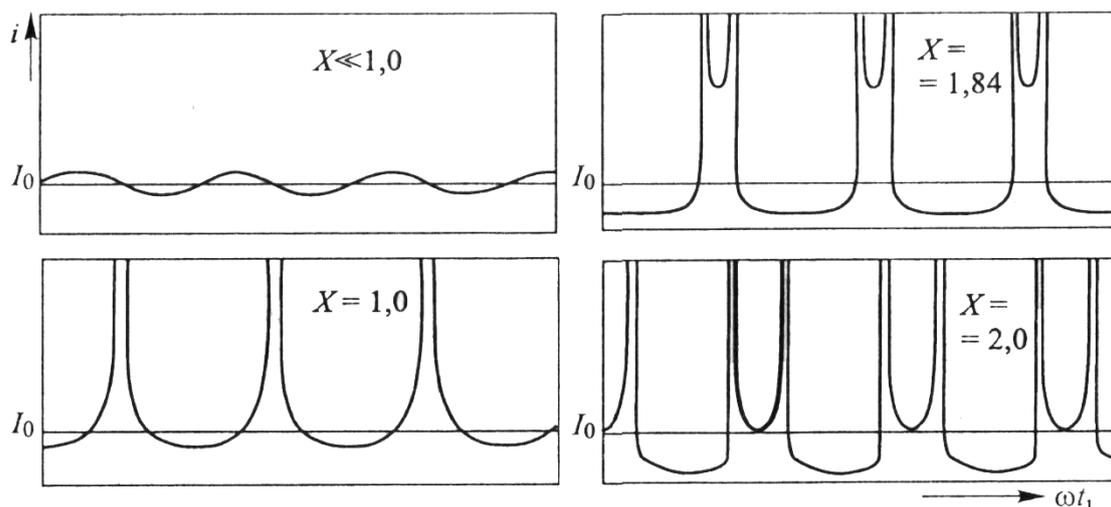


Рис. 3.7. Зависимость тока пучка от начальной фазы влета электронов для различных значений X [10]

При $X \ll 1$ из (3.9) получаем

$$i = I_0 (1 + X \cos \omega t_1). \quad (3.10)$$

При $X = 1$ знаменатель в (3.9) обращается в нуль при $\omega t_1 = 2\pi n$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, а ток – в бесконечность (такой физический результат получается без учета кулоновских сил расталкивания электронов в сгустке, приводящих к размыванию сгустка). При $X > 1$ имеют место два максимума за период, которые при $X = 2$ обращаются в бесконечность.

Так как ток является периодической функцией времени, то эту функцию можно представить в виде ряда Фурье.

$$i = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos[n(\omega t - \theta_0)],$$

где A_n – амплитуда гармоник, определяемая выражением

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i(t) \cos[n(\omega t - \theta_0)] d(\omega t); \quad (3.11)$$

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i(t) d(\omega t) - \quad (3.12)$$

постоянная составляющая тока.

Подставляя выражения для θ (3.7) и тока (3.9) в (3.11), получим

$$A_n = \frac{I_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos[n(\omega t_1 - X \sin \omega t_1)] d(\omega t_1) = 2I_0 J_n(nX), \quad (3.13)$$

где $J_n(nX)$ – функция Бесселя n -ого порядка.

В результате спектр тока (3.9) будет иметь вид

$$i = I_0 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2J_n(nX) \cos[n(\omega t - \theta_0)] \right]. \quad (3.14)$$

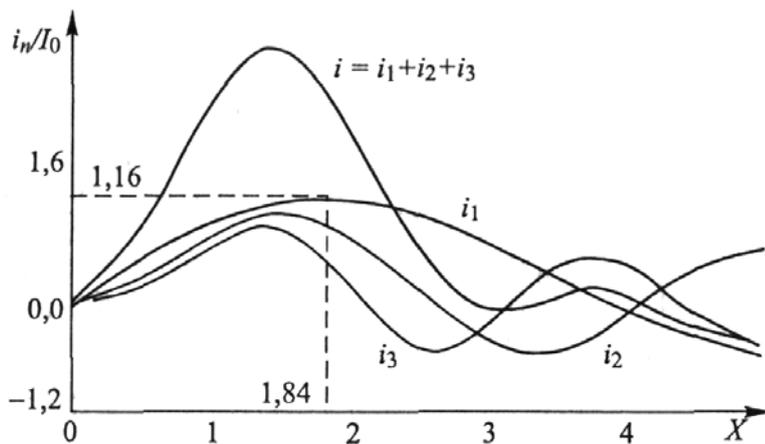


Рис. 3.8. Зависимости амплитуд гармоник сгруппированного тока от величины параметра группирования [10]

Из графических зависимостей на рис. 3.8 следует, что максимум амплитуды первой гармоники приходится на параметр группирования $X = 1,84$ и составляет $1,16I_0$, то есть имеет величину порядка постоянной составляющей тока пучка. Максимумы амплитуд второй и третьей гармоник не существенно отличаются от максимума амплитуды

первой гармоники, что имеет значение при работе пролетного клистрона в режиме умножения частоты входного сигнала.

3.2.3. Энергетические показатели при работе клистрона в усилительном режиме и режиме умножения частоты

Для прямолинейного движения электрона в переменном поле уравнение движения имеет вид:

$$\frac{d(mv)}{dt} = eE \text{ или } \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = evE = eE \frac{dX}{dt}.$$

Мощность взаимодействия с полем напряженности E одного электрона на пути dx , равная изменению кинетической энергии электрона в единицу времени, будет определяться следующим выражением:

$$P_e = eE \frac{dX}{dt}.$$

Если n – концентрация электронов, то находящиеся на пути dx электроны ($N = ndx$) создадут мощность взаимодействия

$$P_N = NP_e = neE \frac{dX}{dt} dx = iEdx.$$

При гармоническом характере изменения переменных величин средняя за период мощность взаимодействия на пути l определяется из выражения

$$P = \frac{1}{2} \int_0^l iE^* dx, \quad (3.15)$$

где i – комплексная амплитуда тока,

E^* – комплексная сопряженная амплитуда поля.

Активная P_a и реактивная P_r мощности взаимодействия примут следующий вид:

$$P_a = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^l iE^* dx = I_0 U_0 \xi_2 MJ_1(x) \cos \theta_0 + \frac{1}{4} I_0 U_0 \xi_1^2 f_a(\varphi_0);$$

$$P_r = \frac{1}{2} \operatorname{Im} \int_0^l iE^* dx = -I_0 U_0 \xi_2 MJ_1(x) \sin \theta_0 + \frac{1}{4} I_0 U_0 \xi_1^2 f_r(\varphi_0),$$

где $\xi = \frac{U_1}{U_0}$, $\xi_2 = \frac{U_2}{U_0}$; U_1 – амплитуда СВЧ напряжения в модулирующем зазоре; U_2 – амплитуда СВЧ напряжения в промежутке взаимодействия выходного резонатора; U_0 – ускоряющее напряжение, создаваемое источником постоянного напряжения; f_a и f_r – монотронные функции, определяющие эффект конечного угла пролета φ_0 в модулирующем зазоре [10]. При $\xi \ll 1$ вторыми слагаемыми в выражениях для мощностей можно пренебречь:

$$P_a = I_0 U_0 \xi_2 MJ_1(x) \cos \theta_0; \quad (3.16)$$

$$P_r = -I_0 U_0 \xi_2 M J_1(x) \sin \theta_0. \quad (3.17)$$

Из (3.16) следует, что в зависимости от угла пролета θ_0 невозмущенными электронами пространства дрейфа, взаимодействие модулированного по плотности электронного потока с СВЧ полем выходного резонатора может характеризоваться либо передачей энергии полю, либо наоборот – поле отдает энергию электронам. Если $\theta \in \left(\frac{\pi}{2} + 2\pi n, \frac{3}{2}\pi + 2\pi n \right)$, то $P_a < 0$ и электроны отдают энергию полю. Если $\theta \in \left(\frac{3}{2}\pi + 2\pi n, \frac{\pi}{2} + 2\pi n \right)$, то $P_a > 0$ и электроны получают энергию от поля, которая идет на увеличение их кинематической энергии. Качественно энергообмен электронного пучка с электромагнитным полем резонатора показан на рис. 3.9.

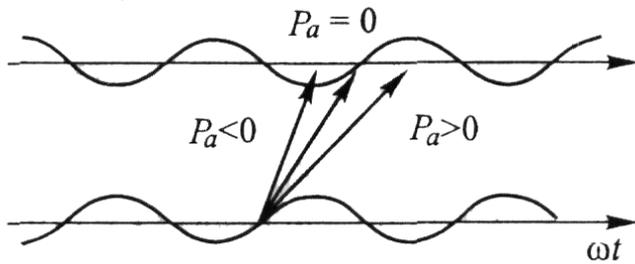


Рис. 3.9. Схема, поясняющая энергообмен электронного пучка и электромагнитного поля в выходном резонаторе пролетного клистрона [10]

Если сгусток проходит зазор в течение отрицательного полупериода, то электроны тормозятся, их кинетическая энергия уменьшается, $P_a < 0$, а энергия поля увеличивается. При прохождении зазора в положительный полупериод электроны ускоряются, их кинетическая энергия возрастает, $P_a > 0$, а энергия поля уменьшается.

Заметим, что реактивная компонента электронной мощности взаимодействия (3.17) сдвинута по фазе на угол $\pi/2$ относительно P_a , то есть когда P_a максимальна, P_r равна нулю и наоборот.

Максимальный электронный КПД двухрезонаторного клистрона определяется из выражения

$$\eta = \frac{P_a}{P_0} = \frac{P_a}{I_0 U_0} = \frac{I_0 U_0 \xi_2 M J_1(x) \cos \theta_0}{I_0 U_0};$$

$$\eta = \xi_2 M J_1(x) \cos \theta_0. \quad (3.18)$$

Подбирая оптимальные значения углов пролета ($\cos \theta_0 = 1$), параметра группировки ($X = 1,84$) и полагая $M \ll 1$, $U_2 = U_0$ (это соответствует максимальной амплитуде напряжения, так как при дальнейшем увеличении U_2 электроны будут отражаться обратно в пространство дрейфа), получим максимальный КПД, равный 58%.

Как уже отмечалось, пролетный клистрон может быть эффективно использован как умножитель частоты. В таблице 3.1 приведены значения отношений

максимальных амплитуд гармоник i_n к постоянной составляющей тока I_0 и к первой гармонике i_1 .

