

Ж.М. Соколова

ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ, КВЧ И ГВЧ ДИАПАЗОНОВ

Учебное пособие

Рекомендовано
Сибирским региональным отделением
учебно-методического объединения высших учебных заведений РФ
по образованию в области радиотехники, электроники,
биомедицинской техники и автоматизации
для межвузовского использования в качестве учебного пособия
для студентов, обучающихся по специальности 210105.65 - «Электронные приборы и
устройства» и по направлению подготовки бакалавров 210100.62 «Электроника и на-
ноэлектроника» по профилям «Электронные приборы и устройства», «Квантовая и оп-
тическая электроника»

ТОМСК — 2012

Министерство образования и науки Российской Федерации

**Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования**

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники

Ж.М. Соколова

ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ, КВЧ И ГВЧ ДИАПАЗОНОВ

Учебное пособие

2012

УДК 621.371(075.8) + 537.8(075.8)

Рецензенты:

Шандаров С.М., д-р физ.-мат. наук, проф., зав. каф. электронных приборов Томск. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники;

Коханенко А.П., д-р физ.-мат. наук, проф. каф. квантовой электроники и оптоинформатики Томск. гос. ун-та:

Громыко А.И., д-р тех. наук, проф., зав. каф. приборостроения и наноэлектроники Сибирского федерального ун-та.

Соколова Ж.М.

Приборы и устройства СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазонов: Учебное пособие. — Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, , 2012. — 283 с.

В пособии содержится систематизированный материал общей теории электронных приборов СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазонов (вакуумных и твердотельных), вопросы электронно-оптических систем формирования потоков заряженных частиц, электродинамических систем приборов; рассмотрены принципы работы таких приборов, как: клистроны, лампы бегущей волны и лампы обратной волны, магнетроны, приборы типа М, генераторы и усилители на туннельных диодах, на диодах Ганна и на лавинно-пролетных диодах; уделено внимание работе полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением ВАХ в различных устройствах. Отмечаются основные характеристики указанных выше приборов и влияние режима питания на получение выходных параметров.

Пособие предназначено для студентов технических вузов, обучающихся по направлениям 210100 - «Электроника и микроэлектроника», 210100.62 –«Электроника и наноэлектроника» а также может быть полезно для студентов направлений 210300 - «Радиотехника» и 210400 «Телекоммуникации» различных форм обучения.

© Соколова Ж.М., 2012

© Томский гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2012.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	5
Введение.....	6
Глава 1. Общие физические процессы в микроволновых приборах	12
1.1 Основные уравнения для анализа процессов.....	12
1.2 Время и угол пролета.....	14
1.3 Пространственно-временные диаграммы	19
1.4 Ток во внешней цепи МВП. Уравнение и форма наведенного тока.....	21
1.5 Наведенный ток модулированным потоком	25
1.6 Отбор энергии от движущихся носителей заряда	27
1.7 Управление электронным потоком.....	34
Глава 2. Электродинамические системы приборов СВЧ	36
2.1 Резонаторы.....	36
2.2 Замедляющие системы, параметры и характеристики их.....	41
2.3 Типы замедляющих систем.....	50
2.4 Применение СВЧ-нагрева	65
Глава 3. Электроннооптические системы приборов СВЧ.....	68
3.1 Требования к электронной пушке	69
3.2 Обзор пушек ЭОС	71
3.3 Поперечно ограничивающая система	79
Глава 4. Общие вопросы генераторов и усилителей	82
4.1 Эквивалентная схема генераторов и усилителей с резонансной колебательной системой.....	82
4.2 Влияние электронной проводимости на работу генераторов с резонансной колебательной системой.....	85
4.3 Влияние внешней нагрузки на мощность и частоту генерации	93
4.4 Нагрузочные характеристики МВП.....	97
4.5 Основные параметры и характеристики МВП	100
Глава 5. Клистроны	105
5.1 Пролетный клистрон.....	105

5.2 Воздействие поля первого резонатора на электронный поток.....	107
5.3 Конвекционный ток в пространстве дрейфа.....	112
5.4 Гармонический состав конвекционного тока	115
5.5 Электронный КПД пролетного клистрона.....	117
5.6 Усилительный пролетный клистрон.....	119
5.7 Пролетные генераторные клистроны	123
5.8 Двухрезонаторный клистрон-умножитель частоты.....	126
5.9 Многорезонаторные пролетные клистроны.....	127
5.10 Отражательные клистроны	134
Глава 6. Лампы бегущей волны и лампы обратной волны — типа О.....	145
6.1 Схема устройства и принцип действия ЛБВО.....	145
6.2 Взаимодействия поля волны с электронами в «горячем» режиме ЛБВО (линейное приближение).....	149
6.3 Коэффициент усиления ЛБВ	158
6.4 Коэффициент полезного действия (КПД) ЛБВО	161
6.5 Характеристики ЛБВО	162
6.6 Лампа обратной волны типа О (ЛОВО)	165
Глава 7. Магнетроны — резонансные приборы типа М.....	169
7.1 Устройство магнетрона	169
7.2 Движение электронов в скрещенных полях.....	170
7.3 Виды колебаний в магнетроне.....	173
7.4 Формирование электронных сгустков. Условие синхронизма в магнетроне	179
7.5 Электронный КПД магнетрона	183
7.6 Рабочие характеристики магнетрона.....	184
7.7 Коаксиальные и обращенные магнетроны.....	185
7.8 Магнетроны, настраиваемые напряжением.....	188
Глава 8. Нерезонансные приборы типа М	192
8.1 Платинотроны	192
8.2 Усилители на ЛБВ типа М (ЛБВМ).....	199
8.3 Генератор на ЛОВМ	209
Глава 9. Полупроводниковые приборы устройства различного назначения	211

9.1 Полупроводниковые СВЧ-диоды с положительным дифференциальным сопротивлением.....	213
9.1.1 Параметры СВЧ-диодов	213
9.1.2 Детекторные и смесительные диоды.....	214
9.1.3 Управляющие (переключательные) диоды	217
9.2 Диоды с отрицательным дифференциальным сопротивлением	227
9.2.1 Туннельные диоды	227
9.2.2 Лавинно-пролетный диод.....	230
9.2.3 Диоды Ганна	246
9.3 Полупроводниковые СВЧ-транзисторы.....	263
9.3.1 Биполярные транзисторы	263
9.3.2 Полевые транзисторы СВЧ	267
9.3.3 Микроволновые устройства на транзисторах	269
Список сокращений и условных обозначений параметров	273
Литература	275
Приложение А. Основные параметры полупроводниковых материалов при $T = 300$ К.....	277
Приложение Б. Справочные данные по функциям Бесселя.....	278
Приложение В. Классификация и условное обозначение твердотельных МВП.....	279
Приложение Г. Параметры диодов Ганна и ЛПД	280

ПРЕДИСЛОВИЕ

Характерной чертой непрерывного прогресса в области развития приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов является создание все более мощных генераторов, более чувствительных приемников в диапазоне более высоких частот. Использование СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона значительно расширяет информационную емкость каналов связи, уменьшает габариты и обеспечивает интегрируемость аппаратуры.

Основная цель данного учебного пособия — дать представление о физических процессах, происходящих в приборах и устройствах разного типа СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов. Чтобы подготовить специалистов к технически грамотному применению приборов в схемах, необходимо рассмотреть основные технические характеристики их и отметить влияние режима питания на получение максимальных выходных параметров.

В пособии дается изложение общих физических процессов, лежащих в основе любых электронных приборов (вакуумных и твердотельных) СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов, вопросов электронно-оптических систем формирования потоков заряженных частиц (ПЗЧ), электродинамических систем приборов. При изложении материала уделяется внимание наиболее применяемым приборам: клистродам, лампам бегущей волны (ЛБВ), лампам обратной волн (ЛОВ), магнетронам, генераторам и усилителям на диодах Ганна и на лавинно-пролетных диодах. Кроме того, уделено внимание работе в различных устройствах полупроводниковых приборов с положительным динамическим сопротивлением на основе ВАХ. Приведены их основные характеристики и параметры. При сравнительном анализе приборов и делается заключение об их применении в том или ином частотном диапазоне.

Пособие включает необходимый материал для успешного применения его в практической работе (при выполнении контрольных работ, при расчете режима работы конкретного прибора). Для углубленного изучения дисциплины рекомендуется литература [1—24].

ВВЕДЕНИЕ

Сведения о СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонах, о приборах и устройствах

Приборами и устройствами СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов называются приборы и системы, предназначенные для генерирования, усиления и преобразования колебаний [1] в интервале частоты от $3 \cdot 10^9$ — $3 \cdot 10^{12}$ Гц. В приборах свободные носители зарядов (электроны) взаимодействуют с постоянными и переменными электрическими и, в отдельных приборах, магнитными полями, при этом происходит преобразование видов энергии (энергии постоянного поля в энергию высокочастотного, переменного поля).

По международному регламенту радиочастоты в связи с большой протяженностью делятся на двенадцать диапазонов [2, 12], названия которых соответствуют границам по частоте или длине волны. Так, к десятому диапазону относятся сантиметровые волны (СМВ), длина волны которых от 10—1 см; частота 3—30 ГГц — гига Герцы, название диапазона по частоте - **Сверхвысокие частоты (СВЧ)**. Затем одиннадцатый диапазон включает миллиметровые (ММВ), с длиной волны 10—1 мм; частотой 30—300 ГГц, название диапазона по частоте – **Крайне высокие частоты (КВЧ)**. Двенадцатый диапазон включает децимиллиметровые волны (ДММВ или субмиллиметровые волны), 1—0,1 мм; называется по частоте - **Гипервысокие частоты (ГВЧ)** охватывает полосу частот от 300 ГГц—3000 ГГц = 3ТГц — тера Герцы.

Применение диапазонов СВЧ, КВЧ и ГВЧ началось в конце 30-х годов прошлого века. Радиолокация и радионавигация повлияли на развитие ДМВ - и СМВ - диапазонов. Космическая радиосвязь и радионавигация 60-х годов и спутниковое телевидение приводит к интенсивному развитию приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ. В области средств связи (особенно телевидения и многоканальной телефонии) диапазон сверхвысоких частот (СВЧ) позволяет обеспечить одновременную работу сотен тысяч приемно-передающих устройств (с полосой частот несколько МГц каждый).

В радиолокации применяются СВЧ и ММВ, для промышленного нагрева в «микроволновых» печах [3] используется диапазон дециметровых волн (ДМВ). В медицине в устройствах радиотерапии и приборах размораживания используются волны от дециметрового диапазона до миллиметрового. Энергия СВЧ применяется [15], [16] в химической промышленности при создании полимеров и для ускорения химических реакций; в строительстве — для ускорения отверждения бетона и разрушения горных пород при строительстве тоннелей; в сельском хозяйстве — для сушки зерна, сублимации пищевых продуктов. Используются источники СВЧ -энергии в линейных ускорителях заряженных частиц и в устройствах разогрева плазмы, применяются в радиоастрономии, радио спектроскопии, в эталонах точного времени и т.д. Очень перспективно использование СВЧ при создании космических электростанций. Столь широкое применение СВЧ -диапазона обостряет, конечно, экологические проблемы, т.к. повышается фон электромагнитных излучений.

Электронные приборы СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов классифицируются по типу [6] активных сред (вакуум, газ или полупроводник) и включают электровакуумные приборы (ЭВП), полупроводниковые приборы (ППП), газоразрядные и квантовые. Основную роль во взаимодействиях электромагнитных полей и заряженных частиц в этих приборах играют электроны, поэтому и название приборов — электронные.

На рис. В.1 приведена диаграмма достигнутого уровня выходной мощности генераторов и усилителей различного типа в зависимости от частоты. Серийные ЭВП: магнетроны, амплитроны, клистроны и ЛБВ широко используются в диапазонах ММВ, СВЧ и ДМВ благодаря своим высоким выходным параметрам. Генераторы и усилители на лавинно-пролетных диодах (ГЛПД), на диодах Ганна (ГДГ) и транзисторах, хотя уступают по величине выходной мощности, по КПД и коэффициенту усиления, указанным вакуумным приборам, но превосходят их по минимальным параметрам: величине питающих напряжений, шумам, массогабаритными параметрами.

При изучении приборов и устройств СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов будут рассмотрены электровакуумные и полупроводниковые приборы.

Классификация электронных приборов показана на рис. В.2.

В приборах О - типа статические магнитные поля применяются только для фокусировки длинных потоков электронов. В приборах М - типа статические магнитные поля используются в принципе работы прибора, где движение электронов происходит во взаимно ортогональных статических электрическом и магнитном полях. Приборы О-типа и М-типа по конструктивному выполнению делятся на приборы с резонансными и нерезонансными электродинамическими системами. К резонансным приборам О-типа относятся клистроны, М-типа — магнетроны. Приборами с нерезонансными колебательными системами являются: О-тип — лампа бегущей волны (ЛБВО) и лампа обратной волны (ЛОВО); М-тип — ЛБВМ, ЛОВМ, платинотроны.

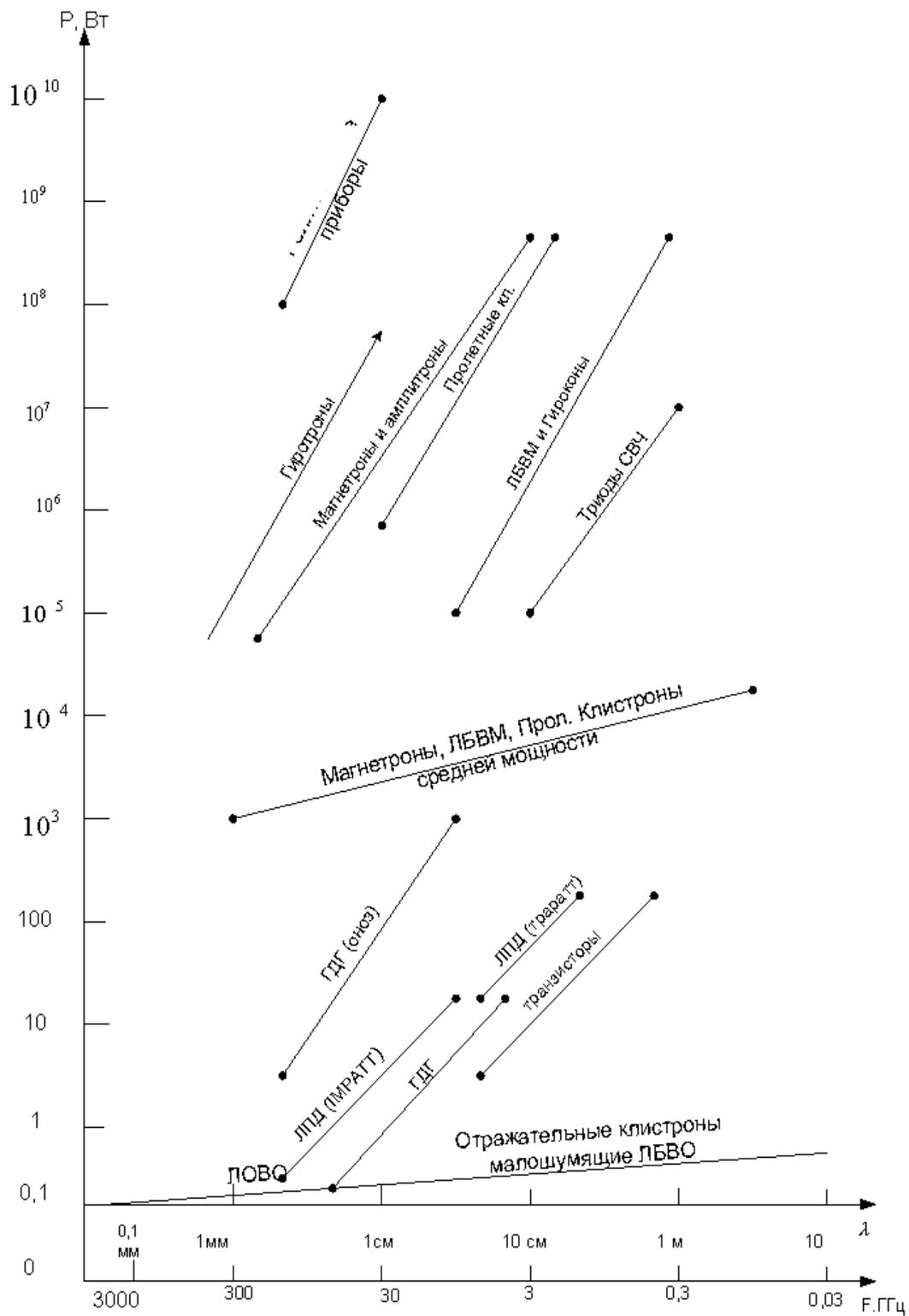


Рис. В.1

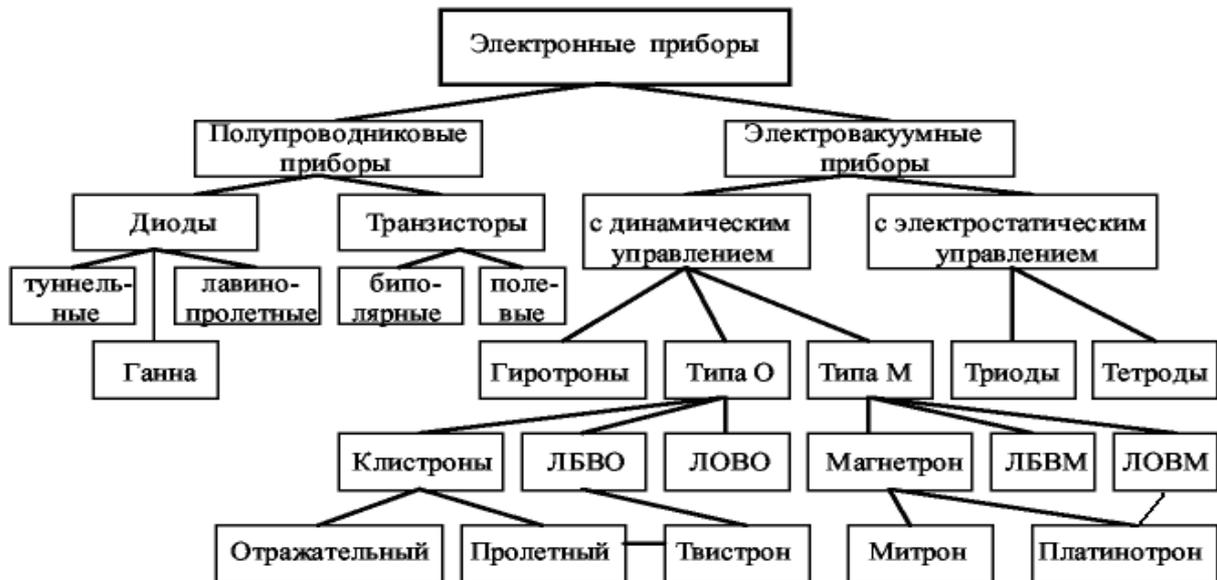


Рис. В.2 — Классификация *микроволновых* электронных приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона

К особенностям электровакuumных приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов относится — **объединение активной области** прибора (пушка, создающая поток электронов, фокусирующая система, область взаимодействия, электрод с функциями коллектора) и **электродинамической системы** (резонаторы или замедляющие системы и связанные с ними внешние линии), **в одном приборе**.

Быстродействие приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона ограничено двумя группами факторов.

Первая группа: **инерционность процессов в электрических цепях** определяется:

- временем перезарядки межэлектродных емкостей;
- резонансами, возникающими вследствие наличия индуктивности выводов и межэлектродных емкостей;
- соизмеримостью геометрии прибора с рабочей длиной волны и конечностью времени прохождения сигнала в цепях прибора.

Вторая группа: **инерционность самих носителей заряда**, перемещающихся в рабочем пространстве прибора, время пролета которых становится сравнимым с периодом колебания.

Уменьшая размеры прибора, можно снизить влияние некоторых факторов [1, 6].