Таблица 3.1

n	1	2	3	5	10	15	20
i_n/I_0	1,16	0,96	0,86	0,74	0,60	0,54	0,48
i_n/i_1	1,00	0,83	0,75	0,64	0,52	0,47	0,42

Из таблицы следует, что максимальная величина амплитуды гармоники убывает медленно с ростом номера гармоники. Это позволяет использовать клистрон как эффективный умножитель частоты входного сигнала, при этом выходной резонатор настраивается на частоту заданной кратности.

3.2.4. Из истории создания пролетного клистрона

Предвестником клистрона был СВЧ генератор на коаксиальном резонаторе [11], разработанный супругами-физиками Арсеньевой и Хейль в СССР и Германии в 1933 г. Коаксиальный резонатор имел два зазора: в первом осуществлялась модуляция электронного потока по скорости, затем электронный поток влетал в трубу дрейфа; во втором зазоре модулированный по плотности электронный поток взаимодействовал с полем того же резонатора.

Клистрон (греч. «прибой») был изобретен в Стенфордском университете (США) в 1937 г. братьями Вариан, которые использовали объемный резонатор Хансеном (США).

В СССР в конце 30-х годов под руководством Н.Д. Девяткова были созданы пролетные клистроны сантиметрового диапазона длин волн, и проводились работы по созданию клистрона Ю.А. Кацманом в Ленинграде. В 1945 г. Н.Д. Девятков был командирован в Берлин, где нашли остатки немецких СВЧ лабораторий. Впоследствии часть немецких специалистов по СВЧ электронике была вывезена в Советский Союз для помощи в организации производства СВЧ приборов. Через несколько лет они вернулись на родину.

Почему разработка клистрона вызвала особый интерес в ряде стран? Конструкция клистрона имеет ряд преимуществ перед ранее созданными СВЧ лампами (триодами, тетрами). Узел формирования пучка (электронная пушка) и узел утилизации (коллектор) вынесены из области взаимодействия с СВЧ полями, что позволяет их оптимизировать независимо от колебательной системы (резонаторов). Заметим, что в триоде катод, сетка и анод являются частью СВЧ резонаторной системы, что вносит в нее дополнительные потери. Так, например, в пушке можно использовать компрессию пучка, то есть собрать электронный поток с большой поверхности катода в узкий канал, создав высокую плотность тока в пространствах взаимодействия. Коллектор можно создать сколь угодно большой по площади для оседания электронного потока

и эффективно его охлаждать, что позволяет повысить среднюю мощность генерирования СВЧ колебаний до сотен киловатт (импульсная мощность может превышать 50МВт. Рекорд импульсной мощности клистрона достигает 2ГВт, а средний – 2МВт). Ничтожно малая связь между выходным и входным резонаторами позволяет обеспечить усиление до 40...60 дБ без опасности самовозбуждения. КПД клистрона в рекордных образцах превышает 90%, хотя типичным является величина 30...50%. Вся конструкция клистрона является цельнометаллической (за исключением электронной пушки и вывода энергии) и не содержит мелкоструктурных элементов, что улучшает технологичность и надежность. Клистрон является одним из наиболее надежных СВЧ приборов.

Такие преимущества клистрона достигаются за счет транспортировки электронного потока на большие расстояния от нескольких сантиметров до 2...3 метров. Это требует высоких напряжений питания от источников постоянного тока и довольно массивную магнитную фокусирующую систему. Кроме того, резонаторная колебательная система узкополосная (доли и единицы процентов). Высокая кинетическая энергия электронов, попадающих на коллектор, вызывает жесткое рентгеновское излучение и требует дополнительных мер защиты обслуживающего персонала. Тем не менее, в настоящее время клистроны широко применяются для усиления СВЧ колебаний в связи, радиолокации, ускорительной технике.

Увеличение мощности (3.16) и КПД (3.18) связаны с повышением напряжения U_0 источника питания. В 50-е годы в СССР не удавалось создать надежные малогабаритные высоковольтные источники питания. По этой причине была предложена идея многолучевой конструкции клистрона, в которой несколько электронных потоков, изолированных друг от друга, проходят через общие резонаторы, что позволяет суммировать мощности, создаваемые ими. На рис. 3.10 показана схема многолучевого клистрона.

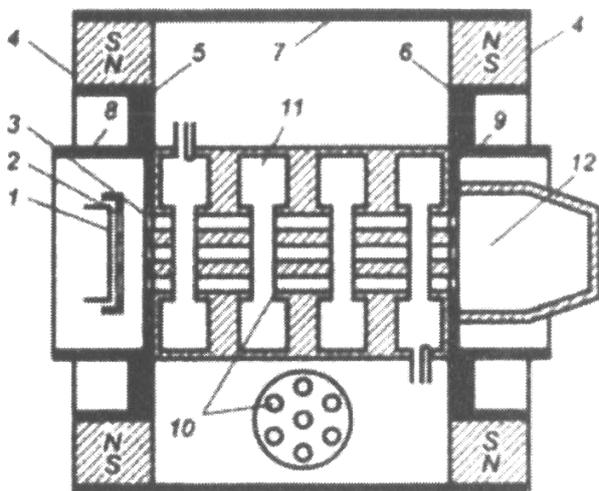


Рис. 3.10. Схема многолучевого клистрона с фокусировкой постоянными магнитами:

- 1 – катод; 2 – тневая сетка;
- 3 – анод; 4 – кольцевые постоянные магниты;
- 5, 6 – кольцевые полюсные наконечники;
- 7 – магнитный экран – оболочка прибора;
- 8, 9 – экраны пушки и коллектора;
- 10 – многоканальная труба дрейфа;
- 11 – объемный резонатор; 12 – коллектор

Многолучевая конструкция клистрона позволяет увеличивать генерируемую мощность увеличением тока, а не постоянного напряжения U_0 . При этом существенно уменьшают-

ся продольные габариты клистрона, его масса и габариты источника питания. Расширяется рабочая полоса частот (до 10...17%).

Недостатком многолучевой конструкции клистрона является невозможность получить компрессию пучка в пушке. Из-за этого приходится сильно повышать плотность тока с поверхности катода увеличением его температуры, что сокращает срок службы прибора.

Следует заметить, что все генераторные приборы, в том числе и пролетные клистроны, постоянно совершенствуются, так как совершенствуются и создаются новые материалы для СВЧ электроники. Однако физические основы их работы остаются неизменными.

3.3. Отражательный клистрон

В отличие от пролетного клистрона отражательный клистрон представляет собой маломощный автогенератор, в котором модуляция электронов по скорости и взаимодействие сгруппированного потока с СВЧ полем происходит в единственном резонаторе. В отражательном клистроне процесс перехода скоростной модуляции в модуляцию по плотности, то есть образование электронных сгустков, происходит в пространстве торможения. В этом пространстве более медленные электроны догоняют более быстрые, так как траектории быстрых электронов будут выше траекторий медленных электронов. Для создания пространства торможения на специальный электрод – отражатель подается отрицательный потенциал относительно потенциала катода. Для преобразования энергии источника питания в кинетическую энергию электронов, вылетевших с катода, на резонатор подается положительный потенциал. Схематическое изображение отражательного клистрона и распределение потенциала вдоль оси симметрии клистрона (вдоль оси x) показана на рис. 3.11.

На рис. 3.12 показаны гармонические зависимости изменения зарядов на сетках резонатора. Эти заряды создают токи смещения и, следовательно, СВЧ поле между сетками, изменяющиеся по гармоническому закону $E_1 \sin \omega t$.

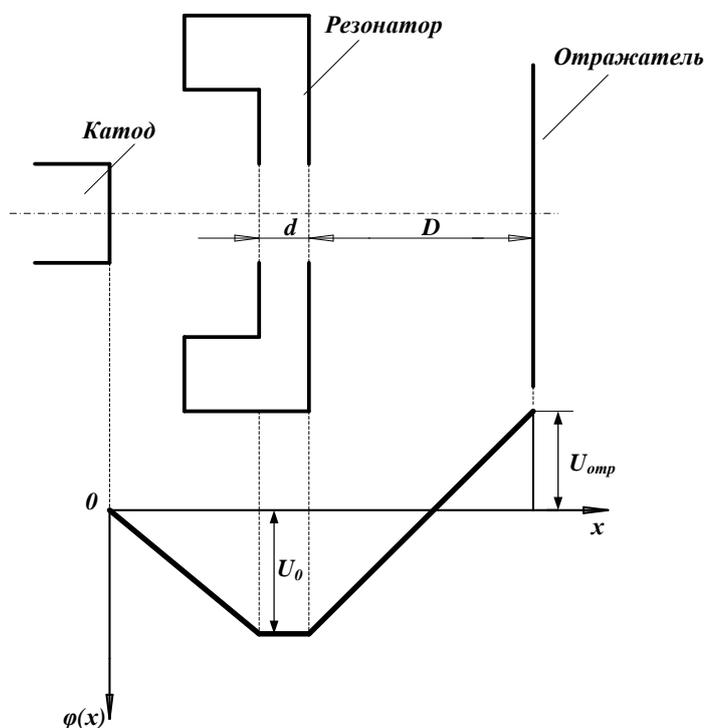


Рис. 3.11. Схематическое изображение отражательного клистрона

Электронны влетают в пространство взаимодействия с СВЧ полем со скоростью $v_0 = \sqrt{2\eta U_0} = \sqrt{2\eta U_{\delta\dot{a}c}}$, где $U_0 = U_{\text{рез}}$ – постоянное положительное напряжение источника питания, подаваемое на резонатор. Электронны 2, 6 и т.д. попадают в тормозящую фазу СВЧ поля и их скорость уменьшится, а высота траекторий будет наименьшая. Электронны 1, 3, 5, 7 и т.д. попадают в момент времени, когда значение СВЧ поля равно нулю, и их скорости практически не изменятся $v \approx v_0$, если время пролета $t_{i\delta} = \frac{d}{v_0} \approx T = \frac{1}{f}$ (или угол пролета $\theta_0 = \omega t_{i\delta} \approx 2\pi$).

Электронны 4, 8 и т.д. попадают в ускоряющую фазу СВЧ поля, их скорость увеличивается, а высота траекторий будет наибольшей. Изменением отрицательного напряжения на отражателе добиваются, чтобы электронны 1, 3, 9 и т.д. возвращались из пространства торможения в пространство взаимодействия с СВЧ полем в максимальную тормозящую фазу. В окрестности этих электроннов создаются электронные сгустки, а в окрестности электроннов 3, 7 и т.д. образуются разряднения электронного потока. Таким образом, в пространстве торможения между второй сеткой резонатора и отражателем скоростная модуляция переходит в модуляцию по плотности электронного потока.

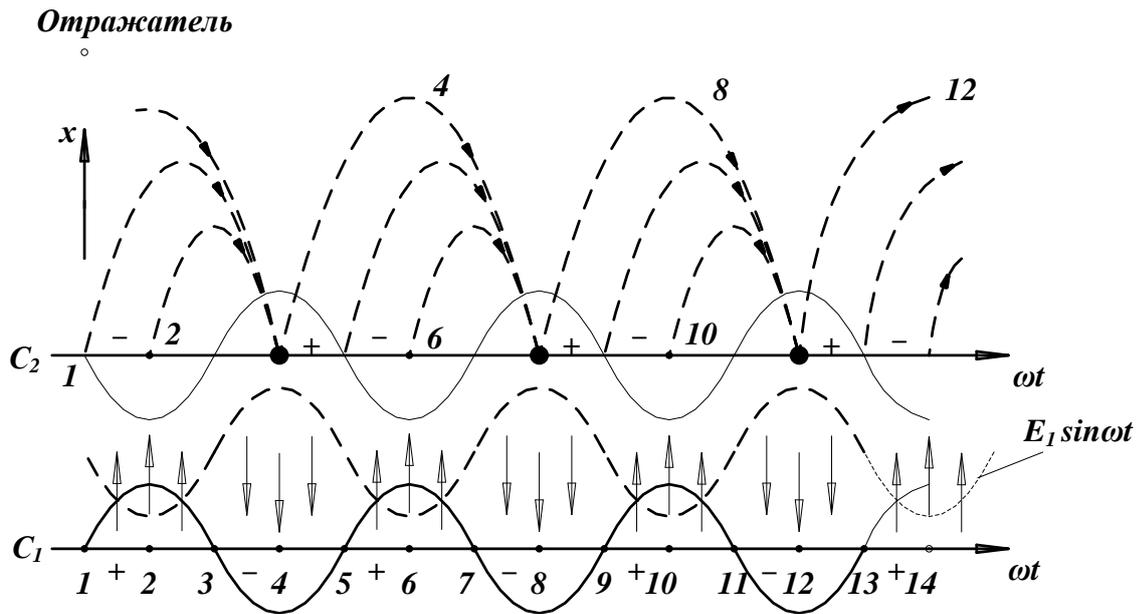


Рис. 3.12. Пространственно-временная диаграмма, поясняющая группировку электроннов в пространстве торможения

На рис. 3.13. показана зависимость СВЧ поля в пространстве взаимодействия и траектории электронна, в окрестности которого формируется сгусток. Центром сгруппированных сгустков становятся электронны, вылетевшие из модулятора с неизменившейся скоростью и пролетающие зазор в тот момент времени, когда фаза СВЧ поля изменяется с ускоряющей на тормозящую, то есть электронны 1, 5, 9 и т.д.

При обратном движении потока от отражателя к зазору резонатора поле, которое при прямом движении было ускоряющим, становится для электрона тормозящим. Центр сгустка будет попадать в максимум тормозящего поля зазора резонатора, если невозмущенный угол пролета электрона в тормозящем поле отражателя будет равен следующим значениям:

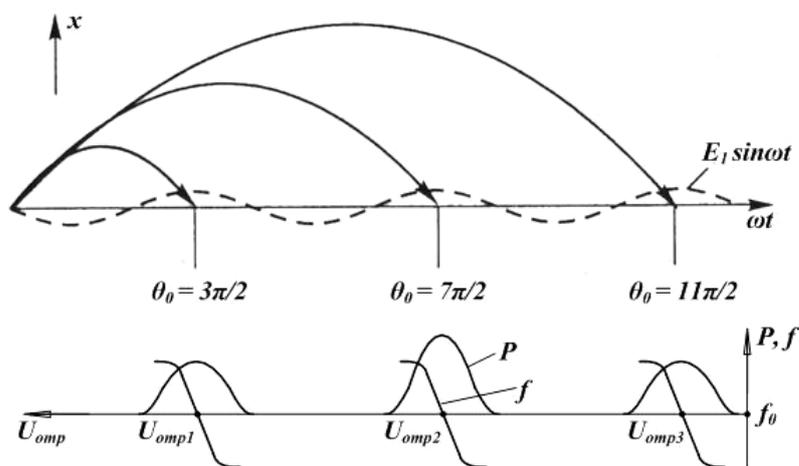


Рис. 3.13. К пояснению образования зон генерации

$$(\theta_0)_{i\ddot{r}\delta} = 2\pi \left(n - \frac{1}{4} \right), \quad (3.19)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер зоны генерации.

Зона генерации – это область значений напряжения на отражателе, в пределах которой генерируются колебания. Границы зоны генерации определяются значениями угла пролета (рис. 3.13):

$$\begin{cases} (\theta_0)_{\min} = 2\pi \left(n - \frac{1}{2} \right), \\ (\theta_0)_{\max} = 2\pi n. \end{cases} \quad (3.20)$$

На рис. 3.13 показаны зависимости генерируемой мощности P и частоты колебаний f от напряжения на отражателе для нескольких зон генерации. Максимум мощности имеет место при $(\theta_0)_{i\ddot{r}\delta}$, то есть в центре зоны генерации. Для оптимального угла пролета частота СВЧ колебаний равна частоте резонатора $f = f_0$. При изменении напряжения на отражателе относительно значения, при котором генерируемая мощность максимальная, мощность уменьшается, что связано с недогруппировкой ($|(\theta_0)_{i\delta\delta}| > |(\theta_0)_{i\delta\delta.i\ddot{r}\delta}|$) или перегруппировкой ($|(\theta_0)_{i\delta\delta}| < |(\theta_0)_{i\delta\delta.i\ddot{r}\delta}|$) сгустков электронов. В пределах каждой зоны частота изменяется по закону

$$f = f_0 \left(1 - \frac{\text{tg}\Phi}{Q} \right), \quad (3.21)$$

где Q – добротность резонатора;

$$\Phi = \theta_0 - 2\pi \left(n - 1/4 \right).$$

С увеличением значения отрицательного напряжения на отражателе сгустки несколько чаще приходят к зазору резонатора и, следовательно, f увеличивается. С уменьшением отрицательного значения $U_{отр}$ траектории электронов становятся несколько выше и сгустки реже приходят к зазору резонатора и f уменьшается. Таким образом, в отражательном клистроне имеет место электронная перестройка частоты, составляющая единицы процентов от f_0 . Для увеличения перестройки частоты применяется механическая перестройка, связанная с изменением геометрии резонатора. На рис. 3.13 отражен тот факт, что электронная перестройка частоты уменьшает генерируемую мощность. Из всех зон генерации имеет место зона, в центре которой мощность будет наибольшей. Эта зона является рабочей. Обычно число зон генерации $n = 3 \dots 5$. Рабочая зона соответствует наилучшим условиям группирования электронов в сгустки.

Вывод энергии из резонатора отражательного клистрона осуществляется с помощью индуктивной петли или емкостного штыря, переходящих в коаксиальный кабель. Отражательные клистроны находят применение в качестве возбудителей мощных генераторов (например, пролетных клистронов) или источников СВЧ колебаний в измерительных приборах сантиметрового и более коротковолнового диапазона длин волн.

Электронной промышленностью выпускаются отражательные клистроны, работающие в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах

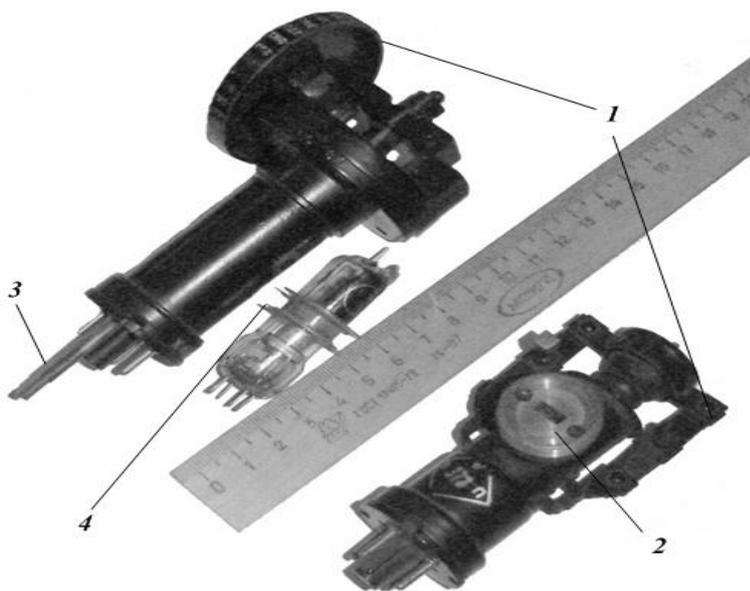


Рис. 3.14. Конструкции отражательных клистронов:
 1 – узлы механической перестройки частоты;
 2 – волноводный выход энергии; 3 – коаксиальный вывод;
 4 – дисковые контакты для подключения резонатора

длин волн. Выходная мощность отражательных клистронов колеблется от единиц милливатт до нескольких ватт, а КПД не превышает 5%. Низкий КПД объясняется трудностью получения хорошей группировки электронов в сгустки, а также малым временем взаимодействия сгустков с тормозящим СВЧ полем резонатора. На рис. 3.14 показаны конструкции отражательных клистронов с узлами механической перестройки частоты и выводом СВЧ сигнала.

3.4. Магнетрон

Магнетронные генераторы (магнетроны) представляют собой автогенераторы резонансного типа. Схематически устройство магнетрона показано на рис. 3.15.