Менее жестким является ограничение, связанное со временем запаздывания (Δt) электромагнитного сигнала во внешней цепи прибора. Так, при равенстве скоростей (фазовой, групповой и света) $V_\phi = V_{gp} = C$ и длине пути $l = 3$ мм, $\Delta t = 10^{-11}$ с. Это соответствует периоду гармонических колебаний на частоте 100 ГГц. Если принять, что время запаздывания Δt определяет минимальное время переключения в цифровой технике, то максимальное быстродействие ЭВМ с такими приборами будет порядка 100 млрд операций в секунду. Скорость передачи информации в системах цифровой связи при указанном значении Δt может достичь 100 Гбит/с. Сравним, для примера, скорость передачи информации одного телефонного канала равна 64 Кбит/с, одного канала цветного телевидения высокой четкости — 216 Мбит/с. Уменьшение на порядок длины пути l (до 0,3 мм) позволяет реализовать быстродействие с временем переключения порядка 10^{-12} с. Создание пассивных элементов электронной схемы не встречает принципиальных трудностей до частот 300 ГГц. А вот факторы второй группы, связанные с движением носителей заряда в активных приборах (генераторах), и их взаимодействие с быстроизменяющимися полями очень ограничивают создание приборов миллиметрового диапазона.

Перспективными направлениями [5] в развитии СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов являются

- миниатюризация приборов;
- развитие модулей на твердотельных приборах;
- создание гибридных и многорежимных приборов;
- интенсивное использование схем сумматоров для повышения выходных мощностей;
- внедрение компьютерных технологий;
- обеспечение приборам максимальной надежности и срока службы;
- широкое использование новых разработок в промышленности, сельском хозяйстве, медицине и быту.

Глава 1. ОБЩИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИБОРАХ СВЧ, КВЧ, ГВЧ ДИАПАЗОНОВ

Существующие приборы СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов различаются по конструкции, принципами действия, величинами параметров и характеристиками. Но общими вопросами для любого прибора являются вопросы: прохождения тока во внешней цепи при движении носителей заряда, когда время пролета становится сравнимо с периодом колебания; преобразования энергии постоянного источника питания в СВЧ-мощность; электродинамических систем.

1.1 Основные уравнения для анализа процессов

В приборах СВЧ, КВЧ, ГВЧ конструктивно объединены: линии передачи в выводах- вводах энергии, колебательные или электродинамические системы и электронные потоки или свободные носители зарядов. Поэтому при теоретическом анализе электродинамических процессов в приборе требуется решение уравнений Максвелла с учетом зарядов:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = c \bar{v} + e_0 e_r \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + y \bar{E} = \bar{J}_n; \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}; \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \bar{E} = c e_0 e_r; \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} m_0 m_r \bar{H} = 0,$$

где e_r , m_r , y — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости и удельная проводимость среды.

Для вакуума: $e_0 = 0,886 \cdot 10^{-11} \frac{\text{А} \cdot \text{с}}{\text{В} \cdot \text{м}}$ — диэлектрическая проницаемость вакуума; $m_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А} \cdot \text{м}}$ — магнитная проницаемость вакуума; $y = 0$;

c, v — объёмная плотность заряда и скорость движения свободных зарядов.

Поля зависят от времени и координаты. Плотность полного тока J_n в приборе состоит из плотности тока переноса $\bar{J}_k = \rho \bar{v}$ (тока конвекционного), плотности тока смещения $J_{cm} = e_0 e_r \partial E / \partial t$ и плотности тока проводимости $\bar{J}_{np} = y \bar{E}$.

Скорость \bar{v} определяется как переменными полями \bar{E} и \bar{H} , так и статическими полями, возникающими при приложении к прибору постоянных напряжений. Поэтому для нахождения зависимости скорости заряженных частиц от электрического и магнитного полей следует использовать уравнение движения, которое может быть записано в общем виде

$$\frac{d(M_q \cdot \bar{V})}{dt} = q \left\{ \bar{E} + [\bar{V} \cdot \bar{B}] \right\} = \bar{F}_e + \bar{F}_m = \bar{F}, \quad (1.4)$$

где q — заряд частицы;

M_q — масса заряженной частицы;

\bar{F} — сила, действующая на заряженную частицу.

Для случая одиночного электрона заряд $q = -e$, тогда (1.4) записывается в виде:

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = -e \left\{ \bar{E} + [\bar{v} \bar{B}] \right\}, \quad (1.5)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. (1.6)

Для анализа волновых процессов в электронных потоках приборов используется уравнение непрерывности

$$\operatorname{div}(c\bar{v}) = -\frac{\partial c}{\partial t} \quad (1.7)$$

и уравнение, определяющее скорость заряженной частицы, движущейся в постоянном потенциальном электрическом поле (закон сохранения энергии)

$$eU_0 = \frac{mv_0^2}{2}. \quad (1.8)$$

откуда

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}, \quad (1.9)$$

где U_0 — разность потенциалов между рассматриваемой точкой пространства и точкой, где скорость электрона равна нулю.

Величина v_0 в (1.9) с учетом (1.6) будет равна:

$$v_0 = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U_0}. \quad (1.10)$$

Чтобы решить систему уравнений (1.1) ÷ (1.7), должны быть заданы граничные и начальные условия. Для использования граничных условий известными должны быть величины электрических и магнитных полей на поверхностях раздела сред, т. е. на металлических электродах.

Начальные условия это пространственно - временное распределение электронов, т.е. для фиксированного момента времени должны быть известны (заданы) скорость или координата заряженной частицы или то и другое.

1.2 Время и угол пролета

При рассмотрении движения и взаимодействия носителей заряда с быстропеременными полями существенную роль играют время и угол пролета.

Время пролета τ свободного заряда определяется при решении уравнения движения (1.4) этой частицы с учетом всех действующих факторов. Если в явной форме удастся записать зависимость скорости направленного движения частицы от координаты $V(x)$, то время пролета определяется в виде

$$\phi = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{v(x)}, \quad (1.11)$$

где x_1, x_2 — координаты поверхностей, ограничивающих пролетную область.

Рассмотрим несколько случаев определения времени пролета ϕ .

1-й случай: Определим время пролета ϕ , если движение электрона происходит в плоском зазоре вакуумного прибора, имеющего расстояние между электродами

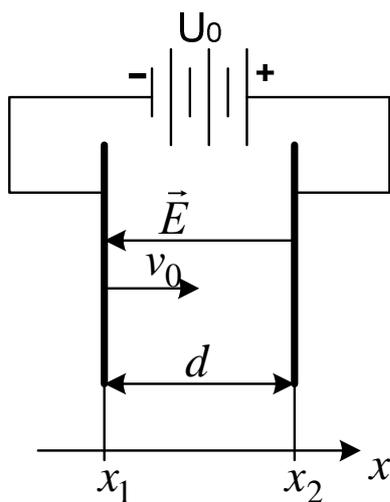


Рис. 1.1 — Движение электрона в зазоре под действием постоянного электрического поля E

d (рис. 1.1). На зазоре разность потенциалов U_0 .

Плоским зазором называется система, образованная двумя металлическими плоскостями с линейным изменением потенциала между ними (это выполняется, когда величина расстояния d много меньше линейных размеров, образующих поверхность электродов зазора).

Пусть магнитное поле на зазоре отсутствует, $B = 0$; пространственный заряд отсутствует; электрон входит в зазор со скоростью $v_0 \ll c$, где c – скорость света.

Начальные условия следующие: в момент $t = t_1$, координата электрона была x_1 и скорость v_0 , а при $t = t_2$ координата $x = x_2$ (рис.1.1)

Уравнение движения для рассматриваемого случая, $\vec{v} // \vec{E}$;
 $v = \frac{dx}{dt}$; $\vec{E} = -x_0 \frac{U_0}{d}$, записывается

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \frac{U_0}{d}.$$

Интегрируя дважды это уравнение и подставляя начальные условия, получим скорость движения и время пролета электрона в виде

$$v = v_0 + \frac{e}{m} \frac{U_0}{d} (t - t_1); \quad (1.12)$$

$$d = v_0 (t_2 - t_1) + \frac{e}{m} \frac{U_0}{2d} (t_2 - t_1)^2. \quad (1.13)$$

Здесь $t_2 - t_1 = \tau$ — время пролета электроном зазора.

Из (1.12) и (1.13) получим выражения для частных случаев, реализуемых на практике.

а). Если $v_0 = 0$, но $U_0 \neq 0$, то скорость и время пролета электрона в зазоре будут равны

$$v = \frac{e}{m} \frac{U_0}{d} (t_2 - t_1); \quad (1.14)$$

$$(t_2 - t_1) = \tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}} = 3,375 \cdot 10^{-6} d \sqrt{U_0}. \quad (1.15a)$$

Время пролета (1.15a) может использоваться в случае, когда в зазоре один электрод - эмитирующий катод, работающий в ре-

жиме без пространственного заряда. Учет пространственного заряда [2] приводит к увеличению времени пролета в 1,5 раза, т.е.

$$\tau_p = 1,5\tau. \quad (1.15б)$$

б). Если начальная скорость электрона не равна нулю, а $U_0 = 0$, тогда из (1.13) и (1.10):

$$\tau = \frac{d}{v_0} = 0,169 \cdot 10^{-5} d \sqrt{U_0}. \quad (1.15в)$$

Такой случай наблюдается, например, в клистронах, где в зазор электроны поступают с определенной скоростью через отверстия в первом электроде.

2-й случай: Пусть между электродами приложено только переменное напряжение $U = U_0 \sin \omega t$. Определить v и ϕ . Исход-

ное уравнение имеет вид $m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU_m}{d} \sin \omega t$. После дважды выполненного интегрирования, при условии отсутствия начальной скорости ($v_0 = 0$) получим выражение вида

$$x = x_1 + \frac{eU_m}{\omega^2 m d} \left[(\omega t - \omega t_1) \cos \omega t_1 - \sin \omega t + \sin \omega t_1 \right], \quad (1.13б)$$

позволяющее определить координату отдельного электрона x в момент t в зависимости от времени входа t_1 в зазор.

Таким образом, для каждого электрона, движущегося в переменном поле, получается свое время пролета.

3-й случай: Определить время пролета, когда на зазоре существует и постоянное, и переменное напряжение, т.е. $U = U_0 + U_m \sin \omega t$. Однако если $U_m \ll U_0$, то можно пренебречь малыми изменениями времени пролета от действия переменного поля, а в случае $U_0 \ll U_m$ можно пренебречь влиянием постоянного поля. В случае сравнимых величин $U_0 \cong U_m$ действующая величина напряжения определяется суммированием.

Полученные выражения для нахождения времени пролета электронов можно применять и для полупроводниковых приборов (ППП) со следующими уточнениями: уравнение (1.15в) $\tau_0 = d/U_0$ соответствует случаю баллистического движения носителей заряда под действием приложенного постоянного электрического поля. Но при этом размер промежутка d должен быть

меньше средней длины свободного пробега носителей заряда. Это условие выполняется при расстояниях между плоскостями $d \leq 0,5$ мкм.

При слабом постоянном поле, т.е. когда величина поля E меньше критического значения $E_{кр}$, скорость носителей в объёме полупроводника называется дрейфовой скоростью, определяется подвижностью μ , и равна $v(x) = v_{др} = \mu E$. При равномерном распределении электрического поля в пролетной области протяженностью d скорость $v_{др} = \mu U_0 / d$. Время дрейфового пролета частицы в слабом поле полупроводникового прибора равно

$$\Phi_{др} = \frac{d^2}{\mu \cdot U_0}. \quad (1.16)$$

При сильных полях, $E > E_{кр}$, наблюдается насыщение дрейфовой скорости носителей [14]: $v_{др} = v_n = \text{const}$ и время пролета τ_n становится равным:

$$\Phi_n = d / v_n. \quad (1.15г)$$

Скорость насыщения для различных полупроводниковых материалов известна (приложение А), поэтому τ для промежутка d также будет известно.

В случае установившегося диффузионного переноса носителей, вызванного неоднородностью распределения их концентрации в пространстве, при определении Φ следует предположить, что на частицы не действуют внешние силы, взаимодействие частиц между собой также не учитывается. Тогда плотность диффузионного тока J_∂ в каждой точке пространства, будет равная разности между числом частиц, пересекающих за единицу времени в двух противоположных направлениях единичную поверхность, нормальную вектору градиента объёмной концентрации N , описывается выражением:

$$J_\partial = -D \cdot \text{grad} N, \quad (1.17а)$$

где D — коэффициент диффузии частицы (приложение А).

Количество частиц N , имеющих скоростью \underline{v} , в установившемся режиме равно $N \underline{v}$. Тогда плотность диффузионного тока равна

$$J_{\partial} = N\bar{v}. \quad (1.176)$$

Приписывая диффузионному переносу частиц усредненную скорость $v_{\partial\phi}$ и сравнивая (1.17а) и (1.17б), получим:

$$v_{\partial\phi} = -\frac{D}{N} \text{grad}N.$$

Например, для одномерного случая, когда $N = n_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right)$;

$\text{grad}N = \frac{dN}{dx} = -\frac{n_0}{d}$, где n_0 — максимальная концентрация. Диффузионная скорость будет равна:

$$v_{\partial\phi} = \frac{D_n}{d-x}. \quad (1.18)$$

Используя (1.11), получим время пролета при диффузионном переносе

$$\Phi_{\partial\phi} = \int_0^d \frac{dx}{v_{\partial\phi}} = \frac{d^2}{2D_n}, \quad (1.19)$$

где D_n — коэффициент диффузии электрона.

Для полупроводниковых структур полученные выражения времени пролета соотносятся между собой: $\tau_{\phi} \approx \tau_{\partial p} \ll \tau_{\partial\phi}$.

Угол пролета равен отношению времени пролета к периоду колебания, умноженному на 2π .

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T} = \omega\tau. \quad (1.20)$$

Угол пролета показывает, как изменится фаза напряжения, приложенного к рассматриваемому промежутку (зазору), за время пролета через него электрона. Величина угла пролета выражается в радианах или в градусах. Угол пролета используется для анализа пролетных явлений и показывает степень инерционности носителей заряда. Используя выражения (1.14), (1.15), (1.16), (1.19), можно записать углы пролета для различных частных случаев

$$\theta_{\partial p} = \frac{\omega d}{v} = \frac{\omega d}{v_H} \quad \text{— для зазора, когда скорость постоянная;}$$

$$\theta_{\partial\phi} = \frac{\omega d^2}{2D} \text{ — при диффузионном движении носителей; } \quad (1.22)$$

$$\theta_{\delta} = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU}} \text{ — для зазора, к которому приложено напряжение } U.$$

(1.23)

Следует отметить, что теория статического описания приборов (без учета пролетных явлений) перестает быть справедливой, когда время пролета $\phi \approx T/2$, а граничный угол пролета $\theta_{zp} \approx \pi$. Граничная рабочая частота при этом угле пролета θ_{zp} будет определять

$$f_{zp} \approx 1/2\tau. \quad (1.24)$$

На основе (1.24), используя выражения времени пролета ϕ , можно оценить f_{zp} для разных режимов движения носителей в ППП и выбранном размере промежутка d . Можно с помощью (1.24) найти требующийся размер зазора прибора для работы на заданной частоте.

1.3 Пространственно-временные диаграммы

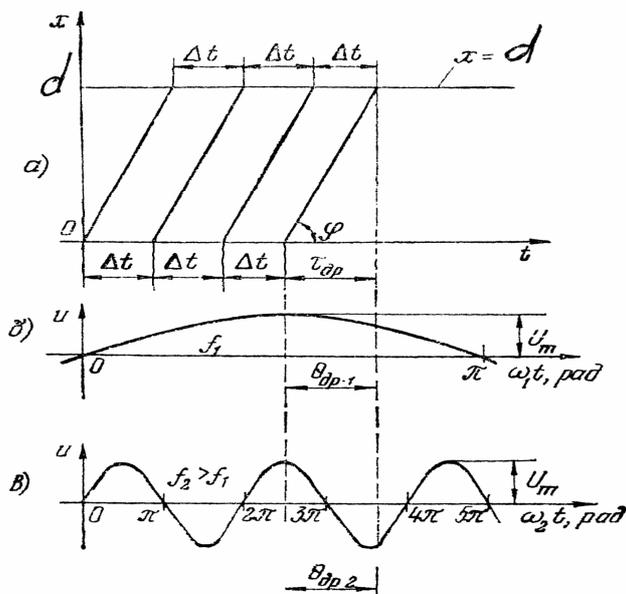


Рис. 1.2 — Пространственно-временная диаграмма дрейфового движения носителей заряда, выходящих из плоскости $x = 0$ через равные интервалы времени Δt (а), и изменение СВЧ-напряжения при частотах f_1 и $f_1 > f_2$ (б, в)

Графики движения одиночных электронов (носителей заряда) между электродами в системе координат x, t называются пространственно-временными диаграммами (ПВД).

Рассматривая последовательность носителей заряда (электронов), стартовавших из плоскости $x = 0$ через равные интервалы времени Δt при постоянной скорости дрейфа v_H , получим ПВД (рис.

1.2) в виде параллельных прямых, идущих под углом φ : $\operatorname{tg}\varphi = v_H$. ПВД (рис. 1.3, б) соответствуют случаю движения электронов под действием постоянного напряжения U_0 при нулевой начальной скорости, когда $x = \frac{eU_0}{md} \cdot \frac{t^2}{2}$. На рис. 1.2 показано изменение во времени напряжений $U = U_m \sin\omega t$ при двух значениях частоты: при $f = f_1$, $\theta_{op} < \pi$ и при $f = f_2$, $\theta_{op} > \pi$.

ПВД, описывающие движение электронов под действием переменного напряжения в отсутствии постоянных полей ($U_0 = 0$), построенные на основании (1.13б), изображены на рис. 1.3, б. Из рисунка видно, что не все электроны, эмитированные катодом, достигают анода. Некоторые электроны попадают на анод после нескольких «качаний» в пространстве зазора.

ПВД позволяют сделать выводы о мгновенной плотности тока в любой точке; о скорости, энергии электронов в любой точке, в том числе в плоскости анода; о количестве прошедших электронов за плоскость 2-го электрода, если он выполнен в виде сетки; о тепловой нагрузке на выходной электрод.

Пространственно-временное распределение электронов является принципиальной особенностью приборов СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов.

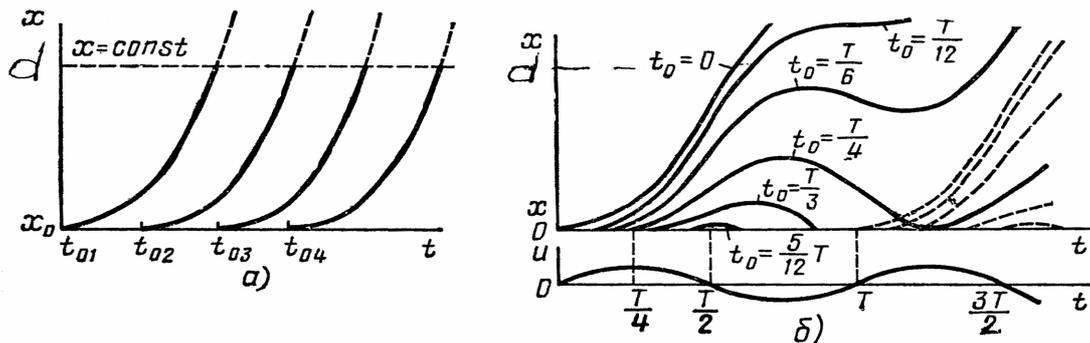


Рис. 1.3 — Пространственно-временные диаграммы движения электронов в плоском диоде:

а — в отсутствие СВЧ-напряжения на аноде при $U_0 > 0$;

б — при $U_m > 0$; $U_0 = 0$

1.4 Ток во внешней цепи прибора. Уравнение и форма наведенного тока

Основным назначением большинства электронных приборов является создание в их внешней цепи электрического тока, меняющегося во времени по определенному закону под действием приложенных к прибору постоянных и переменных напряжений. В результате этого должно осуществляться усиление, генерирование сигналов. Законы, определяющие протекание тока во внешних цепях на низких и средних частотах и СВЧ, КВЧ, ГВЧ, значительно различаются. Если на низких частотах мгновенный ток во внешней цепи прибора равен конвенционному току (току переноса свободных зарядов), то на СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонах эти токи различаются, так как во время движения электронов существенно меняется приложенное к электроду переменное напряжение.

Рассмотрим плоский слой полупроводника толщиной d с двумя контактами, к которым приложено постоянное напряжение U_0 (рис. 1.4), или зазор резонатора в вакуумном приборе (рис. 1.5), во внешней цепи которого включен источник переменного напряжения с нулевым внутренним сопротивлением. Если свободных зарядов нет, то на внутренних поверхностях металлических электродов будут заряды $\pm Q_0$, определяемые по теореме Гаусса в виде

$$Q_0 = \epsilon_r \epsilon_0 E_0 S, \quad (1.25)$$

где S — площадь электрода; $E_0 = U_0/d$ — напряженность поля.