Анодный блок с четным числом цилиндрических резонаторов представляет собой периодическую структуру, свернутую в кольцо. Резонаторы щелями связаны с пространством между катодом и анодным блоком (анодом). Следовательно, магнетрон представляет собой двухэлектродную электронно-вакуумную лампу. Периодическая структура анодного блока представляет собой кольцевую замедляющую систему и обеспечивает скоростную модуляцию вращающегося электронного потока. В центре анодного блока находится оксидный катод с подогревателем внутри, фиксируемый катодными выводами (электродами) для подключения нити подогревателя к источнику накального напряжения. К одному из катодных электродов подключен отрицательный потенциал высоковольтного источника анодного питания U_a , при этом анодный блок заземляется и этим обеспечивается безопасная эксплуатация магнетронного генератора. Анодное напряжение U_a создает постоянное электрическое поле напряженностью

$E_0 = U_a / d$, где d – расстояние между катодом и анодом. Магнитное поле

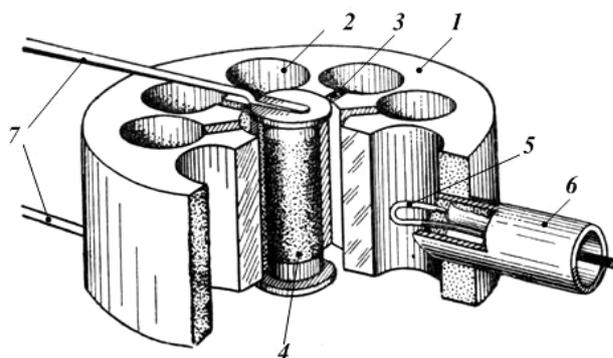


Рис. 3.15. Устройство магнетрона: 1 – анодный блок с цилиндрическими резонаторами – 2 и щелью связи – 3; 4 – катод цилиндрической формы; 5 – индуктивная петля связи; 6 – коаксиальный волновод; 7 – электроды катода

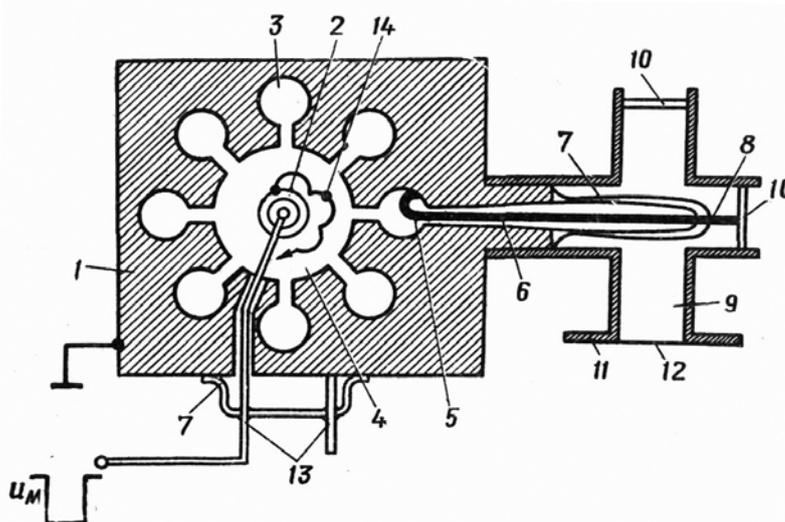


Рис. 3.16. Устройство магнетрона с выводом СВЧ энергии в прямоугольный волновод: 1 – корпус магнетрона; 2 – катод; 3 – объемный резонатор; 4 – пространство взаимодействия; 5 – петля связи; 6 – коаксиальный вывод; 7 – стеклянное уплотнение; 8 – штырь, возбуждающий волновод; 9 – волноводный вывод высокочастотной энергии; 10 – металлические короткозамыкающие заглушки; 11 – фланец волновода; 12 – открытый выход волновода; 13 – выводы нити подогрева катода; 14 – траектория движения электрона

создается постоянным подковообразным магнитом. Между полюсными нако-
нечниками магнита устанавливается магнетрон. Линии магнитного поля (век-
тор \vec{B}_0) параллельны оси катода. Для создания постоянного магнитного поля
применяются также и электромагниты (соленоиды), что позволяет изменять зна-
чение $|\vec{B}_0|$ и управлять режимом работы магнетрона, добиваясь максимального
КПД. Энергия высокочастотных колебаний выводится посредством индуктивной
петли, установленной в одном из резонаторов. Площадь петли должна быть пер-
пендикулярной линиям магнитного поля СВЧ электромагнитных колебаний. Пет-
ля связи переходит в центральный провод коаксиального кабеля волновода, по ко-
торому распространяются электромагнитные колебания. Вывод энергии с помо-
щью коаксиального волновода применяется в дециметровом диапазоне длин волн
($\lambda \geq 10$ см). В сантиметровом диапазоне ($\lambda \leq 10$ см) индуктивная петля связи воз-
буждает колебания в прямоугольном волноводе (рис. 3.16).

Механизм взаимодействия электронов с полями в магнетроне

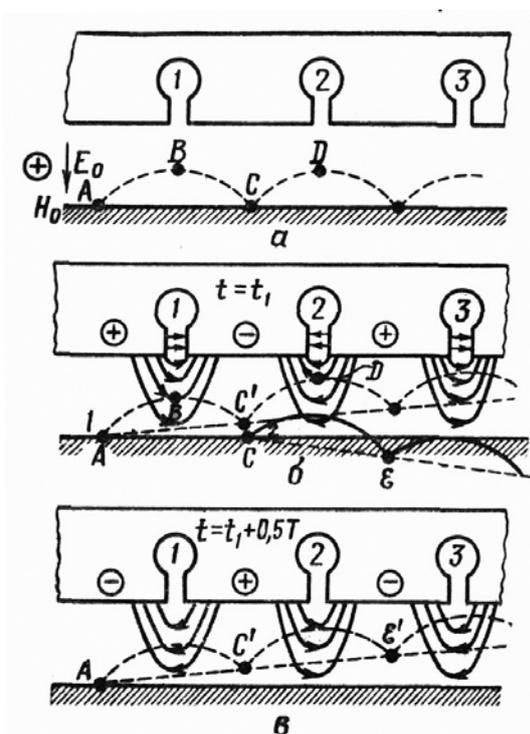


Рис. 3.17. Взаимодействие электронов с полями в магнетроне:
а – без учета СВЧ поля резонаторов;
б – с учетом взаимодействия с СВЧ полем резонаторов на момент времени $t = t_1$;
в – на момент времени $t = t_1 + T/2$

Рассмотрим принцип работы магнетрона. Для большей наглядности цилиндрическую конструкцию магнетрона развернем в плоскопараллельную, как показано на рис. 3.17.

1. Будем полагать, что СВЧ электромагнитные колебания (поля) в резонаторах анодного блока отсутствуют и электроны движутся только под действием постоянных полей: электрического E_0 и магнитного B_0 . Если бы магнитное поле отсутствовало ($B_0 = 0$), то электрон, выходящий из точки А поверхности катода, двигался бы к аноду по прямой линии. При $B_0 \neq 0$ движение электрона будет криволинейным, так как на него будет действовать магнитная сила (Лоренца), приложенная к электрону перпендикулярно направлению его движения (вектор скорости \vec{v}).

Таким образом, движение электрона будет описываться следующим уравнением в векторной форме:

$$m\vec{a} = \vec{F}_y + \vec{F}_i = -e \left[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) \right]. \quad (3.22)$$

Поделив левую и правую части на m – массу электрона и учитывая, что $e/m = \eta$, $\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$, где \vec{r} – вектор направления движения в некоторой точке траектории, (3.22) – уравнение Лоренца запишем в виде

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \eta\vec{E} + \eta(\vec{V} \times \vec{B}) = \eta\vec{E} + \eta \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \dot{x} & \dot{y} & \dot{z} \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}.$$

Здесь $B_x=0$, $B_y=0$, $B_z=B_0=\text{const}$ – статическое магнитное поле; $E_x=0$, $E_y=E_0$, $E_z=0$ – статическое электрическое поле. С учетом этого имеют место следующие два уравнения:

$$\ddot{x} = \eta B_0 \dot{y}; \quad \ddot{y} = \eta E_0 - \eta \dot{x}, \quad (3.23)$$

где $\ddot{x} = \frac{d^2x}{dt^2}$, $\ddot{y} = \frac{d^2y}{dt^2}$, $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$, $\dot{y} = \frac{dy}{dt}$, $\dot{z} = \frac{dz}{dt}$, то есть ускорения и скорости в направлении соответствующих осей декартовой системы координат: ось x направлена вдоль поверхности катода, y – от катода к аноду, z – параллельно оси катода (в направлении вектора \vec{B}_0).

Решение уравнений (3.23) относительно x и y для нулевых начальных условий: $v(0) = 0$, то есть скорость электрона в момент времени $t = 0$, когда электрон покидает поверхность катода, равна нулю, – дает следующий результат:

$$\begin{cases} y = R(1 - \cos \omega_\phi t); \\ x = R(\omega_\phi t - \sin \omega_\phi t), \end{cases} \quad (3.24)$$

где $R = \frac{E_0}{\omega_\phi B_0}$, $\omega_\phi = \eta B_0$ – угловая скорость движения по окружности (циклотронная частота или ларморовая частота).

Выражение (3.24) есть уравнение циклоиды. Циклоидальную траекторию движения электрона можно представить движением точки окружности, катящейся по поверхности катода (пунктирная кривая на рис. 3.17,а). Радиус этой

окружности $R = \frac{E_0}{\omega_\phi B_0}$ или

$$R = \frac{U_a}{d\eta B_0}. \quad (3.25)$$

При движении электрона в скрещенных стационарных полях ($\vec{E}_0 \perp \vec{B}_0$) изменяется его потенциальная энергия. Она максимальна у катода ($W_{п.макс} = eU_a$) и обращается в нуль, когда электрон попадает на анод. При движении электрона по циклоиде часть потенциальной энергии переходит в кинетическую, которая достигает максимального значения в точке перегиба циклоиды (точки

B, D и т.д. на рис. 3.17,а), то есть в момент времени $t_1 = \pi / \omega_{\delta}$, когда скорость электрона достигает максимального значения

$$v(t_1) = 2v_{\delta}, \quad (3.26)$$

где $v_{\delta} = \frac{E_0}{B_0}$ — (3.27)

переносная скорость электрона (средняя скорость электрона), равная скорости движения центра образующей циклоиду окружности радиусом R (3.25).

После прохождения точки перегиба электрон движется в тормозящем поле E_0 и его скорость уменьшается. В момент времени $t_1 = 2\pi / \omega_{\delta}$ электрон достигнет поверхности катода в точке C (см. рис. 3.17,а), для которой его скорость $v = 0$ и кинетическая энергия $w_k = 0$. Далее цикл движения электрона повторяется.