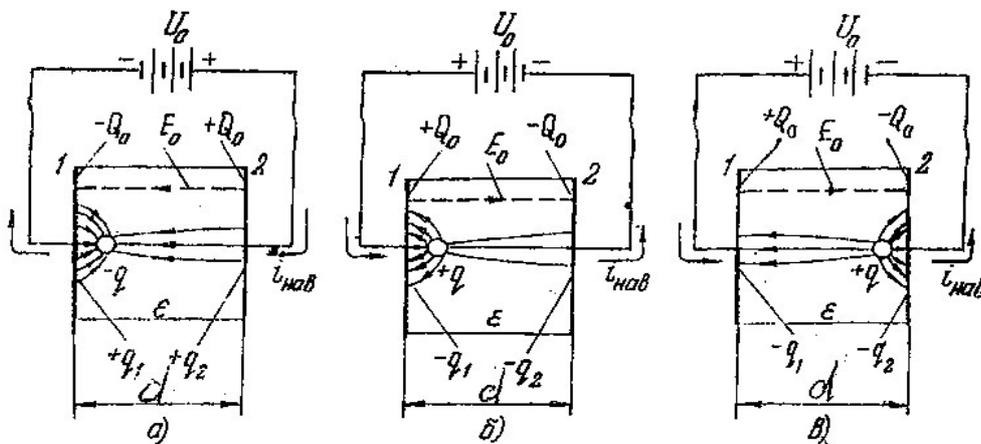


Рис. 1.4 — Наведение зарядов и тока во внешней цепи зазора

Пусть вблизи границы 1 появился свободный точечный заряд $-q$ или $+q$ (рис. 1.4), или заряженный слой q (рис. 1.5), вышедший из первого электрода. В целом система остается электрически нейтральной, хотя возникают электрические поля по обе стороны заряда q , а на электродах появляются соответственно положительные или отрицательные наведенные заряды $-q_1, -q_2$ (или $+q_1, +q_2$). На основании закона сохранения заряда $\sum q = 0$, т.е.

$$q_1 + q_2 + q = 0. \quad (1.26)$$

Картина электрического поля заряда q , накладывающегося на поле E_0 , показана на тех же рисунках. Если q находится вблизи электрода 1, то густота силовых линий слева от заряда q больше, чем справа, и $|q_1| > |q_2|$. При перемещении заряда q под действием поля \vec{E}_0 ко второму электроду картина поля изменяется, так как $|q_1| < |q_2|$. Таким образом, при движении в зазоре свободного заряда q во внешней цепи, соединяющей электроды 1 и 2, происходит перетекание электрического заряда. Это движение зарядов получило название **наведенного тока**, поскольку оно обусловлено изменением зарядов q_1, q_2 , наводимых зарядом q . При приближении q ко 2-му электроду имеем $|q_1| \rightarrow 0, |q_2| \rightarrow q$, и в момент соприкосновения свободного заряда q со вторым электродом заряды q_2 и q нейтрализуют друг друга. Ток во внешней цепи исчезает в момент попадания заряда q на электрод.

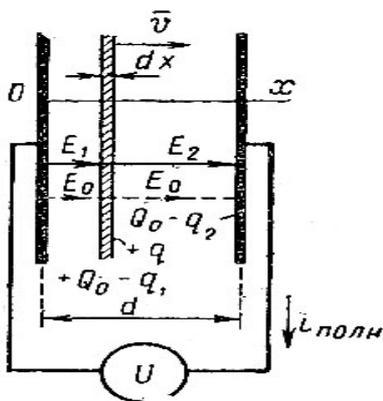


Рис. 1.5 — Наведение тока во внешней цепи при движении заряда $+q$ в плоском зазоре

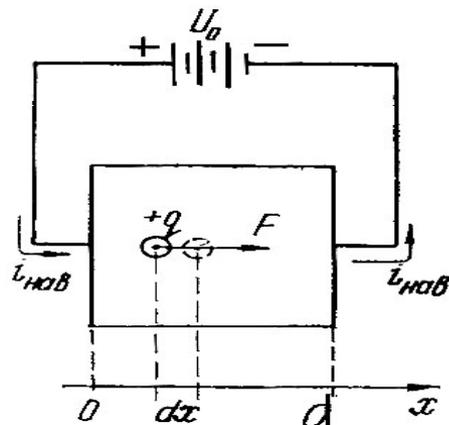


Рис. 1.6 — К выводу уравнения наведенного тока

Для вывода уравнения наведенного тока рассмотрим силу F , действующую на короткий заряд q , находящийся внутри плоского зазора (рис. 1.6). В этом случае сила $F = q U_0 / d$, работа dW_1 , совершаемая электрическим полем при перемещении заряда на расстояние dx , определяется соотношением

$$dW_1 = Fdx = eEdx = q \frac{U_0}{d} dx . \quad (1.27)$$

Энергия dW_2 , отдаваемая источником напряжения U_0 за время dt , в течение которого происходит перемещение заряда, связана с мгновенным наведенным током I_n (на рисунках $i_{нав}$), протекающим во внешней цепи прибора, равенством

$$dW_2 = I_n U_0 dt . \quad (1.28)$$

Так как $dW_1 = dW_2$, наведенный ток для плоских зазоров запишем в виде

$$I_n = \frac{q dx}{d \cdot dt} = \frac{qv}{d} . \quad (1.29)$$

В случае n числа коротких сгустков заряда, имеющих свои скорости v_n и разные поля в местах расположения зарядов E_n , наведенный ток следует определять в виде

$$I_n = \sum_n q_n \frac{E_n}{U_0} v_n = \int_V (\vec{E} \cdot \vec{v}) \rho \cdot dV , \quad (1.29a)$$

где $E = \frac{E_n}{U_0}$, V — объем межэлектродного пространства.

Выводы на основании уравнений (1.29) и (1.29a):

1. В зазоре существуют конвекционный ток (ток движущихся электронов) и ток смещения (ток, вызываемый изменением во времени напряженности электрического поля). Во внешней цепи зазора — соответственно, наведенный ток и емкостной ток. Если электроды сделать прозрачными для свободных носителей, но не для поля, то при движении электронов наведенный ток в цепи этих электродов состоится, а заряженные частицы оседать на электродах не будут. Наведение тока также возникает при движении носителей заряда вблизи какого-либо электрода.

2. Ток во внешней цепи максимален, когда скорость носителей в зазоре параллельна электрическому полю.

3. Чем больше заряженных частиц и их скорость, тем больше наведенный ток во внешней цепи. Если скорость носителей заряда v становится равной нулю, ток во внешней цепи прекращается.

4. Длительность импульса наведенного тока зависит от времени пролета носителей и длины промежутка.

Форма наведенного тока во внешней цепи зазора при движении точечного заряда или короткого сгустка электронов с постоянной скоростью, при $U_0=0$, будет в виде прямоугольного импульса (рис. 1.7, а) с амплитудой $I_n = \frac{qv_n}{d}$ и длительностью $\tau = d/v_n$.

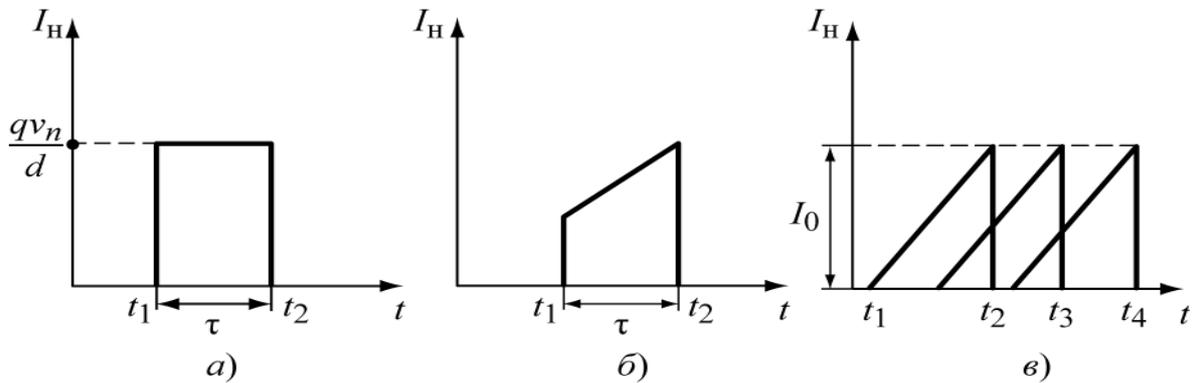


Рис. 1.7 — Прямоугольные импульсы, возникающие при движении точечного заряда или короткого сгустка электронов

Во внешней цепи зазора, в котором скорость электронов v имеет вид (1.12), наведенный ток определяется соотношением

$$I_n = - \left[\frac{ev_0}{d} + \frac{e^2 U_0}{md} (t - t_1) \right], \quad (1.30)$$

а форма его показана на рис. 1.7, б.

Согласно (1.30) до появления электрона в зазоре наведенный ток равен нулю. В момент $t = t_1$ величина наведенного тока становится равной ev_0/d , после чего ток линейно изменяется во времени. В момент попадания электронов на второй электрод наведенный ток падает до нуля.

При наличии постоянного напряжения U_0 на зазоре и нулевой начальной скорости частиц, импульс наведенного тока будет

иметь треугольную форму. Большое число непрерывных треугольных импульсов I_n (рис. 1.7, в), имеющих длительность τ , образуют суммарный ток I_0 , соответствующий среднему значению конвекционного тока.

1.5 Наведенный ток модулированным потоком

Рассмотрим наведение тока в зазоре непрерывно поступающим потоком электронов,двигающимся с одинаковой и неизменной скоростью v_0 , но с модулированной по времени объемной плотностью $\rho = \rho_0 + \rho_m \sin \omega t$.

Величину конвекционного тока, проходящего через площадь поперечного сечения S зазора, записываем в виде:

$$I_k = \rho v_0 S = I_0 + I_m \sin \omega t. \quad (1.31)$$

Разобьем заряд в зазоре на узкие слои dx , для которых можно применить полученное уравнение наведенного тока (1.29). Обозначим время пролета середины зазора — t_0 , тогда для любой точки в зазоре $t = t_0 + x/v_0$, $dt = dx/v_0$. Величина заряда в узком слое dx (рис. 1.5), равна $dq = I_k dt$, а наведенный этим слоем ток

$$dI_n = dq \frac{v_0}{d} = I_k dt \frac{v_0}{d} = I_k \frac{dx}{d}, \quad (1.32)$$

где dt — время прохождения слоем заряда dq пути dx со скоростью v_0 . С учетом (1.31) получаем наведенный слоем заряда ток:

$$dI_i = (I_0 + I_m \sin \omega t) \frac{v_0}{d} dt.$$

Все слои зарядов в плоском зазоре создадут во внешней цепи наведенный ток величиной

$$I_n = \frac{v_0}{d} \int_{-d/2}^{d/2} (I_0 + I_m \sin(\omega t_0 + \omega x/v_0)) dx / v_0,$$

Взяв интеграл, получим

$$I_n = I_0 + I_m M \sin \omega t_0, \quad (1.33)$$

где

$$M = \sin \left(\frac{\omega d}{2v_0} \right) \bigg/ \left(\frac{\omega d}{2v_0} \right) = \frac{\sin \theta / 2}{\theta / 2}. \quad (1.34)$$

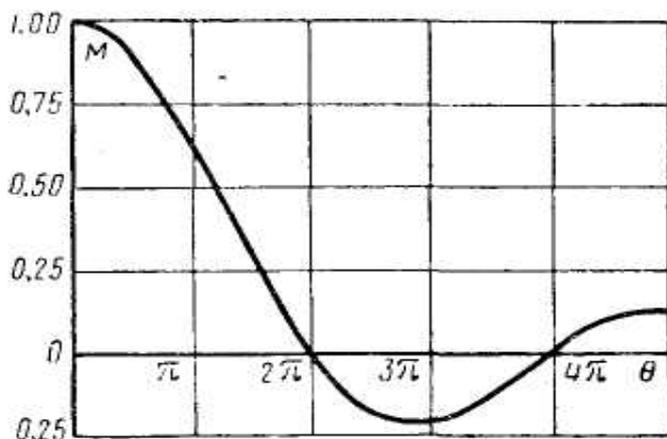


Рис. 1.8 — Зависимость коэффициента взаимодействия M - поля плоского зазора с электронным потоком - от угла пролета через зазор

Коэффициент взаимодействия M — характеризует взаимодействие носителей заряда с электрическим полем зазора. Величина M определяется углом пролета зазора $\theta = \omega\tau_{пр}$. Зависимость коэффициента M от угла пролета θ показана на рис. 1.8.

Анализ выражений (1.34), (1.33) и (рис. 1.8) дает:

- постоянная составляющая наведенного тока и конвекционного тока совпадают и не зависят от угла пролета θ ;

- при малом угле пролета величина $M \rightarrow 1$, при этом наведенный ток по величине оказывается равным конвекционному току. При увеличении θ (рис. 1.8) происходит уменьшение M и амплитуды наведенного тока до величины MI_m . Если $\theta = 2 \cdot \pi$ переменная составляющая наведенного тока обращается в нуль, несмотря на то, что конвекционный ток в зазоре существовал. Коэффициент взаимодействия M определяет эффективность наведения тока в зазоре. Чтобы наведенный ток не уменьшался более чем на 20 % относительно конвекционного тока, рекомендуется конструктивно делать зазоры такими, чтобы $M \geq 0,7$;

- частота конвекционного и наведенного токов ω одинакова;
- плоский зазор протяженностью d , характеризуемый конечным углом пролета, может быть при расчете наведенного тока заменен эквивалентным зазором нулевой протяженности, расположенным в центре реального зазора, при условии уменьшения амплитуды конвекционного тока в M раз. Фаза тока, согласно (1.33), соответствует фазе середины реального зазора.

В реальных приборах ток переноса не обязательно должен иметь гармонический характер. Более того, предпочтительны короткие импульсы конвекционного тока. Уравнение (1.33) приме-

нимо и в этом случае, но функцию тока $I_k = \varphi(t)$ следует при этом представлять в виде гармонического ряда Фурье:

$$I_k = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [A_n \sin(nt) + B_n \cos(n\omega t)]. \quad (1.35)$$

Величины коэффициентов взаимодействия M_n для каждой гармоники оказываются различными и равными:

$$M_n = \sin\left(\frac{n\omega d}{2v_0}\right) \Big/ \left(\frac{n\omega d}{2v_0}\right) = \sin\left(\frac{n\theta}{2}\right) \Big/ \left(\frac{n\theta}{2}\right). \quad (1.36)$$

Наведенный ток представляется с учетом (1.35) и (1.36) суммой

$$I_n = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} M_n [A_n \sin(n\omega t) + B_n \cos(n\omega t)].$$

Форма наведенного тока (1.37) отличается от формы конвекционного тока (1.35), так как при больших n величина M_n уменьшается до нуля. Только при очень коротких импульсах конвекционного тока (близких к δ -функции Дирака) амплитуды наведенного и конвекционного токов для различных гармоник одинаковы.

1.6 Отбор энергии от движущихся носителей заряда

Механизм отбора энергии от потока электронов и перевода ее в СВЧ-энергию представляют большой интерес. Принцип наведения тока движущимися носителями заряда, рассмотренный ранее, позволяет понять важные физические процессы, связанные с преобразованием энергии в приборах.

Включим во внешнюю цепь зазора активное сопротивление R (рис. 1.9).

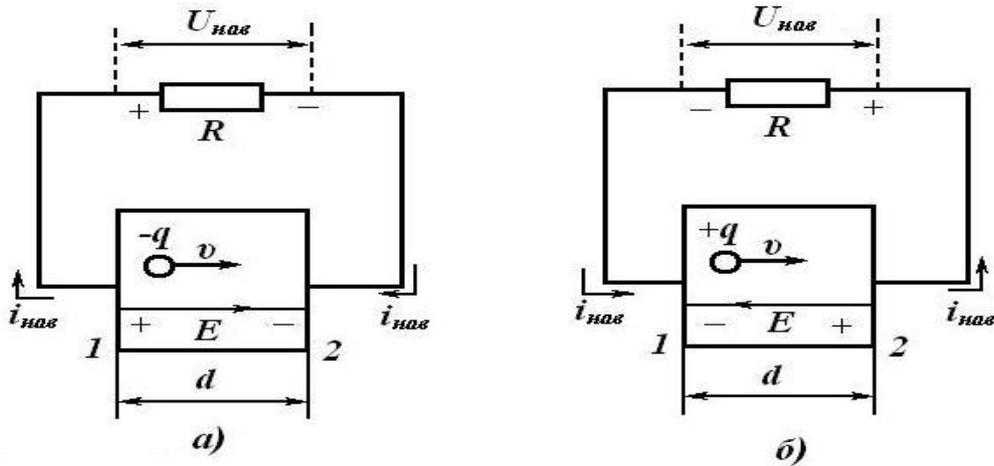


Рис. 1.9 — Отбор энергии от движущихся носителей заряда при включении сопротивления R

Предположим, что отрицательные носители заряда $-q$ (рис.1.9,*a*) движутся в зазоре с заданной скоростью v . Во внешней цепи течет наведенный ток, на сопротивлении R появляется мгновенное наведенное напряжение

$$U_{нав} = i_n \cdot R = \frac{q \cdot v}{d} \cdot R, \quad (1.38)$$

полярность которого определяется направлением движения тока i_n . Направление тока i_n (рис. 1.9) определяется знаком движущихся зарядов в зазоре, при движении отрицательных зарядов — электронов — ток во внешней цепи направлен навстречу им. Электрическое поле $E = U_{нав}/d$, возникающее в зазоре, оказывается тормозящим для этих электронов. Вывод: при движении носителей заряда в рабочем пространстве прибора автоматически создаются условия их торможение и передачи во внешнюю цепь части их энергии, полученной от источника постоянного напряжения, обеспечивающего скорость v . Мгновенная мощность, передаваемая от носителей заряда в нагрузку R , будет равна $P = i_n^2 R$. Если электроды зазора соединить между собой накоротко, то $R = 0$ и $P = 0$ (нет сопротивления, нет выходной мощности).

В качестве внешнего сопротивления R (рис.1.10,*a*) в приборах можно использовать сопротивление согласованной линии передачи типа замедляющей системы (ЗС) или резонансное сопротивление резонатора (рис. 1.10, *б*).

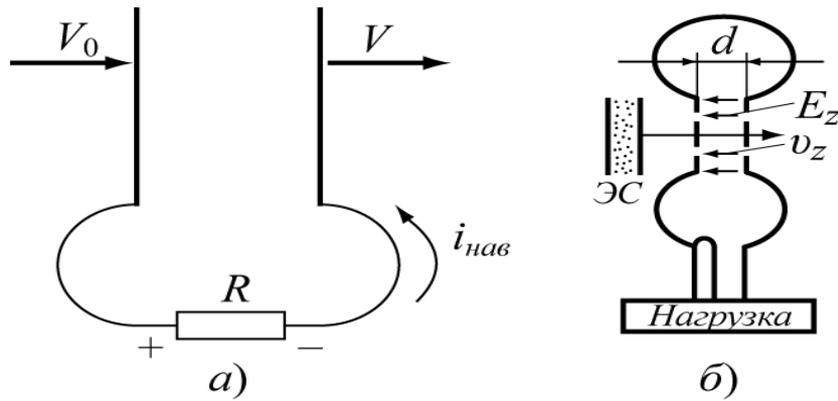


Рис. 1.10 —Отбор энергии от электронов в плоском зазоре

Отметим, что сопротивление линии передачи чисто активная величина, составляющая не более 200 Ом. Резонатор на дискретных частотах ($f = f_{d0}$) обладает активным резонансным сопротивлением, порядка $10^3—10^5$ Ом [2].

Активную среду с движущимися носителями целесообразно располагать в области резонатора или линии передачи (электродинамические системы приборов — ЭДСП), где имеется максимальное электрическое СВЧ-поле (рис. 1.11).

Полезная внешняя нагрузка подключается к ЭДСП через вывод энергии, роль которого могут играть петля связи (рис. 1.11) или отверстие связи и отрезок коаксиальной, или волноводной, или микрополосковой линий.

Активное сопротивление резонансной системы R должно быть согласовано с сопротивлением электронного потока по постоянному току R_0 для эффективного отбора энергии. При амплитуде переменного напряжения на резонаторе, равной напряжению постоянного источника $U_m = U_0$, амплитуда наведенного тока составляет $I_n = M \cdot I_0$. Тогда $R_0 = U_0 / I_0$ — сопротивление электронного потока. Сопротивление внешней нагрузки должно быть равно

$$R = \frac{U_m}{I_n} = \frac{U_0}{M \cdot I_0} = \frac{R_0}{M} = (1 \div 0,5) \cdot R_0. \quad (1.39)$$

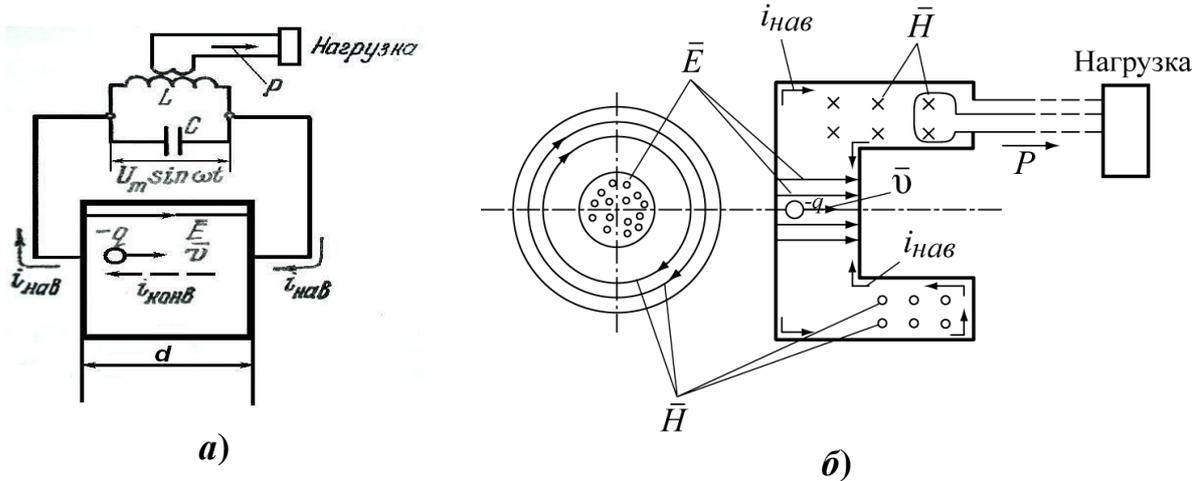


Рис. 1.11 — Отбор энергии от электронов с помощью резонатора:
 а — эквивалентная схема; б — вариант устройства (две проекции).
 Показана структура высокочастотного поля в резонаторе

При равенстве сопротивлений электронного потока R_0 и контура $R \approx R_0$ наблюдается $M \rightarrow 1$ и максимальная величина наведенного тока. Чтобы величина коэффициента взаимодействия M не уменьшала величину наведенного тока более чем на 20% (рис. 1.8), угол пролета зазора не должен быть более $0,8\pi$ (должен быть узкий зазор). Поэтому приборы, использующие узкие зазоры резонаторов, принято относить к устройствам с кратковременным взаимодействием потока носителей с электромагнитным полем. Выражение (1.39) при выбранной величине R будет также требованием величины сопротивления электронно-оптической системы ЭВП (обратное - наоборот).

Заметим, прохождение в зазоре одиночных сгустков электронов возбуждает во внешней цепи колебания, которые быстро затухают с постоянной времени τ_z , зависящей от нагруженной добротности резонатора Q_H и $\omega_0 = 2\pi f_0$ — круговой частоты резонатора: $\tau_z = 2Q_H / \omega_0$. Чтобы колебания были незатухающими, необходимо пропускать последующий сгусток электронов в момент, когда наведенное переменное поле снова станет тормозящим (рис. 1.12, а), т.е. частота следования сгустков электронов f , должна быть либо равна собственной частоте резонатора f_0 (рис. 1.12, в), либо быть в n раз меньше ($n = 2, 3, \dots$). В последнем случае сгустки проходят через рабочее пространство не в каждый из тормозящих полупериодов поля, а пропуская один или боль-

шее число их. На этом основана работа умножителей частоты; усилители и генераторы работают при $n = 1$.

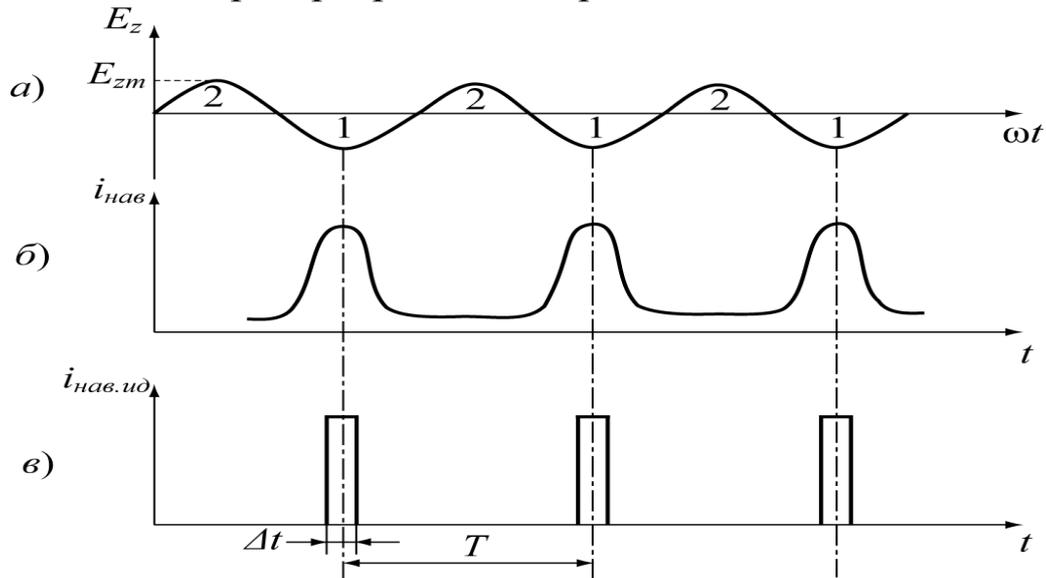


Рис. 1.12 — Обеспечение эффективной передачи энергии электронов высокочастотному полю резонатора:
 1 — тормозящий полупериод; 2 — ускоряющий полупериод

Рассмотрим, при какой форме зависимости конвекционного тока от времени будет достигнута максимальная мощность в нагрузке. Пусть $v_0 = \text{const}$; $U_0 = 0$; $\tau_{np} < T$. Для получения наибольшей выходной мощности необходимо, чтобы в моменты максимального тормозящего поля проходило максимальное число носителей заряда. Этому требованию удовлетворяет прямоугольная форма конвекционного тока с малой длительностью Δt (рис. 1.12, в) — δ -функции. Это означает, что при $U_m = U_0$ вся кинетическая энергия носителей будет преобразована в энергию СВЧ-колебаний.

На практике не удастся осуществить форму конвекционного тока в виде δ -функции (рис. 1.12, в). Но получение коротких сгустков является одной из важнейших задач при разработке приборов, которая решается своеобразно в разных типах приборов.

В нерезонансных приборах используются в качестве электродинамических систем замедляющие системы (ЗС), в которых осуществляется длительное взаимодействие носителей заряда с переменным полем и непрерывный отбор энергии от электронного потока. В замедляющих системах бегущие волны распростра-

няются с фазовой скоростью меньшей скорости света, $v_\phi < c$, точнее v_ϕ примерно равны скорости электронных сгустков v_0 . Если электронные сгустки, при неравенстве скоростей вида $v_0 \geq v_\phi$, вводить в тормозящее электрическое поле ЗС (рис. 1.13) через одинаковые интервалы, равные λ_3 , то они будут тормозиться полем и передавать ему свою кинетическую энергию. Обеспечить высокий КПД в таких системах невозможно, так как снизить скорость носителей до нуля нельзя, иначе они выйдут из тормозящего поля.

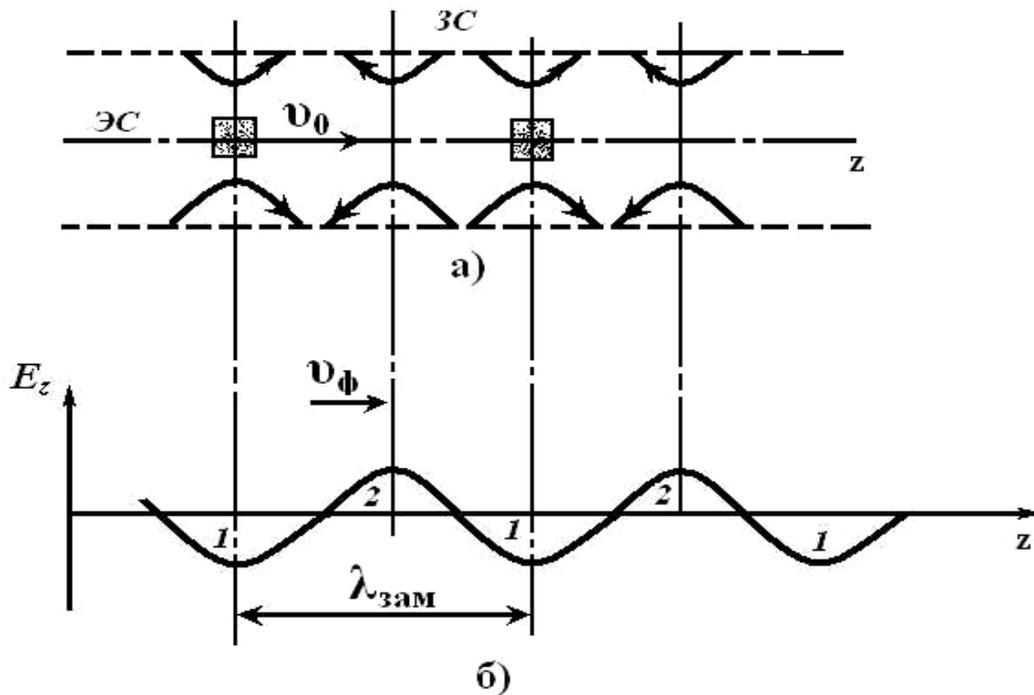


Рис. 1.13 — Обеспечение эффективной передачи энергии электронных сгустков высокочастотному полю замедляющей системы

Существует два физических механизма отбора энергии у сгустка:

- отбор *кинетической* энергии у носителей при торможении, в этом случае происходит уменьшение направленной скорости движения частиц. Идеальный режим отбора соответствует затормаживанию частиц и их остановке в пределах второго электрода;

- отбор *потенциальной* энергии, когда средняя направленная скорость частиц остается неизменной в течение всего времени пролета в пространстве взаимодействия, несмотря на наличие непрерывного торможения. Постоянное электрическое поле, созданное в пространстве взаимодействия, непрерывно восстанавливает скорость носителей до среднего значения. Носители заряда играют при этом роль «промежуточной инстанции» в процессе преобразования потенциальной энергии в СВЧ - энергию.

Выводы:

1. Отбор энергии у носителей заряда (электронов) осуществляется тормозящим электрическим полем, создаваемым резонатором, или линией типа замедляющей системы (ЗС).

2. Конвекционный ток носителей заряда должен поступать в пространство отбора энергии в моменты тормозящего электрического поля, т.е. непрерывный поток должен быть модулирован по плотности.

3. Максимальная отдача энергии наблюдается при коротких сгустках носителей ($Dt \ll T/2$) и при прохождении сгустков в моменты максимумов тормозящего поля, когда направления скорости движения носителей и электрического поля коллинеарные;

4. Сгустки электронов в пространство взаимодействия в генераторах, усилителях поступают в каждый полу период тормозящего поля (частота колебаний на входе и выходе одинакова $f_{0\text{ вх}} = f_{0\text{ вых}}$); в умножителях частота поступления сгустков электронов меньше в n раз по отношению к частоте колебаний.

5. На резонансном сопротивлении резонатора R_0 выделяется напряжение только на резонансной частоте f_0 . Для остальных частот резонатор представляет нулевое сопротивление.

7. Любой прибор может быть представлен по функциональным назначениям входящих в его конструкцию узлов в виде схемы (рис. 1.14).

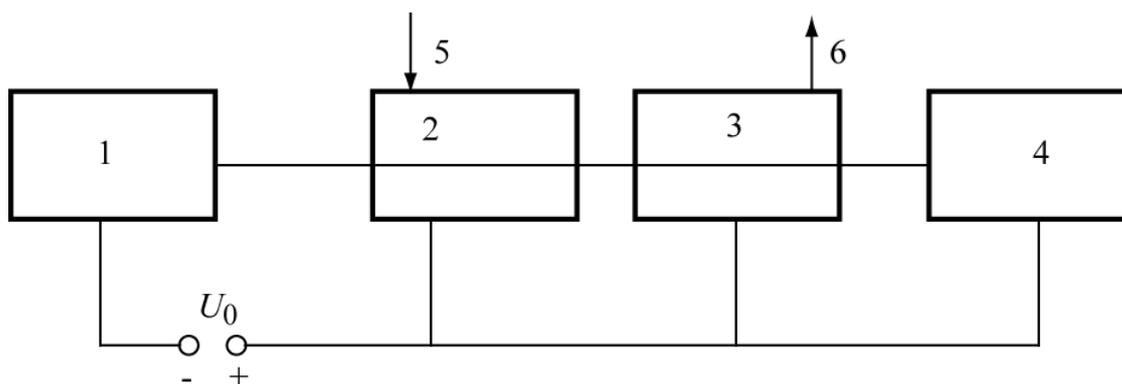


Рис. 1.14 — Блок схема обязательных узлов прибора:

- 1 — электронная оптическая система (ЭОС), носители заряда;
 - 2 — управляющая система, создающая из непрерывного электронного потока сгустки, называется также модулятором электронного потока;
 - 3 — устройство отбора энергии от потока носителей;
 - 4 — коллектор, удаляющий отработанные электроны;
 - 5 — входное устройство (ввод энергии);
 - 6 — выходное устройство (вывод энергии).
- U_0 — система обеспечения постоянным напряжением

1.7 Управление электронным потоком

Для получения необходимой формы наведенного тока (рис. 1.12, в) в устройстве отбора энергии непрерывный поток электронов должен быть перегруппирован в последовательность коротких импульсов. Процесс преобразования непрерывного потока в модулированный по плотности называется управлением, а устройства, выполняющие эту процедуру, — управляющими.

Существует два метода управления потоком:

1. *Электростатическое управление*, применяется в триодах, тетрадах, транзисторах вплоть до сантиметровых волн;
2. *Динамическое управление*, применяется в остальных приборах.

В случае электростатического управления на первую сетку, например, триода, тетрода или на затвор транзистора подается отрицательное постоянное напряжение U_{0c} (рис. 1.15) относительно катода или базы. В рабочем режиме на зазор катод-сетка подается колебание с амплитудой переменного напряжения U_{mc} . Когда суммарное напряжение первого зазора становится $U_{mc} - U_{0c} > 0$, в последующий зазор прибора начинает поступать кон-

векционный ток в виде импульсов, длительность которых зависит от длительности положительной разности напряжений $U_{mc} - U_{0c}$ (рис. 1.15). На волнах сантиметрового диапазона из-за большого угла пролета θ_{k-c} и связанных с этим потерь входной мощности этот вид управления потоками заряженных частиц не применяется.

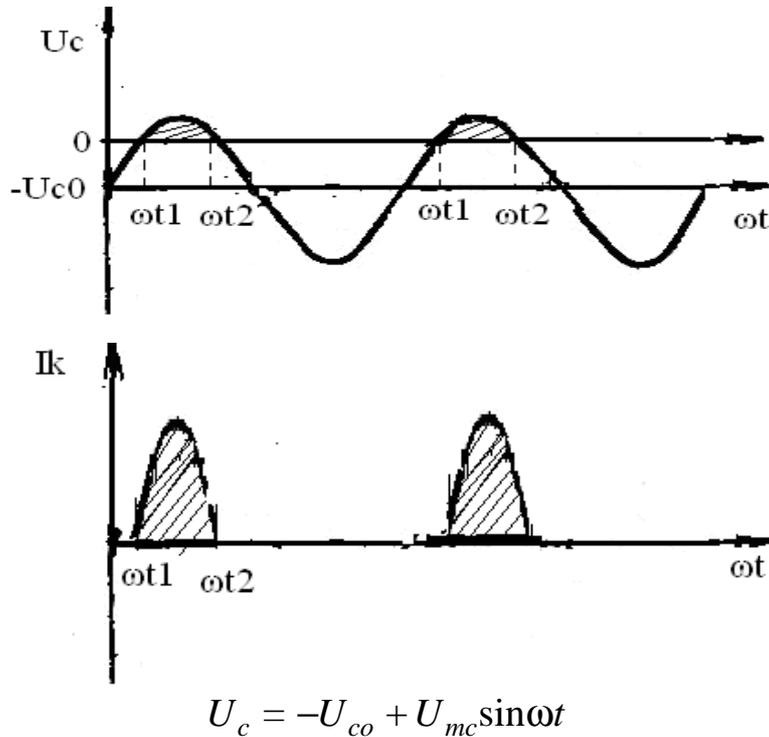


Рис. 1.15 — Формирование импульсов конвекционного тока в случае электростатического управления

Динамическое управление потоком носителей заряда основано на периодическом изменении скоростей электронов высокочастотным полем (скоростная модуляция управляющим устройством) с последующим преобразованием этого изменения в модуляцию конвекционного тока (модуляция плотности).

Переменная составляющая конвекционного тока $I(t)$ не обязательно должна создаваться в управляющем устройстве. Можно применять такое воздействие на электронный поток, чтобы электроны, двигаясь между управляющим и выходным устройствами, постепенно группировались, образуя сгустки при входе в выходное устройство.

Управляющее устройство должно обеспечить в пространстве отбора энергии (в выходном устройстве) конвекционный ток,

изменяющийся по закону $I_k = I_0 + I(t)$, где $I(t)$ периодическая функция времени. Поэтому процессы модуляции скорости электронов и последующее преобразование плотности в потоке в одних приборах бывают разнесены пространственно, в других приборах эти механизмы применяются одновременно.

Рассмотрение конкретных механизмов управления (группировки) электронов в потоках будет проведено дальше в каждом конкретном приборе.

Глава 2. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ СВЧ, КВЧ и ГВЧ ДИАПАЗОНОВ

2.1 Резонаторы

В приборах СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона применяются резонаторы или замедляющие системы (электродинамические системы). Переменные электрические поля, вводимые или наводимые в электродинамических системах приборов, взаимодействуют с пропускаемыми электронными потоками. Выходные параметры приборов определяются параметрами и характеристиками электродинамических систем.

Объемные резонаторы [2], [12] — это колебательные системы, представляющие собой полые металлические объемы, внутри которых концентрируется переменное электромагнитное поле. Область существования этого поля V можно отделить от остального пространства условной границей S , излучение энергии через которую отсутствует.

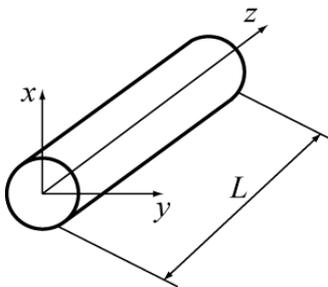


Рис. 2.1 — Резонатор

Простейшим резонатором может служить отрезок любого волновода (рис. 2.1), закрытый с обеих сторон металлическими крышками. Резонанс в системе наступает тогда, когда выполняется фазовое условие резонанса, имеющее следующий вид:

$$2\beta\ell + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi n, \quad (2.1)$$

где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ — фазовая постоянная волны в

линии, λ_g — длина волны в линии; $n = 1, 2, \dots$ — целое число; φ_1, φ_2 — фазовый набег волны при ее отражении от торцевых крышек. Фазовый набег волны при отражении от металлической крышки равен π , в отсутствие крышки — нулю.

В микроволновых приборах применяются следующие типы резонаторов: тороидальные (рис. 2.2, а), коаксиальные с сосредоточенной емкостью (рис. 2.2, б), призматические (на базе прямоугольного волновода) с укорачивающей емкостью (рис. 2.2, в), многоззорные (рис. 2.2, г), магнетронные (рис. 2.2, д) и различные их модификации.