Таким образом, в зависимости от соотношения между E_0 и B_0 электрон может попасть на анод или возвратиться вновь на катод, не достигнув анода. Критическим является такой режим работы магнетрона, когда траектория электрона касается плоскости анода ($2R = d$). С учетом (3.25) находим

$$B_{0,\delta\delta} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2}{\eta} U_{a,\delta\delta}}. \quad (3.28)$$

Если $B_0 > B_{0кр}$, то электроны возвращаются на катод: если $B_0 < B_{0кр}$, то электроны попадают на анод.

В магнетронных генераторах используется статический режим с отсутствием анодного тока.

2. Рассмотрим теперь влияние СВЧ колебаний в резонаторах анодного блока на траекторию движения электронов. В магнетронах обычно используется такой вид СВЧ колебаний, при котором высокочастотные поля в соседних резонаторах противофазны (колебания π -типа). Для колебаний π -типа тангенциальная составляющая поля (составляющая, параллельная оси x) A_r имеет максимальное значение в середине пространства взаимодействия и минимальное – в середине промежутка между соседними пространствами взаимодействия СВЧ поля с электронами.

Взаимодействие рассмотрим для двух электронов 1 и 2, выходящих из разных точек катода (рис. 3.17,б). Электрон 1 в пространстве взаимодействия с полем первого резонатора испытывает торможение, и часть его кинетической энергии переходит в энергию поля этого резонатора. Потеряв частично скорость, первый электрон не сможет возвратиться на катод в точку C. Его скорость окажется равной нулю в некоторой точке C' на некотором расстоянии от катода. От этой точки электрон по циклоидальной траектории движется в пространство взаимодействия второго резонатора. Переносная скорость электрона $v_{ц}$ должна быть такой, чтобы электрон, переместившись из точки B в точку D, вновь попал в тормозящую фазу поля уже второго резонатора (рис. 3.17,в).

Расстояние между соседними резонаторами l , определяющее геометрию анодного блока, и $v_{\text{ц}}$ связаны условием для возбуждения колебаний π -типа

$$\frac{l}{v_{\delta}} = \frac{\dot{O}}{2} \text{ или } \frac{dl B_0}{U_a} = \frac{T}{2}. \quad (3.29)$$

Из выражения (3.29) следует, что настройка магнетрона на данный тип колебания осуществляется изменением U_a , если B_0 создается постоянным магнитом. Настройка осуществляется по максимальной выходной мощности (показания индикатора мощности) и минимуму анодного тока I_a в цепи источника U_a .

Таким образом, электрон 1 и все электроны в его окрестности будут отдавать свою кинетическую энергию высокочастотным колебаниям резонаторов 1, 2, 3 и т.д. При колебании π -типа число резонаторов четное и обычно $n = 8$. При потере кинетической энергии электрон 1 приближается к анодному блоку и его взаимодействие осуществляется с более сильной тангенциальной составляющей поля резонатора. В результате такого взаимодействия электрон 1 и другие в его окружении попадут на анод, что и вызывает анодный ток I_a .

Пространство взаимодействия каждого резонатора осуществляет модуляцию электронов в окрестности электрона 1 по скорости. Пространство между двумя соседними резонаторами можно рассматривать как пространство дрейфа, где скоростная модуляция переходит в модуляцию по плотности, следовательно, уплотнение сгустков будет увеличиваться при переходе их к следующему резонатору, а увеличение тангенциальной составляющей E_r за счет этого уплотнения увеличивает глубину модуляции электронов по скорости и т.д.

Таким образом, тепловые колебания (за счет теплового движения электронов в анодном блоке), из спектра которых резонатор выделил колебания с частотой $f = 1/T$, порождают автогенерацию. Мощность генерируемых колебаний нарастает до тех пор, пока не достигнет максимальная плотность электронных сгустков, пролетающих пространства взаимодействий с СВЧ полями резонаторов.

Обратимся теперь к электрону 2 (рис. 3.17,б), который, двигаясь по циклоидной траектории, сразу попадает в область ускоряющего СВЧ поля второго резонатора, приобретая дополнительную кинетическую энергию. Так как скорость электрона 2 возрастает, то и сила Лоренца F_m , действующая на него, возрастает. Следовательно, электрон 2 и все электроны в его окрестности возвращаются на катод, а оставшаяся часть их кинетической энергии разогревает катод. Это явление используют для разогрева катода: при выходе магнетрона на стационарный режим работы (устойчивая генерация электромагнитных колебаний) источник энергии накальной цепи отключают, что улучшает КПД магнетронного генератора.

Все электроны, подобные электрону 2, выходящие из катода в ускоряющую фазу, после одного цикла взаимодействия с СВЧ полем возвращаются обратно на катод. Таким образом, СВЧ поле резонаторов производит селекцию элек-

тронов: электроны, вышедшие с поверхности катода в тормозящую фазу СВЧ поля, образуют сгустки, пополняющие энергию электромагнитных колебаний в резонаторах; электроны, вышедшие с поверхности катода в ускоряющую фазу, увеличивают свою кинетическую энергию за счет энергии электромагнитных колебаний резонаторов и возвращаются обратно на катод. Так как напряженность электрической составляющей электромагнитных колебаний резонаторов у поверхности катода значительно меньше, чем у щелей резонаторов, то отбор энергии от СВЧ поля электронами типа 2 за один цикл взаимодействия примерно в 8...9 раз меньше энергии, отдаваемой сгустками электронов СВЧ полю. Следовательно, КПД магнетронов должно составлять 75...90%. Отечественной электронной промышленностью выпускаются магнетроны со значением КПД в указанных пределах.

В силу селекции электронов колебаниями π -типа число электронных сгустков равно $N/2$, где N – четное число резонаторов. При $N=8$ число сгустков равно четырем. Форма электронных сгустков имеет вид сужающихся к аноду спиц (как уже было сказано, сужение связано с увеличением значения электрической составляющей электромагнитных колебаний при приближении к щелям резонаторов. Эта составляющая и осуществляет дополнительную модуляцию электронного потока по скорости, переходящую в квазипространстве дрейфа в модуляцию по плотности).

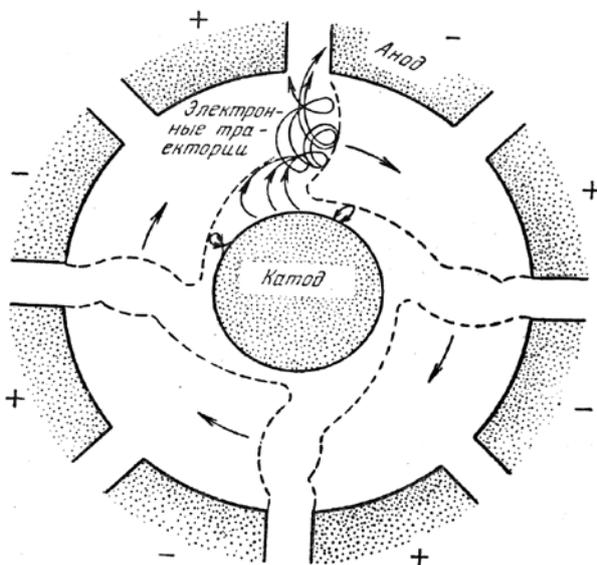


Рис. 3.18. Вид электронных спиц в магнетроне

по плотности).

Перейдем теперь от плоскопараллельной к реальной цилиндрической конструкции магнетрона (рис.3.18).

Направление вращения электронных спиц (по часовой стрелке – правое, против часовой стрелки – левое) зависит от направления вектора \vec{B} . При том и другом вращении генерируются электромагнитные колебания, если выполняется условие синхронизма (3.29).

Особенности конструкции резонаторных систем магнетрона

Конструкции резонаторных систем магнетрона показаны на рис. 3.19.

При разработке магнетронов были экспериментально обнаружены «перескоки» колебаний в магнетроне с одной частоты на другую [10]. Эти перескоки вызывались как изменением напряжения U_a , так и изменением высокочастотной нагрузки, на которую работает магнетрон. Дело в том, что колеба-

тельная система магнетрона представляет собой замкнутую цепь резонаторов, в которой устанавливается стоячая волна. Эту волну можно представить в виде суммы право- и левобегущих волн. Из-за замкнутости системы в ней могут распространяться только те колебания волны, для которых выполняется условие синфазности колебаний в начале и конце колебательной системы:

$$N\varphi_0 = 2\pi n, \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (3.30)$$

где N – число резонаторов;

φ_0 – сдвиг фазы полей в двух соседних резонаторах;

n – номер вида колебаний.

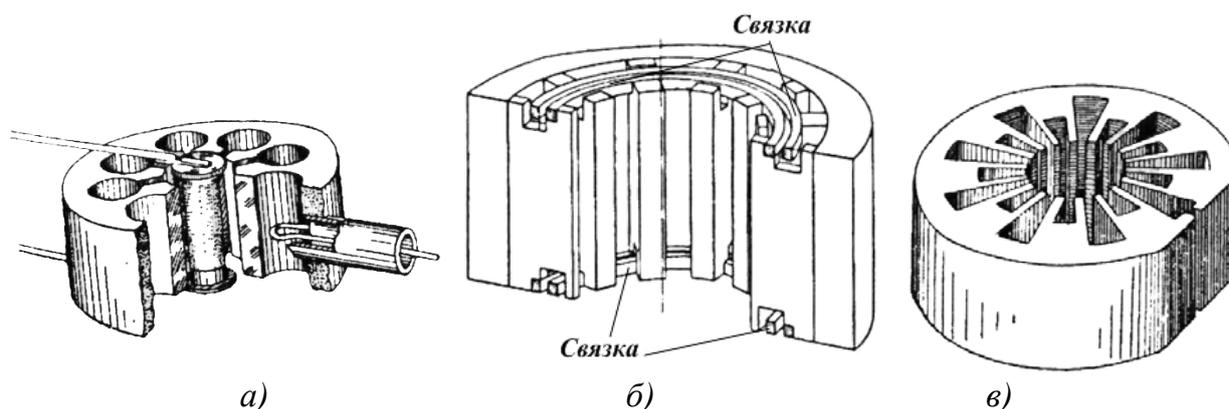


Рис. 3.19. Конструкции резонаторных систем:
 а – цель-отверстие; б - лопаточного типа;
 в – разнорезонаторная конструкция ([3, 10])

Будем полагать знак «+» для правобегущей, а знак «-» для левобегущей волны. Из условия (3.30) следует, что видам колебаний с одинаковым по модулю значениям n соответствуют одинаковые частоты колебаний. Введение элементов связи для вывода СВЧ энергии нарушает симметрию колебательной системы, при этом частоты колебаний, соответствующие n и $-n$ близки. Следовательно, в результате нестабильности анодного напряжения U_a или высокочастотной нагрузки магнетрон может изменить частоту генерируемых колебаний. Кроме того, как показано в [3], с увеличением номера вида колебаний разность частот (длин волн) двух соседних видов колебаний $\Delta f = f_n - f_{n-1}$ уменьшается (см. рис.3.20), что приводит также к перескоку частоты.