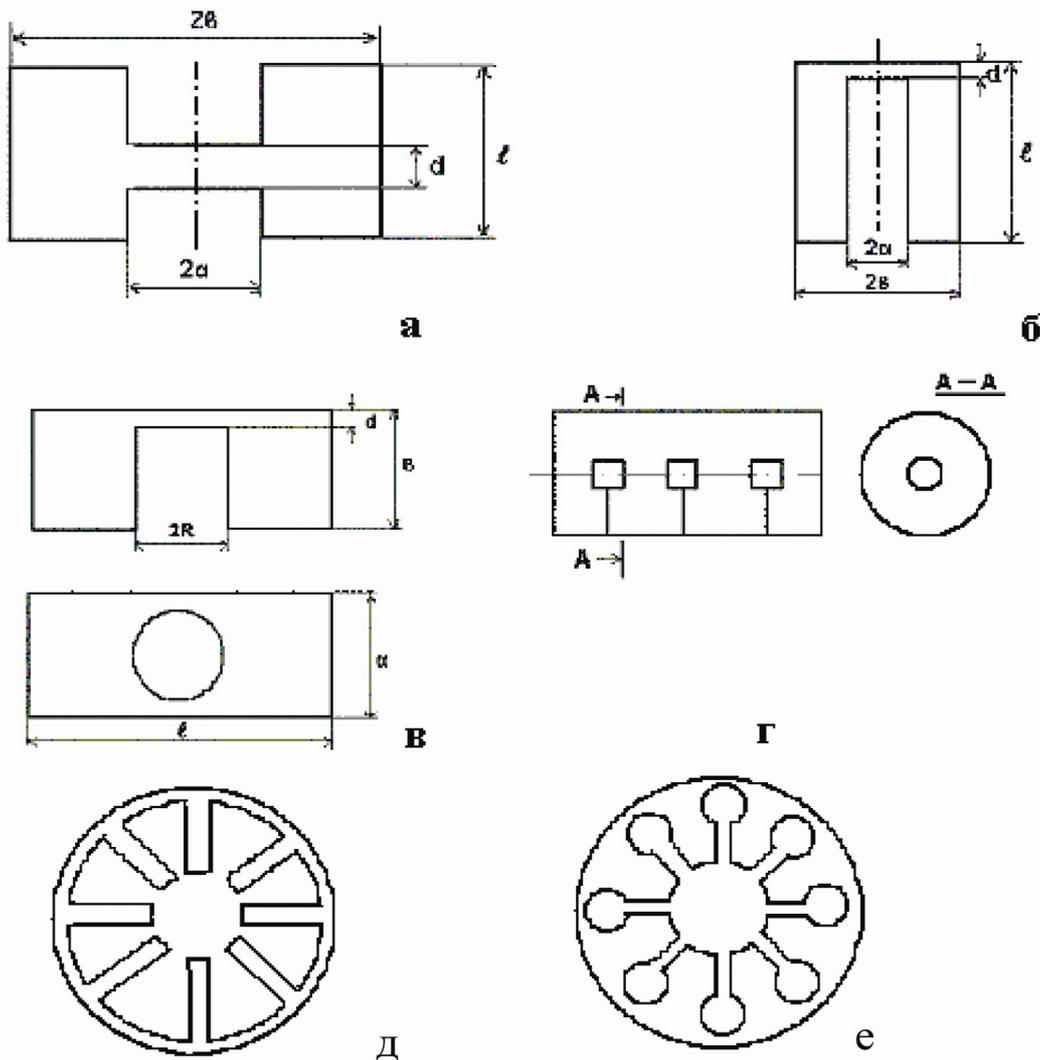


Рис. 2.2 — Типы резонаторов, используемых в приборах СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазона

Основными (собственными) параметрами резонаторов являются те, которые легко измеряются, рассчитываются и опреде-

ляются типом колебания, электродинамическими параметрами материала и геометрией резонатора. В резонаторах такими параметрами являются:

резонансная длина волны λ_0 (резонансная частота f_0 или круговая частота ω_0), на которой резонатор способен накапливать максимальную энергию. Определяется из (2.1);

активная проводимость G_0 , являющаяся мерой активных потерь мощности в резонаторе;

собственная или ненагруженная добротность Q_0 , зависящая от активной и реактивной проводимостей резонатора вблизи резонансной частоты.

При определении собственной добротности резонатор предполагается изолированным от внешних нагрузок. Связь резонатора с внешними нагрузками учитывается введением внешней Q_{BH} и нагруженной Q_H добротностей:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.p}}; \quad Q_{BH} = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.нагр}};$$

$$Q_H = \omega_0 \frac{W_{зан}}{P_{пот.рез} + P_{пот.нагр}}. \quad (2.2)$$

Добротности связаны между собой уравнением

$$\frac{1}{Q_H} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{BH}}, \quad (2.3)$$

где $W_{зан}$ — запасенная энергия в резонаторе; $P_{пот.p}$ — мощность потерь в резонаторе (обычно в стенках); $P_{пот.нагр}$ — мощность потерь в нагрузке; $P_{пот}$ — мощность потерь в резонаторе и в нагрузке.

Используя добротности Q_0 , Q_{BH} , Q_H можно определить коэффициент полезного действия резонатора двухполюсника $\eta_{рез}$ (рис. 1.11, б) в виде

$$\eta_{рез} = \frac{Q_H}{Q_{BH}} = 1 - \frac{Q_H}{Q_0}.$$

Величины Q_0 , Q_{BH} и Q_H после изготовления резонатора могут быть измерены методом двухполюсника в измерительной линии

[1] с использованием соотношений:

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2G_0} \left(\frac{dB}{d\omega} \right)_{\omega \rightarrow \omega_0}, \quad Q_{вн} = \frac{\omega_0}{2G_H} \left(\frac{dB}{d\omega} \right)_{\omega \rightarrow \omega_0},$$

$$Q_H = \frac{\omega_0}{2(G_0 + G_H)} \left(\frac{dB}{d\omega} \right)_{\omega \rightarrow \omega_0}, \quad (2.5)$$

где G_H — активная проводимость нагрузки резонатора;
 $(dB/d\omega)_{\omega \rightarrow \omega_0}$ — изменение реактивной проводимости резонатора
 вблизи резонансной частоты.

При анализе работы генераторов и усилителей СВЧ, КВЧ и ГВЧ методом эквивалентных схем используется чаще параллельная эквивалентная схема резонатора (рис. 2.3, в), реактивная проводимость которой определяется равенством $B_0 = \omega C_0 - 1/(\omega L_0)$. (2.6)

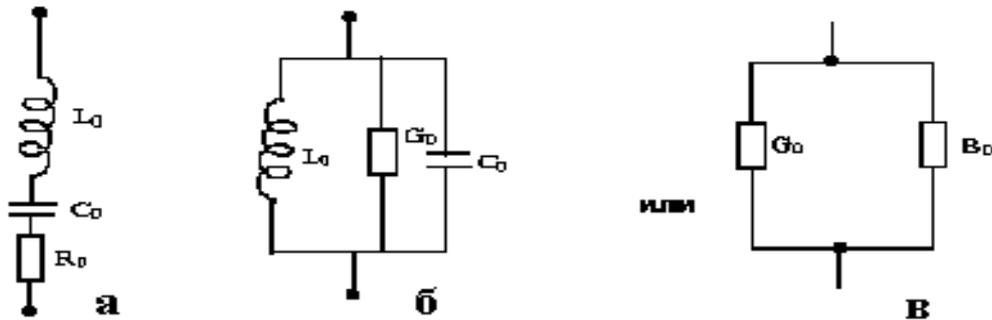


Рис. 2.3 — Эквивалентные схемы полого резонатора:
 а — последовательная; б, в — параллельные

Активная проводимость резонатора определяется выражением

$$G_0 = 2P_{ном.р.}/U_m^2, \quad (2.7)$$

где $U_m = \int_a^b \bar{E} d\bar{l}$ — амплитуда переменного напряжения в резона-

торе, измеряемая между заданными точками (чаще это на зазоре резонатора или на зажимах ввода-вывода энергии). Напряженность электрического поля E берется между теми же точками резонатора. В случае электровакуумных приборов G_0 определяется на зазоре между точками, в которых резонатор пронизывается

электронным потоком, и составляет обычно 10^{-3} — 10^{-5} [1/Ом или См — Сименс].

Ниже приведены некоторые формулы для определения резонансной частоты или длины волны для резонаторов [12], показанных на рис. 2.2.

Для тороидального резонатора (рис. 2.2, а)

$$\lambda_0 = \pi\alpha \sqrt{\frac{2h}{d} \left(1 + \frac{4d}{\pi\alpha} \ln \frac{h}{d} \right) \ln \frac{b}{a}}. \quad (2.8)$$

Собственная добротность и эквивалентное резонансное сопротивление тороидального резонатора (для других типов резонаторов см. [12]) вычисляются с помощью формул:

$$Q_0 = \frac{2\mu}{\delta\mu_{cm}} \cdot \frac{l \cdot \ln \frac{b}{a}}{2 \ln \frac{b}{a} + l \left[\frac{1}{b} + \frac{1}{a} \right]}, \quad (2.9)$$

$$R_0 = \frac{R_S}{2\pi^3} \left(\frac{\lambda_0}{60L_0} \right)^2 \left[\frac{l-d}{a} + \frac{l}{b} + 2 \ln \frac{b}{a} \right], \text{ Ом}, \quad (2.10)$$

где $R_S = \sqrt{\frac{\omega\mu_{cm}}{2\sigma}}$ — поверхностное сопротивление; обозначение размеров приведено на соответствующих рисунках (рис. 2.2).

Для резонатора типа рис. 2.2, б резонансная частота определяется решением трансцендентного уравнения следующего вида

$$\omega_0 \frac{\varepsilon\pi\alpha^2}{d} - \frac{1}{Z_C} \operatorname{ctg} \frac{\omega_0 L}{c} = 0,$$

где $Z_C = 60 \ln \frac{b}{a}$ — волновое сопротивление коаксиальной линии.

В случае резонатора (рис. 2.2, в) резонансная длина волны определяется также трансцендентным соотношением

$$\frac{1}{Z_C} \operatorname{ctg} \left\{ \frac{2\pi(l-R)}{\lambda_{\varepsilon}} \right\} = \frac{2\pi^2 R^2 \varepsilon_0 c}{d\lambda_0},$$

где c — скорость света; Z_C — волновое сопротивление волновода на волне H_{10} ; λ_{ε} — длина волны в волноводе; $\lambda_{кр} = 2a$ — крити-

ческая длина волны; a — размер широкой стенки волновода;

$$Z_C = 377e / \sqrt{a^2 - \left(\frac{\lambda_0}{2}\right)^2}; \lambda_e = \lambda_0 / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}.$$

В случае резонатора магнетронного типа (рис. 2.2, е) [3] собственная частота отдельного резонатора - ячейки определяется

формулой $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{d}{\epsilon \mu \pi a}}$, так как емкость и ин-

дуктивность резонатора-ячейки равны соответственно $C_0 = \frac{\epsilon a h}{d}$,

$L_0 = \frac{\mu \pi R^2}{h}$, размеры видны на рис. 2.4.

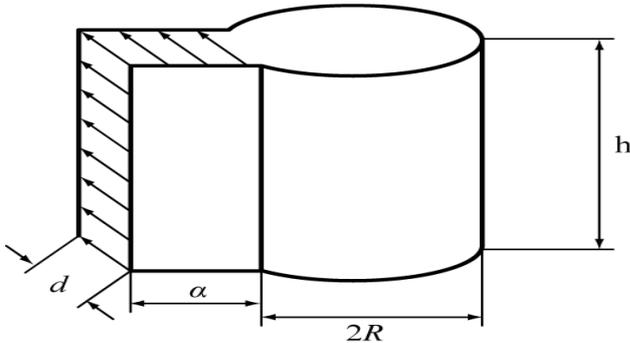


Рис. 2.4 — Резонатор магнетронного типа

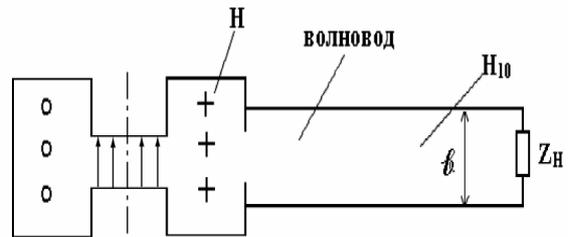


Рис. 2.5 — Связь с нагрузкой через отверстие

Перестройка частоты объемных резонаторов осуществляется путем изменения одного из размеров: высоты резонатора l (поршнем), или высоты зазора d (перемещение внутреннего выступа), или путем погружения в область с магнитным полем, осеально симметрично, четного числа металлических стержней, направленных вдоль радиуса резонатора. Это способ изменения частоты изменением диаметра резонатора.

Связь резонатора с нагрузкой осуществляется либо петлей (рис. 1.13), либо через отверстие в резонаторе с выходом в торец волновода (рис. 2.5).

2.2 Замедляющие системы, параметры и характеристики их

В электронных приборах СВЧ нерезонансного типа для создания электромагнитных полей используются замедляющие системы (ЗС) — линии передачи, в которых фазовая скорость волны меньше скорости света в свободном пространстве, т.е. $V_{\phi} < C$.

Замедляющие системы (рис. 2.6) состоят из последовательности дискретных ячеек, образующих пространственную периодичность в направлении продольной оси. Расстояние между соседними идентичными элементами ЗС называется шагом структуры L , который может не совпадать с периодом структуры D (рис. 2.6, *з*). Период D системы превышает шаг L в многоступенчатых структурах в несколько раз. Так, на рис. 2.6, *а—в* показаны одноступенчатые ЗС, когда $L = D$, а на рис. 2.6, *г* — двухступенчатая ($L = D/2$). Для ЗС поверхностное сопротивление одной из стенок должно иметь реактивный характер. Замедляющие структуры, приведенные на рис. 2.6, удовлетворяют этому требованию.

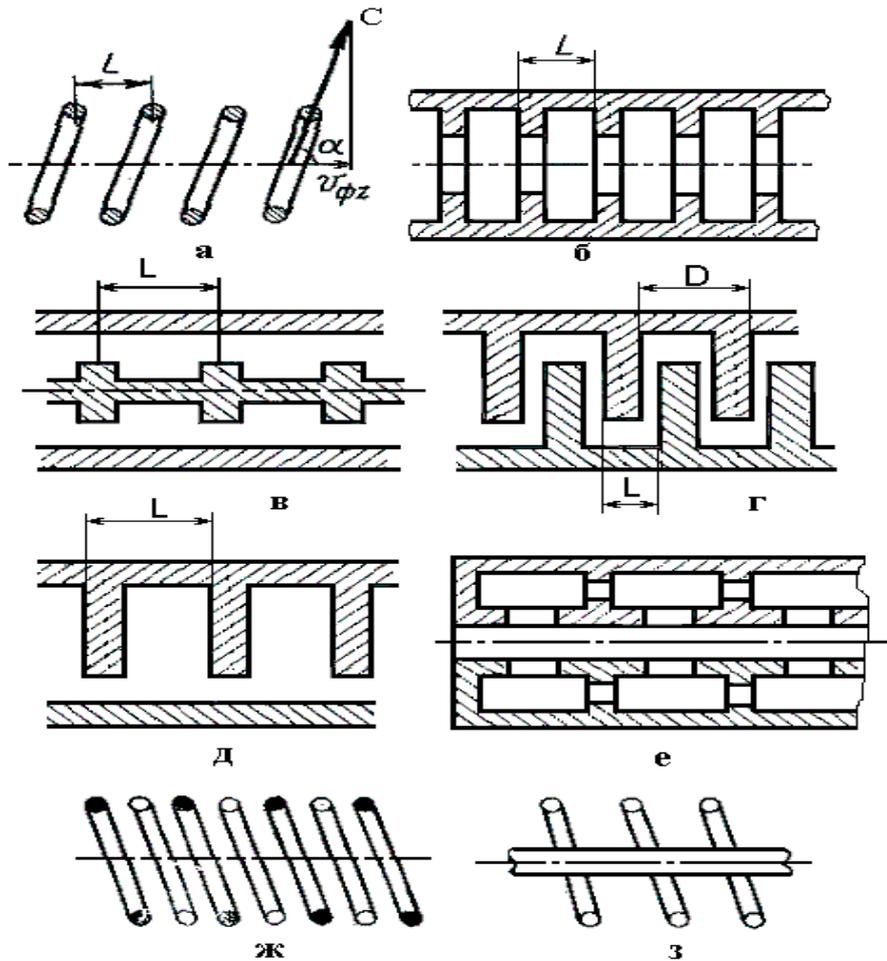


Рис. 2.6 — Виды замедляющих систем:
а — спиральная; *б* — цепочка связанных резонаторов;
в — коаксиальная линия с диафрагмами во внутреннем проводнике;

$г$ — встречные штыри; $д$ — гребенчатая; $е$ — цепочка связанных резонаторов с магнитной связью; $ж$ — двойная спираль; $з$ — спираль с центральным металлическим стержнем

Принцип замедления волны легко увидеть на примере спиральной ЗС (рис. 2.6, *а*), представляющей собой коаксиальную линию передачи со спиральным внутренним проводником. При возбуждении такой линии генератором колебаний волна распространяется по спиральному проводнику со скоростью, близкой к скорости света. Тогда, за время движения волны вдоль одного витка спирали длиной $2\pi\alpha$, где α — радиус спирали, волна переместится вдоль оси системы на величину шага спирали L . Отношение длины витка к шагу спирали составляет величину замедления волны $K_3 = 2\pi\alpha/L$. Величина K_3 — называется коэффициентом замедления.

Электрическое поле в ЗС. При распространении электромагнитной волны по идентичным ячейкам любой ЗС фаза колебаний в соседних ячейках отличается на некоторую величину $\varphi = \beta L$.

$$E(z + L) = E(z) e^{j\varphi}. \quad (2.11)$$

Картина электрического поля на отрезке гребенчатой ЗС при $\varphi < \pi$ и фиксированном моменте времени t показана на рис. 2.7. Электрическое поле в пространстве между гребнями, представляющими собой короткозамкнутые щелевые резонаторы, сосредоточено вблизи щелей (рис. 2.7, *а*). Поэтому зависимость продольной составляющей поля E_z от координаты z (рис. 2.7, *б*) представляет собой серию импульсов, имеющих синусоидальную огибающую [4]. Через интервал времени Δt волна переместится на величину Δz и максимум поля E_z окажется вблизи следующих ячеек. Через половину периода фаза колебаний в каждой из ячеек ЗС изменится на противоположную величину. Таким образом, поле E_z будет меняться в такт с частотой колебаний генератора ω . В любой момент времени функция $E_z(z)$ представляет собой последовательность импульсов с периодом следования, равным периоду структуры L . Такая пространственно-периодическая функция может быть представлена, подобно временной последовательности импульсов, комплексным рядом Фурье в виде

$$E_z(x, y, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} E_{znm}(x, y, z, m) e^{j\left[\omega t - \frac{z}{L}(\varphi + 2\pi m)\right]}, \quad (2.12)$$

где m — любое целое число.

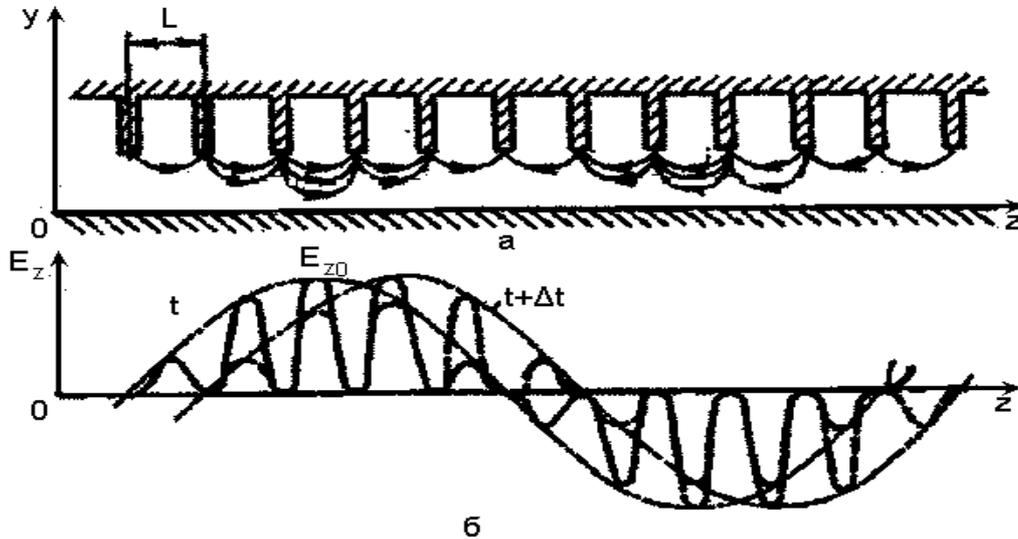


Рис. 2.7 — Электрическое поле в гребенчатой ЗС

Из (2.12) видно, что электрическое поле в периодической системе выражается суммой бесконечного ряда прямых (при $m > 0$) и обратных волн ($m < 0$), называемых пространственными гармониками. Математически пространственные гармоники появляются в результате разложения сложного (периодического в пространстве, не синусоидального) поля (рис. 2.7, б) в ряд Фурье, каждое слагаемое которого является гармонической функцией, характеризуется своей амплитудой, фазовой скоростью $V_{\phi m}$ и длиной волны λ_{zm} . Пространственные гармоники не существуют отдельно сами по себе. Они определяют общий волновой процесс в замедляющей системе на одной частоте.

В электронных СВЧ-приборах продольное электрическое поле пространственной гармоники играет важную роль во взаимодействии электронов с волной. Обычно выбирается основная пространственная гармоника, у которой фазовая скорость $V_{\phi m}$ максимальная.

С ростом номера гармоники m уменьшается величина поля E_{zm} на поверхности ЗС и увеличивается спад поля в поперечном сечении по мере удаления от поверхности (рис. 2.8). Это уменьшение тем больше, чем больше коэффициент замедления и чем выше номер пространственной гармоники.

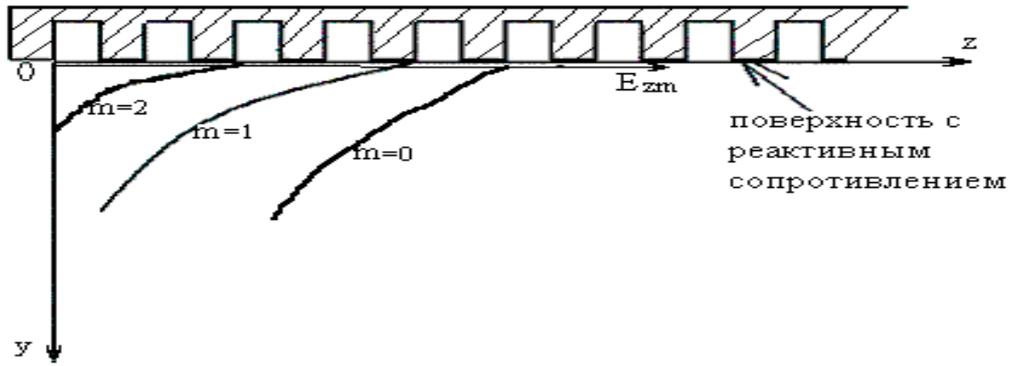


Рис. 2.8 — Затухание амплитуды электрического поля различных пространственных гармоник при удалении от поверхности ЗС

При использовании в приборах ЗС с номерами гармоник $m > 1$ (рис. 2.8) будет уменьшаться эффективность взаимодействия электронного потока, проходящего вдоль ЗС при $y = \text{const}$, с электрическим полем волны.

Параметры волны в ЗС. Введем соотношения для основных параметров волны, распространяющейся в ЗС [13], [14].

Фазовый набег волны на периоде ЗС D для гармоники m

$$\varphi_m = \beta_m D = \frac{D}{L} \left(\varphi + \frac{2\pi m}{q} \right), \quad (2.13)$$

где q — число ступеней в ЗС, в случае одноступенчатых ЗС (рис. 2.6) $q = 1$;

фазовая постоянная волны m -ой гармоники в ЗС β_m

$$\beta_m = \frac{\varphi + 2\pi m / q}{L}. \quad (2.14)$$

Величина фазовой скорости в ЗС определяется

$$V_{\varphi m} = \frac{\omega}{\beta_m} = \frac{\omega L}{\varphi + 2\pi m / q}, \quad (2.15)$$

а длина замедленной волны

$$\lambda_{zm} = \frac{2\pi}{\beta_m} = \frac{V_{\varphi m}}{f} = \frac{2\pi L}{\varphi + 2\pi m / q}. \quad (2.16)$$

Отметим, что электромагнитное поле в неоднородных ($D \geq \lambda_3$) периодических ЗС описывается суперпозицией бесконечного числа полей пространственных гармоник (2.12).

Перемещение некоторой точки огибающей амплитуды поля, полученной в результате суммирования пространственных гармоник, характеризуется групповой скоростью

$$V_{гpm} = \frac{d\omega}{d\beta_m} = v_{\phi m} / \left(1 - \frac{\omega}{v_{\phi m}} \frac{\partial v_{\phi m}}{\partial \omega} \right). \quad (2.17)$$

Так как знак постоянной m может быть любой, то из (2.15) следует, что фазовая скорость может быть положительной и отрицательной, групповая скорость всегда положительная величина. В первом случае гармоники называются прямыми, во втором, при $V_{\phi m} < 0$, — обратными. Положительная величина $V_{\phi m}$ означает совпадение направлений фазовой и групповой скоростей, отрицательный знак перед фазовой скоростью $V_{\phi m}$ говорит о том, что групповая скорость гармоники противоположна по направлению вектору фазовой скорости.

Коэффициент замедления (параметр ЗС) — отношение скорости света к фазовой скорости волны в замедляющей системе

$$K_3 = \frac{c}{V_\phi} = \frac{\beta}{k}. \quad (2.18)$$

В различных ЗС величина $K_3 = 3 \div 50$. Чем меньше коэффициент замедления ЗС, тем в более мощных приборах СВЧ используется такая замедляющая система. С учетом (2.14) и (2.16) коэффициент замедления (2.18) гармоники m может быть представлен в другом виде

$$K_{3m} = \frac{\lambda}{\lambda_{3m}} = c \left(\frac{\phi + 2\pi m / q}{2\pi L} \right). \quad (2.19)$$

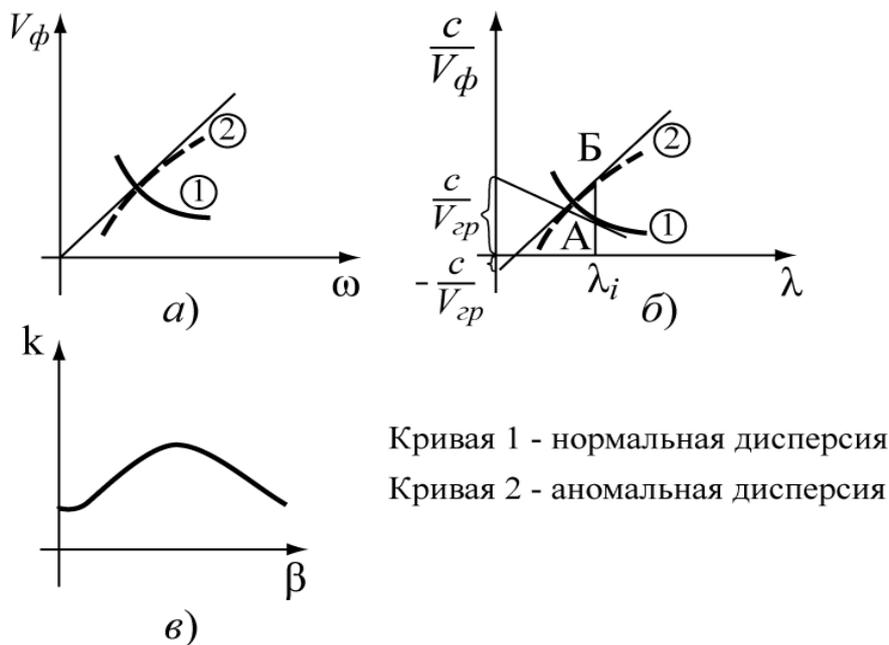
При $m = 0$ (нулевая гармоника), $K_{3m} = K_3$, для которой

$$K_3 = \frac{\lambda}{\lambda_3} = \frac{c\phi}{2\pi L}. \quad (2.20)$$

Дисперсионная характеристика [3] — это графически изображенная зависимость фазовой скорости от частоты. Дисперсионную характеристику можно изображать, кроме графика функции $V_\phi = \phi(\omega)$, также в виде (рис. 2.9) зависимостей

$K_3 = \varphi(\lambda)$ или $k = f(\beta)$, где $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ — волновое число волны в свободном пространстве.

Если абсолютная величина фазовой скорости уменьшается с ростом частоты, то дисперсия называется нормальной (рис. 2.9, а, б — кривая 1), в противном случае — аномальной (рис. 2.9, а, б — кривая 2). Помимо этого, различают положительную и отрицательную дисперсии в зависимости от знака V_ϕ . Для прямых гармоник ($m > 0$) дисперсия положительная ($V_\phi, V_{грт}$ одного направления), а для обратных гармоник ($m < 0$) — дисперсия отрицательная (фазовая и групповая скорости противоположно направлены). В лампах бегущей волны применяются ЗС с положительной дисперсией, в лампах обратной волны — с отрицательной дисперсией.



Кривая 1 - нормальная дисперсия
Кривая 2 - аномальная дисперсия

Рис. 2.9 — Виды дисперсионных характеристик

Графики дисперсионных зависимостей обладают интересными свойствами. Если провести касательные к точкам кривой (А, Б на рис. 2.9, б) до пересечения с осью C/V_ϕ , то в точке пересечения оси ординат для фиксированной λ_i можно найти величину $C/V_{грт}$. Величина $C/V_{грт}$ в случае кривой 1 положительная (дисперсия положительная), в случае кривой 2 — отрицательная (дисперсия отрицательная).

Выражение (2.19) используется для построения дисперсионных характеристик ЗС в виде зависимостей $K_3(\lambda)$ для разных гар-

моник m . При этом должна быть известна зависимость $\varphi(\lambda)$ или $\varphi(\omega)$, которая определяется геометрией ЗС. Если $\varphi = \text{const}$, то график зависимости $K_3(\lambda)$ будет линейным. Прямые, выходящие из начала системы координат ($K_{зам}$ и λ), являются линиями постоянных φ .

Характерной особенностью периодических структур является наличие двух частот (длин волн) отсечки — нижней и верхней, соответствующих значениям фазового сдвига на ячейку: $\varphi = 0$ и π . При фазовых сдвигах $\varphi = 0$ и π распространение волн в ЗС невозможно.

На рис. 2.10 изображены линии $\varphi = \pm\pi, \pm 2\pi$. Линия $\varphi = 0$ совпадает с осью абсцисс. Вертикальными линиями отмечены границы полосы пропускания системы. Дисперсионная характеристика нулевой гармоники заключена между осью абсцисс и прямой $\varphi = \pi$ первой гармоники, при $m = 1$ — между линиями $\varphi = 2\pi$ и $\varphi = 3\pi$; а при $m = -1$, т.е. первой обратной гармоники, — между прямыми $\varphi = -\pi$ и $\varphi = -2\pi$ и т.д. Обычно дисперсионные кривые обратных гармоник переносят в верхнюю (положительную) полуплоскость чертежа и изображают пунктиром (рис. 2.10, б).

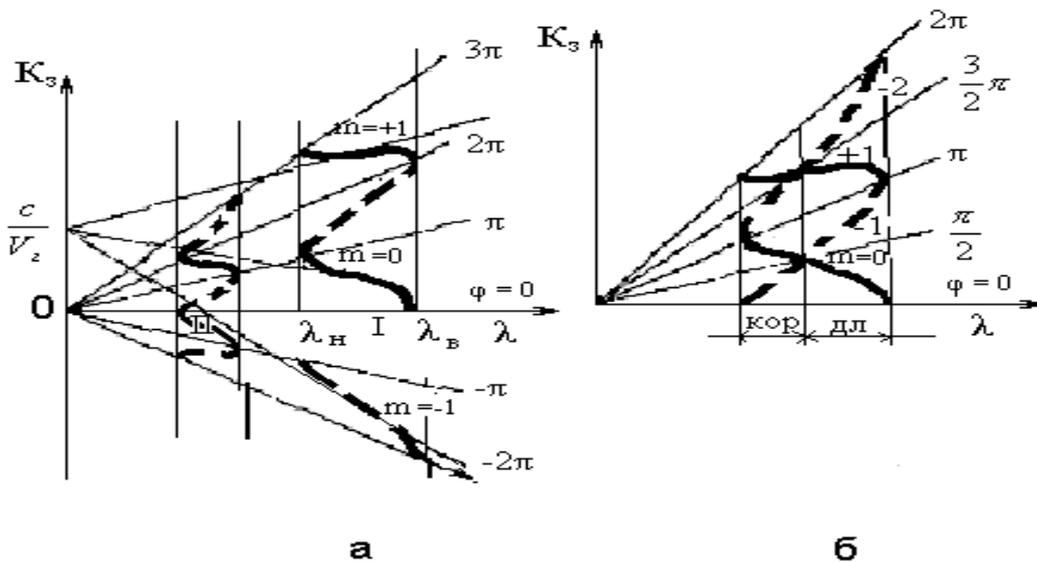


Рис. 2.10 — Дисперсионные характеристики замедляющих систем различных пространственных гармоник m

По дисперсионным характеристикам, зная рабочую длину волны в свободном пространстве, легко определить коэффициент замедления, фазовую и групповую скорости любой простран-

венной гармонике, проектируя соответствующую точку на ось ординат. Линия, касательная к дисперсионной характеристике в точке, заданной длиной волны λ , позволяет определить (рис. 2.10) на оси ординат относительную величину $c/V_{гpm}$, а следовательно и групповую скорость. Групповые скорости всех гармоник при заданной длине волны одинаковы.

Сопrotивление связи. В приборах обычно рассчитывают и измеряют мощность электромагнитной волны, которая зависит от величины напряженности продольного электрического поля. Для оценки этого взаимодействия вводят параметр ЗС, называемый сопротивлением связи, который для m -ой гармонике определяется выражением:

$$R_{св.m} = \frac{|E_{Zmm}|^2}{(2\beta_m^2 P)}, \quad (2.21)$$

где P — мощность, передаваемая через поперечное сечение ЗС. Сопrotивление связи является функцией поперечных координат (2.12). Разные пространственные гармоники имеют разные величины сопротивлений связи. С увеличением номера гармоники m сопротивление связи уменьшается, так как снижается величина напряженности поля — E . На границах полосы пропускания передаваемая мощность равна нулю, а сопротивление связи в этих точках обращается в бесконечность. Поэтому в качестве рабочих пространственных гармоник выбирается нулевая ($m = 0$) или первая ($m = 1$) для коротких волн. Сопrotивление связи для разных ЗС находится в пределах $R_{св} = 10—n100$ Ом.

Волновое сопротивление — параметр ЗС — применяется для согласования ЗС с передающими линиями и имеет вид:

$$W_{ЗС} = \frac{E_{\perp}}{H_{\perp}} = \frac{\left| \int_a^b E_{\perp} dl \right|^2}{2P}, \quad (2.22)$$

где криволинейный интеграл вычисляется между заранее определенными точками на проводящих поверхностях по линии, лежащей в плоскости поперечного сечения системы.

2.3 Типы замедляющих систем

Спиральная замедляющая система (рис. 2.11) самая широкополосная система, поэтому наиболее часто используется в приборах дециметрового и сантиметрового диапазонов волн. Отношение максимальной и минимальной рабочих частот в большинстве случаев используемых ЗС равно двум, т.е. порядка октавы.

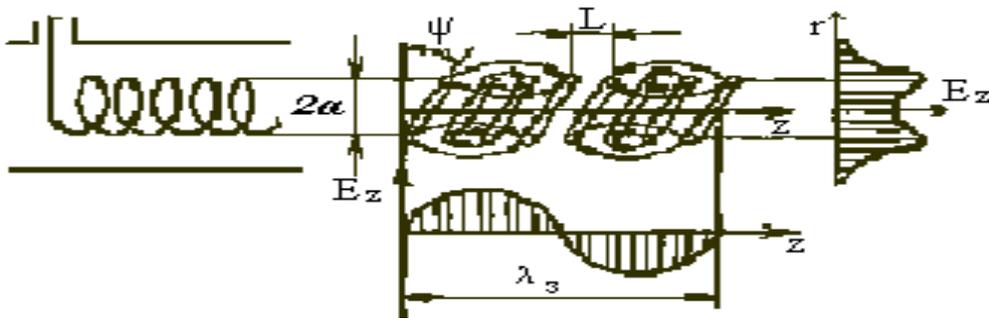


Рис. 2.11 — Поле E_z в спиральной замедляющей системе
Дисперсионные характеристики спиральной замедляющей системы изображены на рис. 2.12.

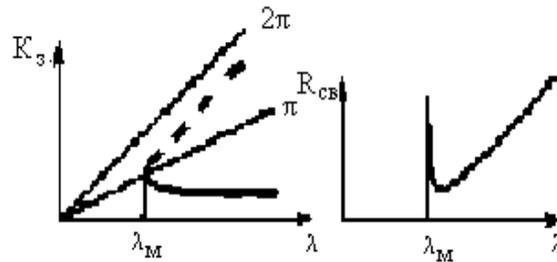


Рис. 2.12 — Дисперсионные характеристики спиральной ЗС

Коэффициент замедления определяется соотношением

$$K_z = \frac{\sqrt{(2\pi a)^2 + L^2}}{L^2} = \frac{1}{\sin \psi} = \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma a}{ka}\right)^2}, \quad (2.23)$$

где Ψ — угол навивки спирали (рис. 2.11), и, очевидно, может регулироваться изменением величин a , L ; γ — поперечное волновое число ($\gamma^2 = \beta^2 - k^2$). Формула (2.23) соответствует случаю нулевой гармоники. Чем меньше угол навивки спирали Ψ (рис. 2.11), т.е. чем меньше фазовый сдвиг ϕ на периоде, тем более пологой ста-

новится дисперсионная характеристика на основной волне, а в области больших длин волн она становится линейной, т.е. вообще не имеет отсечки (рис. 2.12).

Сопrotивление связи спирали определяется по формуле:

$$R_{св} = \frac{1}{2} \frac{\beta}{k} \left(\frac{\gamma}{\beta}\right)^2 F^3(\gamma a),$$

где $F(\gamma a) = 7,154 \cdot e^{-0,67 \gamma a}$ и, очевидно, растет с ростом длины волны [13].

В приборах КВЧ и ГВЧ диапазонов спиральные ЗС не используются, так как размеры их становятся малыми и трудновыполнимыми.

Сопrotивление связи спиральной замедляющей системы для первой отрицательной гармоники при $r=a$ определяется с помощью формулы [14]:

$$R_{св}(a) = \frac{16.7}{(1/(ak) - 0.923)^2} \cdot \frac{1}{ak}. \quad (2.24)$$

Выражение (2.24) позволяет определить сопротивление связи на самой спирали, но т.к. пучок проходит на некотором расстоянии от спирали, равном $|b-a|$, то следует в формулу (2.24)

внести поправку в виде $R_{св}(b) = R_{св}(a) \frac{J_1^2(\gamma b)}{J_1^2(\gamma a)}$, где J_1 — функция

Бесселя; γ — постоянная распространения в направлении радиуса $\gamma = \sqrt{\beta_m^2 - k^2} = \sqrt{(\omega/V_{\phi m})^2 - (\omega/c)^2} = \omega/c \sqrt{(\omega/V_{\phi m})^2 - 1}$.

По графику рис. 2.13 определяется поправочный коэффициент $\frac{J_1^2(\gamma b)}{J_1^2(\gamma a)}$ для b/a , который затем подставляется в сопротивление связи.