Для устранения «перескока»

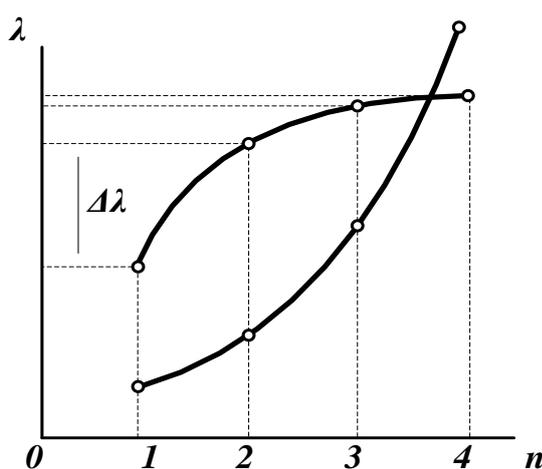


Рис. 3.20. Распределение длин волн λ различных видов колебаний в симметричной колебательной системе магнетрона с $N = 8$:
 зависимость 1 – без связей;
 зависимость 2 – с включенными связками

с одного вида колебаний на соседний по номеру применяют так называемые «связки». Конструкция связок представляет собой два металлических кольца, одно из которых гальванически соединяет между собой все четные сегменты анодного блока из 8 резонаторов, а другое – все нечетные сегменты (рис. 3.19). В этом случае магнетрон устойчиво работает на π -виде колебаний. Так как в фиксированный момент времени заряды в нечетных сегментах одинаковые, то по связке, их соединяющей, ток не протекает. В силу этой же причины ток не протекает и по связке, соединяющей четные сегменты. Связки имеют различные по знаку, но одинаковые по модулю заряды, то есть работают как обкладки конденсатора, увеличивая эквивалентную емкость резонатора и уменьшая этим частоту колебания π -вида ($n = 4$). При колебаниях с $n \neq 4$ по связкам протекает ток и они работают подобно индуктивностям, включенным параллельно индуктивностям резонатора, что приводит к увеличению частоты колебаний. На рис. 3.20 показано распределение длин волн в магнетроне с π -видом колебаний без связок (зависимость 1) и с применением связок (зависимость 2); связки обеспечивают достаточно большой разнос частот двух соседних видов колебаний, чтобы исключить явление «перескока». Кроме того, связки шунтируют колебания с номером вида $n \neq 4$. Следовательно, только π -вид колебания будет иметь наиболее эффективное взаимодействие с электронным потоком.

Параметры и характеристики магнетронов

Основными параметрами магнетронов являются: f_0 – рабочая частота;

$(f_{\max} - f_{\min}) = \Delta f$ – диапазон рабочих частот;

P_{\sim} – полезная мощность СВЧ колебаний (непрерывная или импульсная);

минимальная (максимальная) длительность импульса (при работе магнетрона в импульсном режиме);

максимальная допустимая частота повторения;

полный КПД $\eta = \eta_e \eta_c$, равный произведению электронного КПД η_e и КПД колебательной системы η_c . Значение η_c определяется выражением

$$\eta_c = 1 - \frac{Q_i}{Q_{\text{об}}}, \quad (3.31)$$

где Q_n и Q_{xx} – нагруженная и собственная добротность резонатора.

Значение Q_{xx} в сантиметровом диапазоне длин волн имеет порядок 10^3 , а $Q_n = 50 \dots 300$ с учетом допустимого затягивания частоты магнетрона [3].

Для конкретного магнетрона η_c практически не зависит от анодного тока I_a и магнитной индукции B . Следовательно, полный КПД определяется η_e , зависящий от U_a , I_a , B .

Значение электронного КПД η_e можно определить из баланса энергии в приближении одного электрона, то есть без учета пространственного заряда (все электроны взаимодействуют с СВЧ полем одинаково).

Потенциальная энергия электрона, которую он теряет, пролетая пространство взаимодействия, равна

$$W_i = |-eU_a|.$$

Максимальная кинетическая энергия, рассеиваемая на аноде

$$W_e = \frac{mv_{e\max}^2}{2},$$

где $v_{e\max}$ – максимальная скорость движения электрона в верхней точке петли эциклоиды.

На основании (3.26) и (3.27) имеем

$$W_e = \frac{2mU_a^2}{d^2 B_0^2}.$$

Разность энергии $W_i - W_e$ при нулевой кинетической энергии электрона при выходе из катода передается СВЧ полю. Следовательно,

$$\eta_e = \frac{W_i - W_e}{W_i} = 1 - \frac{2}{\eta} \frac{U_a}{d^2 B_0^2}. \quad (3.32)$$

Максимальное взаимодействие электрона с СВЧ полем будет, когда магнетрон работает в критическом режиме. Для определения η_e в этом режиме необходимо в (3.32) подставить критические параметры $B_{0,\text{кр}}$ и $U_{a,\text{кр}}$ (3.28):

$$\eta_e = 1 - \frac{U_a}{U_{a,\text{кр}}} \left(\frac{B_{0,\text{кр}}}{B_0} \right)^2. \quad (3.33)$$

Из выражения (3.33) следует, что с ростом магнитной индукции постоянного магнитного поля B_0 электронный КПД η_e увеличивается. Это объясняется тем, что при увеличении B_0 необходимо увеличивать U_a для сохранения критического режима. Увеличение U_a увеличивает кинетическую энергию электрона, которая передается СВЧ полю при выполнении условия синхронизма. Если условие синхронизма не выполняется, то увеличение U_a согласно (3.27) приведет к увеличению переносной скорости электрона $v_{\text{ц}}$ и резонаторам будет навязываться наивысшая частота поступающей энергии, и частота генерируемых колебаний возрастет, а генерируемая мощность и КПД будут уменьшаться.

Рабочими характеристиками магнетрона являются зависимости мощности в нагрузке, КПД, частоты f и анодного напряжения U_a от постоянной составляющей анодного тока I_a . Примерный вид этих характеристик показан на рис. 3.21.

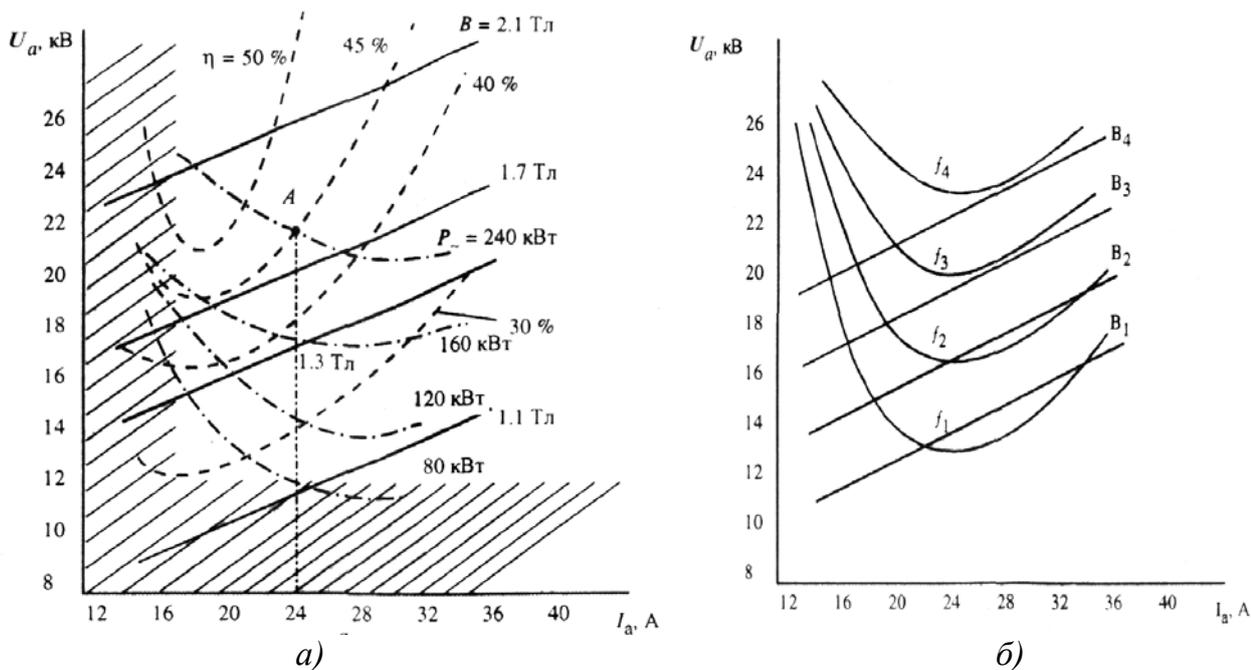


Рис. 3.21. Рабочие характеристики магнетрона:

а – зависимости мощности, КПД;

б – зависимости анодного напряжения для фиксированной частоты

На семействе рабочих характеристик для некоторого магнетрона, приведенных на рис. 3.21, а, точке А соответствует генерируемая мощность $P = 240$ кВт и КПД 45% при токе $I_a = 24$ А, $U_a = 22$ кВ и $B = 1,8$ Тл. На семействе рабочих характеристик, приведенных на рис. 3.20, б, определяется значение частоты генерируемых колебаний для точки А. Рабочие характеристики (в частности вольтамперная характеристика $U_a = f(I_a)$) снимаются при неизменной нагрузке, соответствующей режиму согласования при $B = \text{const}$ (рис.3.21,а).