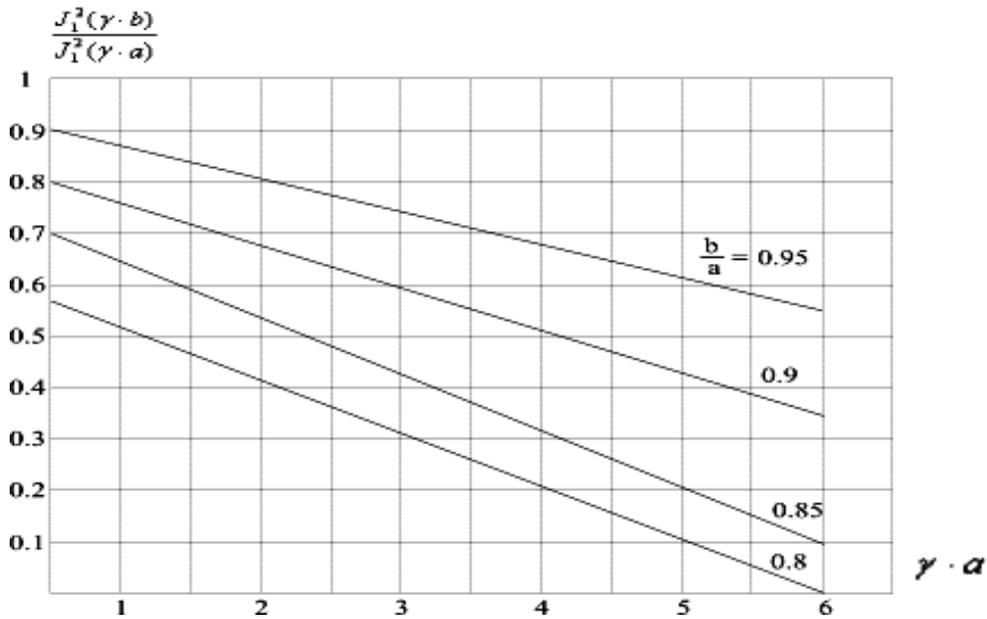


Рис. 2.13 — Поправочные коэффициенты для вычисления действующего значения волнового сопротивления при различных b/a

Волновое сопротивление спиральной замедляющей системы без экрана [13] определяется формулой

$$W = \frac{376 \cdot \beta_0 \cdot J_0^2(\gamma a)}{\pi \cdot k \cdot \gamma \cdot a \cdot F(\gamma a)}, \quad (2.25)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

Волновое сопротивление для спирали, расположенной в металлическом цилиндре — экране, что практически всегда выполняется, следует определять по формуле

$$W = 60 K_{zm} J_0(\gamma a) N_0(\gamma a), \quad (2.26)$$

где N_0 — функция Неймана нулевого порядка.

К спиральным ЗС относятся следующие их модификации [14]: система типа «кольцо-стержень» (рис. 2.14, а), применяемая в мощных ЛБВ; система со встречными направлениями навивки двух спиралей (рис. 2.14, б) предназначена для использования в ЛБВ; система типа двухзаходной спирали (рис. 2.14, в) используется в ЛОВО; плоская спираль (меандр) и спираль с прямоугольными витками используются в усилителях прямой волны М-типа (рис. 2.14, г, д).

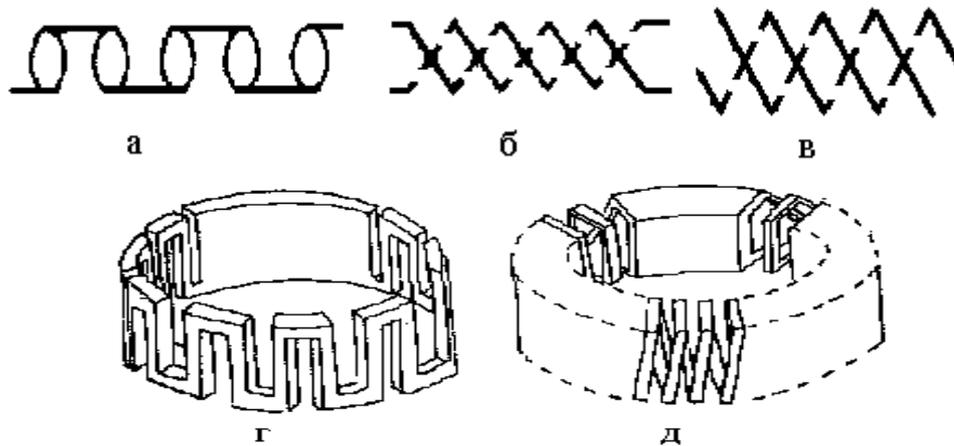


Рис. 2.14 — Модификации спиральных ЗС:
a — кольцо-стержень; *б* — встречно намотанная спираль;
в — двухзаходная спираль; *г* — плоская спираль (меандр);
д — спираль с прямоугольными витками

Для спиральных ЗС применяются:

- *волноводно-коаксиальный вывод* энергии [3] широко используется в коротковолновом диапазоне. Замедляющая система в приборе заканчивается короткими цилиндрами, которые являются штыревыми возбудителями электромагнитного поля в прямоугольном волноводе (рис. 2.15);

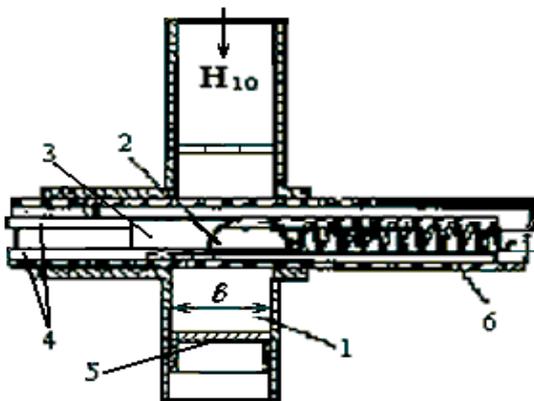


Рис. 2.15 — Волноводно-коаксиальный вывод энергии:
 1 — волновод; 2 — цилиндрический штырь, в который переходит спиральная ЗС;
 3 — цилиндр; 4 — стеклянный стержень, фиксирующий спираль;
 5 — поршень; 6 — колба

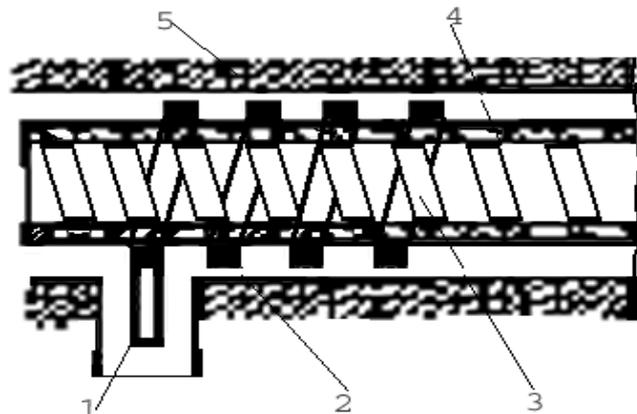


Рис. 2.16 — Вывод энергии типа «связанные спирали»:

1 — коаксиальная линия; 2 — связанная спираль; 3 — основная спираль;
 4 — стеклянная колба; 5 — наружный проводник связанной спирали

• вывод энергии типа «*связанные спирали*» [4] показан на рис. 2.16. Внутренний проводник коаксиальной линии (1) переходит во внешнюю спираль (3), надеваемую на колбу лампы (4), в которой закреплена замедляющая система (2). Длина области связанных спиралей подбирается кратной числу замедленных полуволн. Для наилучшей передачи энергии фазовые скорости волн в спиралях должны быть равны. Это выполняется посредством обеспечения равенства отношения диаметров спиралей отношению периодов системы связанных спиралей.

Замедляющая система типа встречных штырей состоит из двух гребенок, вставленных одна в другую (рис. 2.17). При этом между гребенчатыми выступами возникает как бы изогнутая ленточная линия, по которому со скоростью света распространяется волна типа — Т. Вдоль оси системы фазовая скорость этой волны замедляется до величины

$$\frac{V_{\Phi m}}{c} = \frac{L}{(2\ell + L) + \lambda(2m + 1)}, \quad (2.27)$$

где ℓ — высота штырей.

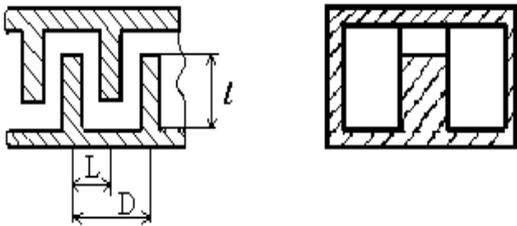


Рис. 2.17 — Замедляющая система типа «встречные штыри» в волноводе

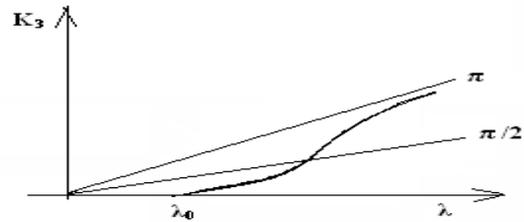


Рис. 2.18 — Дисперсионная характеристика двухступенчатой ЗС типа «встречные штыри»

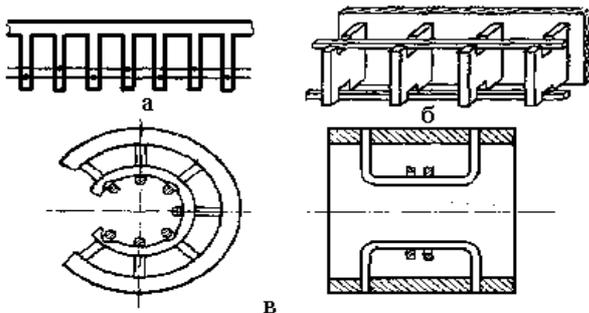


Рис. 2.19 — Ламельные замедляющие системы со связками:
а — с двойными двухсторонними;
б — с одинарными двухсторонними;
в — бугельные системы с внутренними связками

Фазовый набег на периоде ЗС составляет

$$\varphi_m = \frac{2\pi}{\lambda}(D+l) + (2m+1).$$

При номере гармоники $m = -1$ фазовая скорость $V_{\varphi(-1)}$ (2.27) становится максимальной, а гармоника, при условии $2\ell+L < \lambda$, $L < \lambda$ и $\ell < \lambda/4$, становится основной. Так как при этих условиях фазовая скорость равна

$$V_{\varphi(-1)} = -\frac{L \cdot c}{\lambda - (2\ell + L)}. \quad (2.28)$$

Волновое сопротивление системы «встречные штыри» для m -ой гармоники определяется выражением [14]

$$R_{свт} = Z_0 \frac{2}{(\beta_m D)^2 \cdot \beta_m w} \cdot T_m(\beta_m d),$$

где функция $T_m(\beta_m d) = \left(\frac{\sin(0,5\beta_m d)}{0,5\beta_m d} \right)^2$; $Z_0 = 377$ Ом. Если фазо-

вая скорость имеет знак минус, то это говорит об обратном направлении движения энергии в ЗС типа «встречные штыри» и о возможности использования этих ЗС в лампах обратной волны.

Дисперсионная характеристика встречно-штыревой ЗС изображена на рис. 2.18, поведение которой говорит о том, что такие ЗС используются в ЛОВ.

Гребенчатая волноводная замедляющая система (рис. 2.20) или ламельная система со связками (рис. 2.19, а, б) используется в магнетронах и ЛОВМ, бугельная система со связками (рис. 2.19, в), применяется в амплитронах — усилителях ЛОВМ.

Гребенчатая волноводная замедляющая система может быть рассчитана методом эквивалентных схем [10, 11], в соответствии с которым она представляется цепочкой четырехполюсников П- или Т-образных ячеек. Волновое сопротивление П- или Т-образной эквивалентной схемы можно определять из соотношений

$$Z_{\Pi} = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{1 + \frac{Z_1}{4Z_2}}} \quad \text{для П-образной ячейки,} \quad (2.29)$$

$$Z_T = \sqrt{Z_1 Z_2 (1 + Z_1 / 4Z_2)} \text{ для Т-образной ячейки.}$$

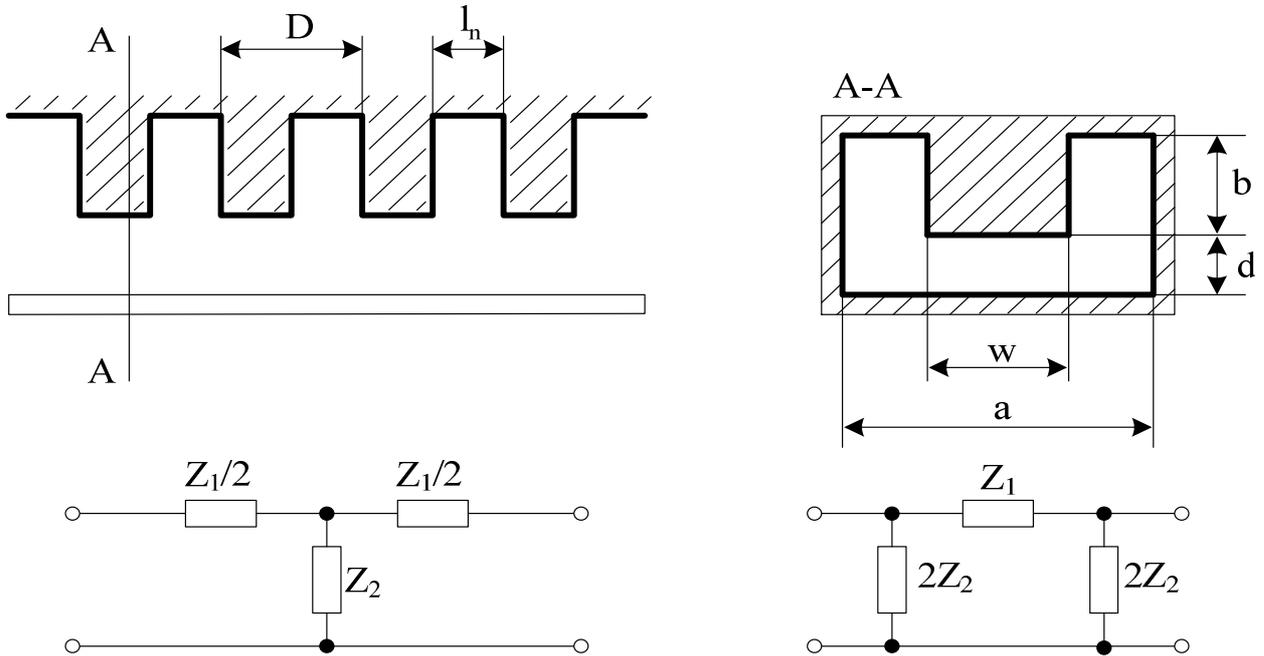


Рис. 2.20 — Гребенчатая замедляющая система в волноводе и ее эквивалентная схема:

a — Т-образная ячейка; b — П-образная ячейка

Величина коэффициента передачи g , для П- или Т-образной эквивалентной схемы, определяется соотношением

$$ch g = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2}, \quad (2.30)$$

где при отсутствии потерь в ячейках четырехполюсника $g = \pm j\varphi_0$; φ_0 — фазовый сдвиг на ячейку.

Величины $Z_1 = \frac{1}{j\omega C_1 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)}$; $Z_2 = \frac{1}{j\omega C_2 \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)}$ — сопро-

тивления последовательного и параллельного элементов четырехполюсника (рис. 2.21);

Соотношения для определения ω_1 , ω_2 следующие

$$\omega_2^2 L_2 C_2 = 1; \quad \omega_1^2 L_1 C_1 = 1;$$

ω — рабочая частота;

Для выражений (2.29) получаем волновые сопротивления соответствующих четырехполюсников.

$$Z_T = \frac{\sqrt{1 + \frac{C_2}{4C_1} - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{C_2}{4C_1} \cdot \frac{\omega_2^2}{\omega^2}}}{\omega \sqrt{C_1 C_2} \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \sqrt{\frac{\omega_2^2}{\omega^2} - 1}};$$

$$Z_{II} = \frac{1}{\omega \sqrt{C_1 C_2} \sqrt{\frac{\omega_2^2}{\omega^2} - 1} \cdot \sqrt{1 + \frac{C_2}{4C_1} - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{C_2}{4C_1} \cdot \frac{\omega_2^2}{\omega^2}}} \quad (2.31)$$

Зависимость от частоты фазового сдвига волны на ячейку φ_0 является дисперсионным уравнением и определяется геометрией и электрическими параметрами замедляющей системы. Для схем, представленных на рис. 2.21, дисперсионное уравнение, согласно [11], имеет вид:

$$\cos \varphi_0 = 1 + \frac{C_2}{2C_1} \cdot \frac{1 - \omega_2^2/\omega^2}{\omega_1^2/\omega^2}.$$

Система на рис.2.20 является типичным полосовым фильтром, частоты отсечки которого связаны с параметрами эквивалентной схемы следующим образом:

$$\omega_{\varphi_0=\pi} = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + C_2/4C_1 \cdot \omega_2^2}{1 + C_2/4C_1}}, \quad (2.32)$$

$$\omega_{\varphi_0=0} = \omega_2,$$

здесь C_2 — емкость связи между плоскостью катода и штырем ЗС (сегментом в магнетроне);

$$C_1 = \frac{4b^2}{\pi^2 L}, \quad L_1 = \frac{\pi b l_n}{\omega} \quad \text{— эквивалентные индуктивность и ем-}$$

кость щелевого резонатора.

$L_{1,2}, C_{1,2}$ — параметры эквивалентной схемы (рис. 2.21).

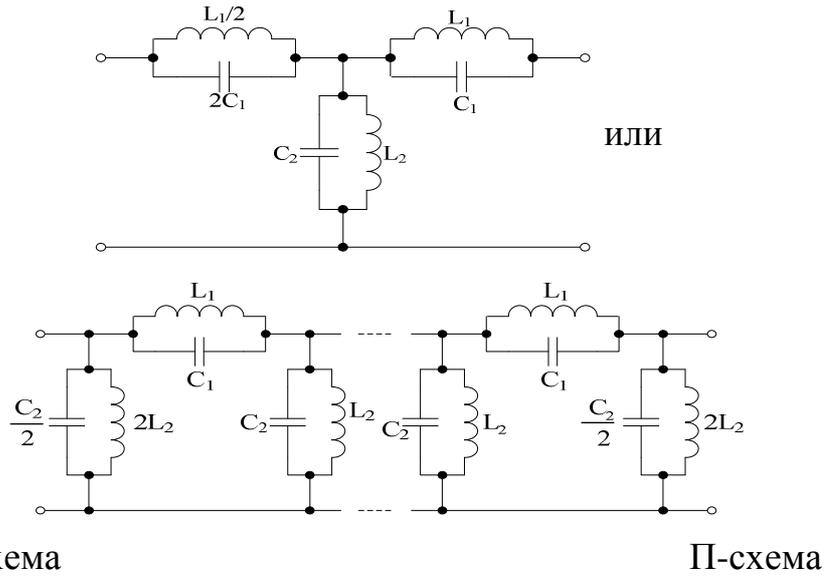


Рис. 2.21 — Эквивалентная схема ЗС в виде эквивалентных индуктивностей и емкостей для П- и Н-образных цепочек

Сопротивление связи гребенки на m -ой гармонике [11] определяется соотношением

$$R_{св_m} = \frac{Z_1^2}{\beta_m^2 Z_T} \cdot \frac{1}{D^2} \left[\frac{\sin(\beta_m l_n / 2)}{\beta_m l_n / 2} \right]^2, \quad (2.33)$$

$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{D}$ — фазовая постоянная распространения волны в ЗС на m -ой гармонике;

$\varphi_m = \varphi_0 + 2\pi m$ — фазовый сдвиг; $m = \pm 1, 2, 3, \dots$

Если использовать полевой метод для расчета гребенчатой ЗС, то получается дисперсионное уравнение [2] вида

$$\gamma b \operatorname{th} \left(\frac{d}{b} \gamma b \right) = kb \operatorname{tg} (k \cdot b), \quad (2.34)$$

где γ — поперечное волновое число; k — волновое число свободного пространства. Остальные геометрические размеры видны на рис. 2.20.

Решение уравнения (2.34) рекомендуется производить графическим путем, строя сначала график левой части уравнения для произвольных значений γb . Затем, зная размеры гребенки и задаваясь частотой, вычисляют правую часть уравнения (2.34) и находят по ранее построенному графику поперечную постоянную

γ в функции частоты. Фазовая постоянная волны β , величина γ и коэффициент замедления K_3 связаны соотношениями

$$\beta = \sqrt{k^2 - \gamma^2} = k\sqrt{1 - (\gamma/k)^2},$$

$$K_3 = \frac{\beta}{k} = \sqrt{1 - (\gamma/k)^2}.$$

Сопротивление связи на нулевой гармонике ($m = 0$), полученное в [12] полевым методом, определяется в виде

$$R_{св} = \frac{Z_0 2\gamma^3 sh^2(\gamma \cdot y)}{\beta^3 k [sh(2\gamma d) - 2\gamma d]}. \quad (2.35)$$

Гребенка со связками [10,11] используется в магнетронах и платинотронах. Штыри (в платинотронах — ламели) гребенки последовательно через один соединены электрически друг с другом проводниками, называемыми связками (рис. 2.22).