При малых анодных токах магнетрон как автогенератор работает неустойчиво и с низкими энергетическими показателями, так как из-за малого значения тангенциальной составляющей E_r СВЧ поля в пространстве взаимодействия электроны слабо группируются в «спицы», и условия синхронизации выполняются лишь для центральной части «спицы» шириной, примерно равной зазору (щели) резонатора. При увеличении I_a возрастает СВЧ поле и, следовательно, E_r , что приводит к сжиманию спицы в области пространства взаимодействия, отчего возрастает КПД и генерируемая мощность P . При дальнейшем росте I_a КПД снижается из-за увеличения кинетической энергии электронов при соударении с анодом и ухудшения их группирования из-за кулоновской силы, приводящей к взаимному расталкиванию электронов. Вышесказанное легко проследить по рабочим характеристикам (рис. 3.21, а) при движении некоторой точки по линии $B_1 = \text{const}$. Если выбрать другую линию $B_2 = \text{const}$, причем $B_2 > B_1$, то можно сделать вывод, что повышение магнитной индукции приводит к росту КПД, но предполагает соответствующее увеличение напряжения U_a .

Увеличение генерируемой мощности с ростом I_a следует из выражения

$$P_{\sim} = \eta U_a I_a.$$

В предположении, что в рабочей области частота характеристики η изменяется незначительно, линии равной мощности ($P_{\sim} = \text{const}$) описываются зависимостью

$$U_a = \frac{P_{\sim}}{\eta} \cdot \frac{1}{I_a}.$$

Особое значение для устойчивости генерируемых колебаний имеет зависимость частоты от режима работы магнетрона. Эта зависимость называется электронным смещением частоты и оценивается количественно изменением частоты в мегагерцах на приращение I_a на 1А (рис. 3.21, б). Изменение частоты вызвано тем, что при движении точки по линии $V = \text{const}$ в сторону увеличения I_a увеличивается и вторая координата этой точки U_a , что приводит к увеличению $E_0 = U_a/d$ и, следовательно, к увеличению переносной скорости $v_{ц} = E_0/V_0$. В области скоростей $v_{ц}$, для которой выполняется условие синхронизации (3.29) для большей части электронов в «спице», увеличение $v_{ц}$ повышает значение частоты генерируемых колебаний.

На характер зависимости электронного смещения частоты также влияет распределение плотности пространственного заряда вблизи катода. При увеличении I_a плотность в радиальном направлении увеличивается и снижается действие U_a на электроны в области катода, что приводит к некоторому уменьшению $v_{ц}$. Следовательно, при больших значениях I_a рост частоты СВЧ колебаний замедляется или вовсе прекращается. Кроме того, при больших токах происходит разогрев анодного блока и изменяется геометрия резонаторов, в силу чего собственная частота резонаторов уменьшается.

При работе магнетрона в импульсном режиме рабочие характеристики предъявляют требования к параметрам импульсного анодного напряжения: допустимое изменение напряжения U_a во время импульса, длительность времени нарастания и спада импульса. При затягивании фронта импульса могут возникать паразитные низковольтные виды колебаний, а при спаде напряжения на вершине импульса возникает неустойчивая работа, связанная с нестабильностью частоты и мощности СВЧ колебаний.

Для большинства электронных систем, использующих когерентную обработку высокочастотных сигналов, длительность импульса должна быть такой, чтобы укладывалось 100...120 периодов несущего сигнала ([12], п.2.6).

Нагрузочные характеристики магнетрона устанавливают связь выходной мощности P_{\sim} и частоты генерируемых колебаний f с согласованностью выхода магнетрона с высокочастотным трактом (линией) передачи колебаний в нагрузку.

Мерой согласованности является коэффициент отражения

$$\dot{\Gamma} = \Gamma e^{-j\varphi},$$

где $\Gamma = |\dot{\Gamma}|$ – модуль коэффициента отражения;

$$\varphi = \frac{l}{C} \frac{\lambda}{\lambda_a} \omega_i + \varphi_i \quad (3.34)$$

фаза коэффициента отражения;

l – длина тракта от выхода (фланца) магнетрона до входа (фланца) нагрузки;

C – скорость света;

λ , λ_a – длина волны в свободном пространстве и тракте передачи соответственно;

ω_i – круговая частота ($2\pi f_i$) генерируемых колебаний, поступающих в нагрузку;

φ_i – фазовый угол, обусловленный нагрузкой.

Приведенные активную g'_i и реактивную b'_i проводимости нагрузки (приведенные к волновому сопротивлению однородного тракта или фидера) можно выразить через модуль и фазу коэффициента отражения:

$$g'_i = \frac{1}{W} \cdot \frac{1 - \Gamma^2}{1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos \varphi}; \quad (3.35)$$

$$b'_i = \frac{1}{W} \cdot \frac{2\Gamma \sin \varphi}{1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos \varphi},$$

где W – волновое сопротивление фидера.

Заметим, что при полном согласовании нагрузки с фидером $\Gamma = 0$. В этом случае $g'_i = 1/W$, $b'_i = 0$. В фидере (в линии передачи СВЧ колебаний) устанавливается режим бегущей волны, и вся энергия СВЧ колебаний поступает в нагрузку. Если условие согласования не выполняется, то часть энергии отражается от входа нагрузки и $\Gamma \neq 0$.

Изменение частоты генерируемых магнетроном колебаний связано с реактивной проводимостью нагрузки

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \approx -\frac{\rho}{2} [\hat{a}'_i(\varphi) + \hat{a}_e], \quad (3.36)$$

где b_e – реактивность, вносимая электронным потоком, зависящая от частоты и напряженности СВЧ поля в пространстве взаимодействия: $\hat{a}_e(\omega, E_-)$;

$\rho = \sqrt{L/C}$ – волновое сопротивление ненагруженного резонатора;

$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ – собственная частота ненагруженного резонатора.

Экспериментально снятые нагрузочные характеристики магнетрона часто изображают в виде семейства кривых в прямоугольных координатах (рис. 3.22).

Нагрузочные характеристики позволяют определить коэффициент затягивания частоты $F_{3,0,2}$ как максимальное отклонение частоты при $\Gamma = 0,2$ (или коэффициенте стоячих волн $K_c = 1,5$; $K_c = \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma}$).

Для произвольного значения K_c затягивание частоты определяется выражением

$$F_3 \approx 1,2 F_{3,0,2} \frac{K_c^2 - 1}{K_c}. \quad (3.37)$$

Приборы магнетронного типа

Разновидностями генераторов магнетронного типа являются целый класс приборов, в которых электроны движутся в скрещенных статических полях: электрическом и магнитном. Этот класс приборов называется «генераторные приборы М-типа». К этому классу относится платинотрон. Прибор отличается от магнетрона нечетным числом резонаторов и разомкнутой колебательной системой. Конструктивно разрыв колебательной системы осуществлен разрывом связок, к двум парам концов которых подключены согласованные вход и выход. Высокое согласование ($K_c \gg 1$) обеспечивает резонансные явления в платинотроне в широком диапазоне частот, что позволяет использовать платинотрон как мощный широкополосный усилитель входного сигнала. Как и в магнетроне, электронный поток замкнут. Следует заметить, что направление вращения «спиц» в платинотроне противоположно направлению распространения волны в замедляющей системе, что соответствует взаимодействию «спиц» с одной из пространственных гармоник. В этом есть сходство платинотрона с лампой обратной волны (ЛОВ) типа О. Схематично устройство платинотрона показано на рис. 3.23.

Платинотрон, работающий в усилительном режиме, называют амплитроном, а в режиме автогенератора – стабилотроном.

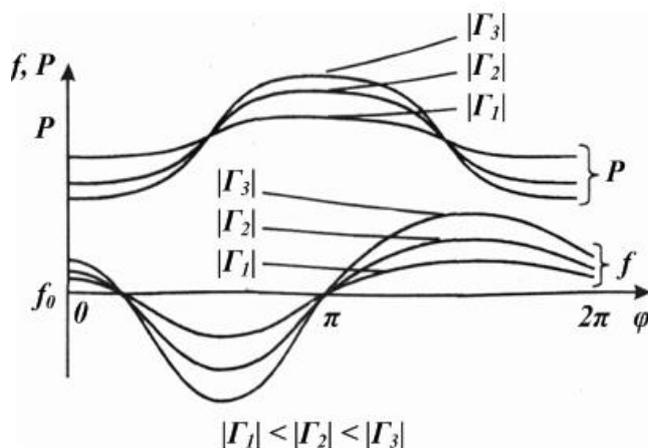


Рис. 3.22. Нагрузочные характеристики магнетрона

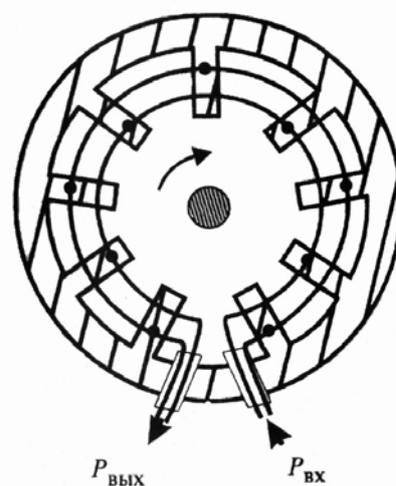


Рис. 2.23. Платинотрон

4. Лабораторные работы и расчетные задания

Перед первым циклом лабораторных работ студентам выдаются индивидуальные задания на расчет автогенератора, который проводится по методике, приведенной в данном учебном пособии. Для этого необходимо выбрать транзистор, снять входные и выходные характеристики выбранного транзистора, произвести расчет усилителя и колебательного контура. Результаты расчета должны быть сведены в таблицу.

Перед вторым циклом лабораторных работ студенты должны произвести расчет генератора с внешним возбуждением, согласованного с нагрузкой. Сопротивление нагрузки является особенностью для каждого индивидуального задания. Результаты расчета должны быть сведены в таблицу.

4.1. Снятие входных и выходных характеристик транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером

Цели лабораторной работы:

- снятие характеристик транзистора с целью расчета автогенератора;
- приобрести навыки в работе с измерительной аппаратурой.

Задания на лабораторную работу:

- по методике, изложенной в [12], снять семейство входных и выходных характеристик;
- графики характеристик построить на отдельных листах формата А4 в верхней части. Нижнюю часть оставить для графических построений при расчете усилителя автогенератора.

4.2. Исследование частотных свойств колебательного контура

Цели лабораторной работы:

- экспериментальное подтверждение результатов расчета;
- снятие АЧХ колебательного контура и определение по ней добротности и полосы пропускания;
- приобретение навыков работы с измерительной аппаратурой.

Задания на лабораторную работу:

- на испытательном стенде собрать схему колебательного контура с емкостным делителем (согласно расчетному заданию);
- на вход контура подать последовательность прямоугольных импульсов с генератора;
- по осциллограмме затухающих колебаний определить частоту, добротность и потери контура;
- на вход контура подать синусоидальный сигнал с генератора и снять АЧХ, определить по ней полосу пропускания, резонансную частоту и добротность;
- результаты исследований свести в таблицы, построить графики, сделать выводы.

4.3. Исследование усилителя автогенератора

Цели лабораторной работы:

- экспериментальное подтверждение результатов расчета;
- снятие АЧХ усилителя и установление этим линейности усилителя в области частот генерации сигнала;
- приобретение навыков работы с измерительной аппаратурой.

Задания на лабораторную работу:

- на испытательном стенде собрать схему усилителя; настроить усилитель по постоянному и переменному токам; результаты измерений I_b , $U_{бэ}$, $U_{кэ}$, I_k , $\beta = \frac{I_k}{I_b}$, $K_U = \frac{U_{вых}}{U_{вх}}$ занести в таблицу и сравнить с расчетными значениями;
- на вход усилителя подать синусоидальный сигнал с генератора и снять АЧХ усилителя в области частот от 0,05 до 200 кГц;
- результаты измерений занести в таблицу и построить график нормированного коэффициента усиления;
- сделать выводы о применимости усилителя для автогенератора.

4.4. Исследование автогенератора

Цели лабораторной работы:

- экспериментальное подтверждение результатов расчета;
- исследование режимов возбуждения автогенератора;
- снятие нагрузочной характеристики автогенератора;
- совершенствование навыков работы с измерительной аппаратурой.

Задания на лабораторную работу:

- на испытательном стенде собрать автогенератор и потенциометром в цепи обратной связи добиться генерирования синусоидальных по форме колебаний; измерить частоту генерируемого сигнала и сравнить с расчетным значением;
- потенциометром в цепи обратной связи добиться срыва колебаний и вновь возбуждения; на грани неустойчивости работы автогенератора измерить $K_{ос.мин}$ и сравнить с расчетным значением; увеличивая коэффициент положительной обратной связи, добиться максимальной амплитуды генерируемого синусоидального сигнала, измерить амплитуду, $K_{ос.мак}$ и сравнить с расчетным значением;
- подключить к колебательному контуру нагрузку в виде потенциометра и, изменяя ее в пределах от $0,5R_3$ до $1,5R_3$, снять нагрузочную характеристику: $P(R_n)$; построить график нагрузочной характеристики, сравнить с расчетной зависимостью;
- установить значение нагрузки, при которой мощность в нагрузке максимальна; для отключенной и включенной цепи автосмещения точки покоя определить мощность сигнала в нагрузке и коэффициент полезного действия; сделать выводы о работе цепи автосмещения.

4.5. Исследование генератора с внешним возбуждением в режиме усиления сигнала

Цели лабораторной работы:

- экспериментальное подтверждение результатов расчета ГВВ;
- исследование режимов работы ГВВ;
- снятие нагрузочных характеристик $P(R_n)$, $\eta(R_n)$;
- снятие АЧХ с целью определения полосы пропускания;

Задания на лабораторную работу:

- собрать на испытательном стенде схему ГВВ и произвести настройку схемы по постоянному и переменному токам; измерить I_b , $U_{бэ}$, $U_{кэ}$, I_k , β , K_U и сравнить значения этих величин с расчетными;
- настроить ГВВ на частоту входного сигнала по максимуму сигнала на его выходе; изменяя амплитуду входного сигнала, получить три режима работы ГВВ: недонапряженный, граничный (критический) и перенапряженный; измеряя мощность сигнала на согласованной нагрузке, убедиться в том, что мощность будет максимальна в случае граничного (критического) режима;
- для критического режима снять нагрузочные характеристики $P(R_n)$, $\eta(R_n)$ и сравнить полученные зависимости с расчетными;
- для критического режима снять полосу пропускания ГВВ, нагруженного на согласованную нагрузку; сделать выводы.

4.6. Исследование ГВВ в режиме умножения частоты входного сигнала

Цели лабораторной работы:

- исследовать причины, ограничивающие коэффициент умножения;
- предложить способы увеличения n – коэффициента умножения и реализовать один из предложенных способов;
- оформить полученный материал как приложение к теории.

Задания на лабораторную работу:

- собрать схему ГВВ и настроить ее по постоянному и переменному токам;
- изменяя частоту входного сигнала в сторону уменьшения, получить двукратное, трехкратное и четырехкратное умножение частоты; для каждого умножения сфотографировать осциллограммы, дать им анализ на предмет причин, ограничивающих кратность умножения частоты;
- на основе физической трактовки (обоснования) предложить способы, позволяющие повысить стабильность амплитуды сигнала на выходе ГВВ; реализовать хотя бы один из предложенных способов; сделать выводы.

4.7. Исследование зон генерации отражательного клистрона

Цели лабораторной работы:

- приобрести навыки в настройке СВЧ генераторов;
- исследовать влияние напряжения на отражателе и напряжения на резонаторе на генерируемую мощность и частоту.

Задания на лабораторную работу:

– проверить лабораторную установку на предмет правильности подключения клистрона к источникам питания и измерительным приборам; доложить преподавателю о готовности к выполнению работы; под контролем преподавателя включить установку, выставить паспортные значения напряжений на резонаторе и отражателе;

– изменяя напряжение на резонаторе, получить не менее трех зон генерации; по индикатору мощности снять зависимости мощности $P(U_{отр})$ для каждой зоны, а по частотомеру снять зависимость $f(U_{отр})$. Построить эти зависимости и дать им анализ;

– для зоны генерации с максимальной мощностью в ее центре (для рабочей зоны) исследовать влияние $U_{рез}$ на генерируемую мощность. При изменении $U_{рез}$ в сторону увеличения на 2...3% напряжением $U_{отр}$ необходимо установить максимальное значение мощности. Сделать выводы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

1. Теоретические основы электротехники: в 2-х т. Т1 / Л.Р. Нейман, К.С. Демирчян. – М.: Энергия, 1966. – 522 с.
2. Ефимов, И.Е. Радиочастотные линии передачи / И.Е. Ефимов. – М.: Советское радио, 1964. – 600 с.
3. Алексеев, О.В. Генераторы высоких и сверхвысоких частот: учебное пособие / О.В. Алексеев, А.А. Головков, А.В. Митрофанов, В.В. Полевой, А.А. Соловьев. – М.: Высшая школа, 2003. – 326 с.
4. Терещук, Р.М. Малогабаритная аппаратура: справочник радиолобителя / Р.М. Терещук, К.М. Терещук, А.Б. Чаклинский и др. – Киев: Наукова думка, 1975. – 560 с.
5. Полупроводниковые приборы: транзисторы: справочник. – М.: Энергоиздат, 1986. – 904 с.
6. Проектирование радиопередающих устройств с применением ЭВМ. / под ред. О.В. Алексеева. – М.: Радио и связь, 1987. – 392 с.
7. Радиопередающие устройства. / под ред. М.Б. Белоцерковского, Г.М. Уткина. – М.: Радио и связь, 1982. – 408 с.
8. Проектирование радиопередающих устройств. / под ред. В.В. Шахгильдяна, 2-е издание – М.: Радио и связь, 1984. – 424 с.
9. Рано, Р.М. Теоретическое ограничение полосы согласования произвольных импедансов: пер. с англ. / Р.М. Рано; под ред. Г.И. Слободенюка. – М.: Сов. радио, 1964. – 69 с.
10. Трубецкой, Д.И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков: в 2-х т. Т1 / Д.И. Трубецкой, А.Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2003. – 496 с.
11. Галдецкий, А.В. СВЧ электроника – история, проблемы и перспективы: базовые лекции по электронике: в 2-х т. Т1. Электрорадиотехника, плазменная и квантовая электроника / А.В. Галдецкий, под ред. В.М. Пролейка. – М.: Техносфера, 2009. – 480 с.
12. Домаков, А.И. Радиополупроводниковая электроника в медицине: основы теории и практики: учебное пособие / А.И. Домаков, С.В. Турыгин. – Вологда: ВоГТУ, 2010. – 111 с.

Содержание

Введение	1
1. Электромагнитные колебания и колебательные системы	4
1.1. Свободные колебания.....	4
1.2. Основные принципы получения незатухающих колебаний.....	9
1.3. Принципы генерирования незатухающих гармонических колебаний	12
1.4. Колебательные системы генераторов	19
2. Основы теории и расчета автогенераторов и генераторов с внешним возбуждением	26
2.1. Автогенераторы	27
2.2. Генераторы с внешним возбуждением	39
2.3. Энергетические показатели ГВВ и основные пути их улучшения	41
2.4. Методика расчета транзисторного одноконтурного АГ	47
2.5. Методика построения и расчета схем ГВВ	54
2.6. Методика энергетического расчета лампового ГВВ	63
2.7. Связь лампового генератора с нагрузкой	71
2.8. Цепи согласования активного элемента с нагрузкой на фиксированной частоте.....	73
2.9. Цепи согласования активного элемента с нагрузкой в заданной полосе частот	85
2.10. Умножители частоты.....	86
3. Генерирование электромагнитных колебаний сверхвысоких частот.....	89
3.1. Особенности генераторных ламп сверхвысоких частот	89
3.2. Пролетный клистрон	94
3.3. Отражательный клистрон.....	107
3.4. Магнетрон.....	111
4. Лабораторные работы и расчетные задания.....	124
4.1. Снятие входных и выходных характеристик транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером.....	124
4.2. Исследование частотных свойств колебательного контура	124
4.3. Исследование усилителя автогенератора	125
4.4. Исследование автогенератора	125
4.5. Исследование генератора с внешним возбуждением в режиме усиления сигнала.....	126
4.6. Исследование ГВВ в режиме умножения частоты входного сигнала	126
4.7. Исследование зон генерации отражательного клистрона.....	126
Библиографический указатель.....	127

Учебное издание

Алексей Иванович Домаков
Иван Иванович Маликов
Сергей Викторович Турыгин

ТЕХНИКА ГЕНЕРИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ: ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРАКТИКИ

Учебное пособие

Редакторы: И.Т. Куликова

Подписано в печать 4.05.2011 г.
Формат 60х90/8. Бумага офисная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. .
Тираж экз. Заказ .

Отпечатано: РИО ВоГТУ
160000, г. Вологда, ул. Ленина, 15.