Гребенчатая система со связками (рис. 2.22) характеризуется аномальной дисперсией в полосе пропускания. В соответствии с изображенной эквивалентной схемой гребенчатой системы со связками (рис. 2.22) можно записать выражения сопротивлений [11]

$$Z_1 = j\omega L_{св}, \quad Z_2 = \frac{Z}{1 - j\omega Z C_{св}},$$

где $Z = \frac{1}{j(\omega C_1 - 1/(\omega L_1))}$ — входное сопротивление резонатора

относительно точек подключения связок к ламели (например, точек $A - D$ на рис. 2.22);

C_1, L_1 — эквивалентные параметры одной ячейки резонатора;

$L_{св}, C_{св}$ — эквивалентные индуктивность и емкость связок на одну ячейку.

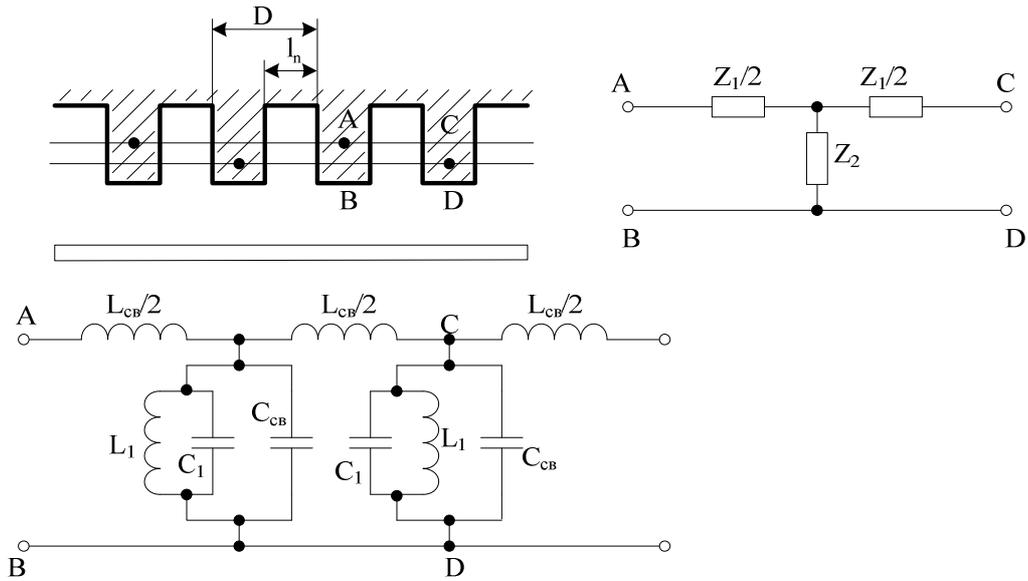


Рис. 2.22 — Гребенчатая система со связками и ее эквивалентная схема

Параметры Т-образной схемы (рис. 2.22) имеют вид:
волновое сопротивление

$$Z_T = \sqrt{j\omega L_{cb} \left[\frac{Z}{1 - j\omega Z C_{cb}} + \frac{j\omega L_{cb}}{4} \right]} \quad \text{или}$$

$$Z_T = \sqrt{j\omega L_{cb} \left[\frac{Z}{1 - (\omega/\omega_\pi)} + \frac{j\omega L_{cb}}{4} \right]}; \quad (2.36)$$

величина коэффициента передачи системы

$$\cos \varphi_0 = 1 + \frac{j\omega L_{cb}}{Z} (1 - j\omega C_{cb} Z) \quad \text{или}$$

$$\cos \varphi_0 = 1 + \frac{j\omega L_{cb}}{Z} \left[1 - \frac{\omega}{\omega_\pi} \right], \quad (2.37)$$

здесь φ_0 — сдвиг фазы на период ячейки вдоль связок в направлении движения потока энергии, предположим справа налево. Если ввести фазовый сдвиг на одну ячейку, взятый по пространству взаимодействия в направлении движения электронного потока (слева направо), то он будет равен $\theta_0 = \pi - \varphi_0$. Фазовая ско-

рость волны в направлении движения электронного потока при этом равна $V_\phi = \frac{\omega D}{\pi - \varphi_0}$.

Располагая величиной φ_0 и выражением V_ϕ , можно построить дисперсионную зависимость. Емкость и индуктивность связей определяются (рис. 2.23) соотношениями

$$C_{св} = \frac{(2S + \delta)(D - l_n)\epsilon}{\Delta}, \quad L_{св} = \frac{\mu_0 D}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{4D}{\delta} \right) - 1 \right]. \quad (2.38)$$

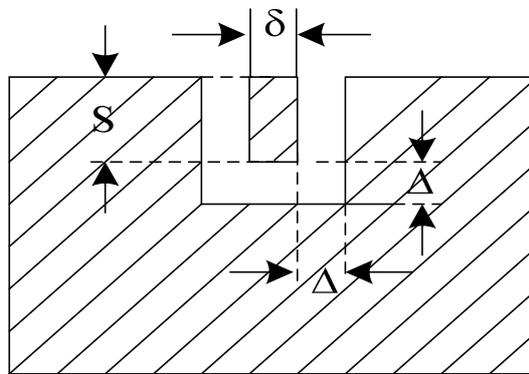


Рис. 2.23 — Связка над сегментом в сечении

Сопротивление связи [11] гребенчатой системы со связками для m -ой гармоники определяется соотношением

$$R_{св m} = \frac{Z_1^2}{\beta_m Z_T} \frac{1}{D^2} \left[\frac{\sin(0,5\beta_m l_n)}{(0,5\beta_m l_n)} \right]^2. \quad (2.39)$$

Замедляющие системы типа «цепочка связанных резонаторов» (ЦСР) — состоят из цилиндрических резонаторов, работающих на виде колебаний E_{010} (рис. 2.24). Связь между резонаторами происходит через центральные отверстия в торцевых стенках, за счет этого создается центральный канал с интенсивным электрическим полем и емкостной связью. Замедляющая система типа ЦСР может трактоваться как система типа круглый диафрагмированный волновод, вдоль которого бежит волна. После прохождения волной одной ячейки диафрагмированного волновода (резонатора) [4] наблюдается фазовый сдвиг φ электрического поля.

На рис. 2.24 показаны направления электрического поля в резонаторах для крайних случаев фазовых сдвигов: $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$. При $\varphi = 0$ связь полей соседних резонаторов максимальная. При $\varphi = \pi$ связь ослабляется, так как силовые линии в соседних резонаторах имеют противоположное направление. Если емкость связи уменьшается, рабочая длина волны λ_π уменьшается по отношению к λ_0 ($\lambda_0 = 2,62 \cdot R$ — резонансная длина волны для колебания E_{010}). Дисперсионная характеристика системы типа «цепочка связанных резонаторов» приведена на рис. 2.25. Из неё следует, что крутизна дисперсионной характеристики уменьшается при увеличении диаметра отверстий связи d , т.к. емкость связи между соседними резонаторами уменьшается, длина волны λ_π укорачивается и характеристика становится положе. При этом уменьшается амплитуда продольного электрического поля и падает сопротивление связи.

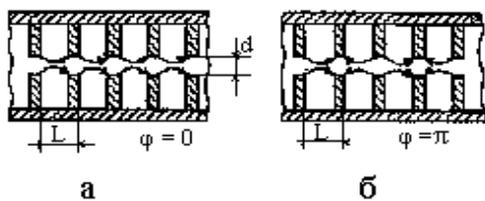


Рис. 2.24 — Электрическое поле в системе типа «цепочка связанных резонаторов» при $\varphi = 0$ (а) и $\varphi = \pi$ (б)

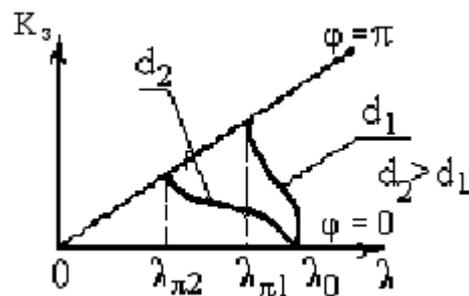


Рис. 2.25 — Поведение дисперсионных характеристик ЦСР при изменении диаметра отверстия связи

Для широкополосных приборов СВЧ диаметр отверстия d почти приближается к диаметру цилиндрического волновода. Цепочка связанных резонаторов применяется в усилителях прямой волны, в линейных электронных ускорителях.

Разновидностью рассмотренной системы является система ЦСР с магнитной связью между резонаторами. Конструктивно, кроме центрального отверстия в диафрагме, делаются периферийные отверстия в диафрагмах, обеспечивающие связь между резонаторами по магнитному полю (рис. 2.26). Щели нарушают радиальную симметрию электромагнитного поля относительно оси ЗС. Чтобы увидеть, какие изменения произойдут в дисперси-

онной характеристике, следует рассмотреть поля в щелях при разных фазовых сдвигах на ячейке ЗС.

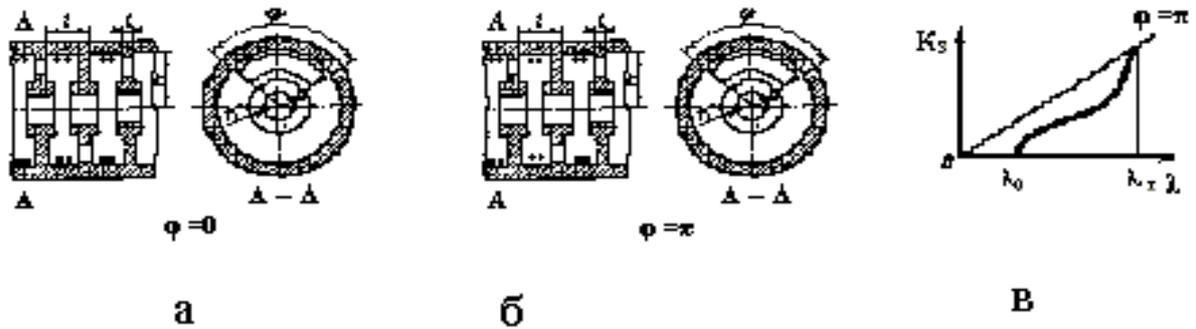


Рис. 2.26 — Замедляющая система типа «цепочка связанных резонаторов» с отверстиями связи в диафрагмах. Случай *a* — направление полей в соседних резонаторах синфазно ($\varphi = 0$); случай *б* — сдвиг фаз полей в соседних резонаторах ($\varphi = \pi$)

При $\varphi = 0$ (рис. 2.26, *a*) линии магнитного поля во всех резонаторах, в области щелей, направлены в одну сторону, стенка может быть удалена, и ничего не изменится. Длина волны λ_0 останется такой же, как у изолированного резонатора на волне типа E_{010} ($\lambda_0 = 2,62 \cdot R$, где R — радиус резонатора).

При $\varphi = \pi$ магнитные силовые линии в резонаторах в области щели противоположно направлены. Это приводит к возрастанию эквивалентной индуктивности резонатора. Длина волны λ_π возрастает. Дисперсионная характеристика становится аномальной (рис. 2.26, *в*).

Возбуждение ЗС осуществляется через отверстие в боковой стенке волновода (рис. 2.27). Различные способы ввода или вывода энергии СВЧ - колебаний [4] приведены на рис. 2.28.

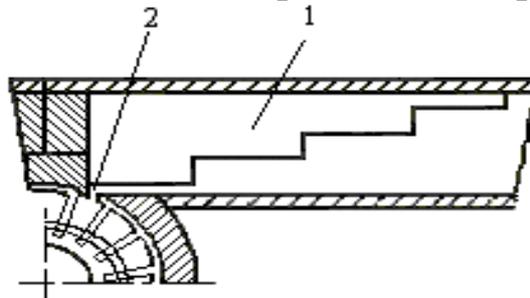


Рис. 2.27 — Связь волновода с ЗС типа «цепочка связанных резонаторов»

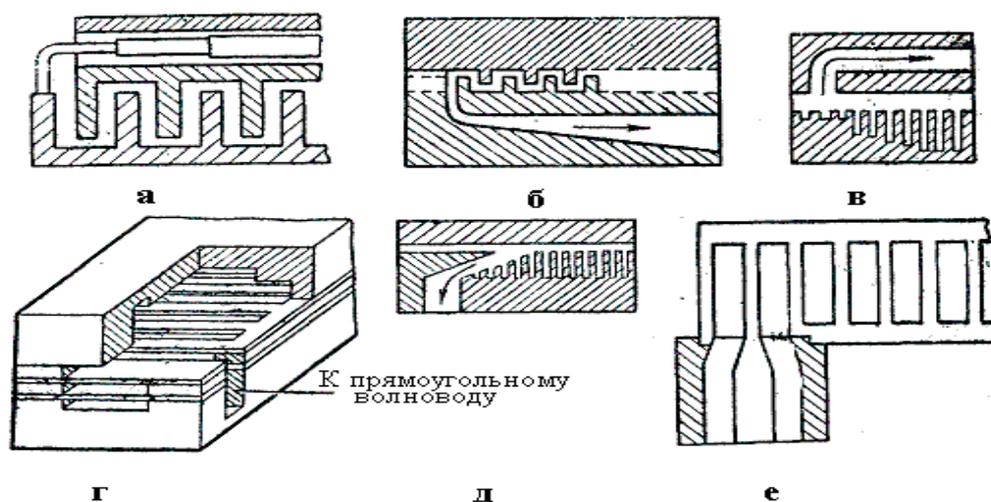


Рис. 2.28 — ЗС типа «встречные штыри» — коаксиальная линия (а) с использованием двухступенчатого трансформатора сопротивлений; система «встречные штыри» — волновод с плавным изменением узкого размера волновода (б); гребенчатая система с переменной высотой гребней — волновод (в, г); лестничная система — волновод (д); лестничная система — коаксиальная линия с плавным изменением размеров диаметров — (е)

Для расширения рабочей полосы частот используются плавные или многоступенчатые переходы. В случае плавных переходов изменяется форма или размеры проводников ЗС или передающей линии. Так, например, в плавных переходах со стандартного прямоугольного волновода к системе гребенчатого типа (рис. 2.28, в, д) изменяется глубина щелей ЗС, а в системе «встречные штыри» (рис. 2.28, б) — узкий размер волновода изменяется по экспоненте. В переходах от стандартной коаксиальной линии к системе лестничного типа (е) изменяются плавно диаметр и форма проводников линии. Многоступенчатый трансформатор в коаксиальной линии (а) использован в системах встречно - штыревого типа. Качество согласования оценивается коэффициентом стоячей волны, который не должен быть более 1,3.

В миллиметровом и децимиллиметровом диапазонах волн находят применение ЗС типа гребенки в прямоугольном волноводе, лестничного типа со щелями, прорезанными в широкой стенке П-образного волновода.

2.4 Применение СВЧ-нагрева

Энергия СВЧ-поля широко используется в промышленном производстве (сушка, сублимация, прогрев, дробление), в медицине (диатермия), в быту и торговле (СВЧ-печи). Для этих применений выделены частотные диапазоны [6]:

$$\left. \begin{array}{l} 433,20 \text{ МГц} \pm 2,0\% \\ 461,04 \text{ МГц} \pm 2,0\% \end{array} \right\} \text{— медицина;} \\ \left. \begin{array}{l} 915,00 \text{ МГц} \pm 2,0\% \\ 2450 \pm 50 \text{ МГц} \end{array} \right\} \text{— установки нагрева и СВЧ – печи .}$$

Поле электромагнитной волны проникает в диэлектрик на глубину Δ , величина которой имеет вид [3]

$$\Delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r \cdot \text{tg} \delta}}, \quad (2.40)$$

где $\text{tg} \delta = \sigma / (\omega \epsilon)$ — коэффициент угла потерь.

Потери энергии СВЧ-поля в диэлектрике — это тепловые потери, мощность P_{nom} которых определяется соотношением [15]:

$$P_{nom} = \int_{V_\epsilon} \sigma (\vec{E} \cdot \vec{E}^*) dV = \omega \epsilon_0 \epsilon_r \text{tg} \delta \int_{V_\epsilon} |E|^2 dV, \quad (2.41)$$

где V_ϵ — объем нагреваемого диэлектрика; E — величина напряженности электрического поля в области, занятой диэлектриком, которая зависит от вводимой в устройство мощности и является в случае замкнутых систем функцией координат

В таблице 2.1 приведены параметры [15, 16] некоторых материалов на частотах, применяемых для СВЧ-нагрева.

Таблица 2.1

Параметры ϵ_r , $\text{tg} \delta$ и теплоемкости γ							
№	Материал	$f = 3 \cdot 10^8, \text{ Гц}$		$f = 3 \cdot 10^9, \text{ Гц}$		γ , кал г · град	T , °С
		ϵ_r	$\text{tg} \delta$	ϵ_r	$\text{tg} \delta$		
1	Мясо сырое	50	0,78	40	0,3	0,58	25
2	Мясо жирное	—	—	33	0,32	0,65	4,4

3	Мясо сухое	2	0,02	2	0,02	0,3	25
4	Жир	2,5	0,12	2,5	0,07	0,43	25
5	Вода	77,5	0,016	76,7	0,157	1	25
6	Мышечная ткань	49— 52	$1,6 \cdot 10^{-3}$	45— 48	$2,96 \cdot 10^{-3}$	0,4	25
7	Печень	—	—	37	$3 \cdot 10^{-3}$	0,58	25

Эффективность преобразования энергии электромагнитного поля в тепловую энергию прямо пропорциональна рабочей круговой частоте и квадрату напряженности электрического поля. Для увеличения удельной тепловой энергии потерь в обрабатываемом материале, можно увеличивать напряженность электрического поля, не доводя до пробивных величин, или частоту. Но с ростом частоты уменьшается глубина проникновения электромагнитного поля в вещество (2.40), и может оказаться, что электромагнитное поле будет мало или отсутствовать в его центральной части. Размеры обрабатываемого вещества должны быть меньше глубины проникновения электромагнитного поля.

Процесс термообработки сопровождается повышением температуры диэлектрика. Чтобы нагреть образец весом m на ΔT градусов (от T_n — начальной до T_k — конечной температуры, т.е.

$\Delta T = T_k - T_n$) при его удельной теплоемкости $\gamma \left[\frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}} \right]$, необходимо

тепловая энергия $W = 4,1868 \cdot m \cdot \gamma_c \cdot \Delta T$ [Дж]. Изменение энергии нагрева за время Δt есть мощность $P_{nom} = W/(\Delta t)$, затрачиваемая ЭМ полем. Это равенство с учетом (2.41) переходит в соотношение:

$$\Delta t \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{tg} \delta \int_{V_\varepsilon} |E|^2 dV = 4,1868 \cdot m \gamma \Delta T. \quad (2.42)$$

Из (2.42) можно определить изменение температуры диэлектрика за время Δt :

$$\Delta T = \frac{\omega \varepsilon \cdot \text{tg} \delta \int_{V_\varepsilon} |E|^2 dV}{4,1868 \cdot m \gamma} \cdot \Delta t \text{ [град]}. \quad (2.43)$$

На рисунке 2.29 приведена схема устройства для сушки фанеры в прямоугольном волноводе [15]. На рисунке 2.30 показана схема цилиндрической СВЧ-печи для измерения температуры при воздействии СВЧ-излучением на диэлектрики по изменению их цвета.

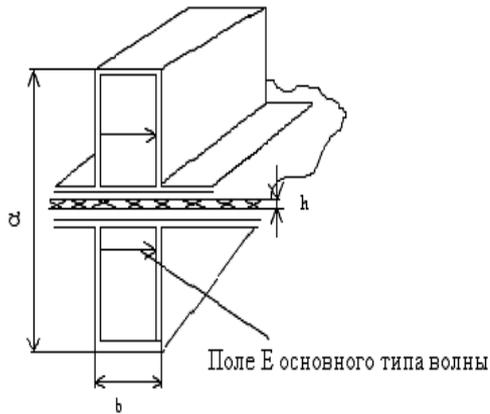


Рис. 2.29 — Использование для сушки фанеры в прямоугольном волноводе сечением $a \times b$ волны H_{10} . Диэлектрик перемещается в середине широкой стенки, в максимальном электрическом поле

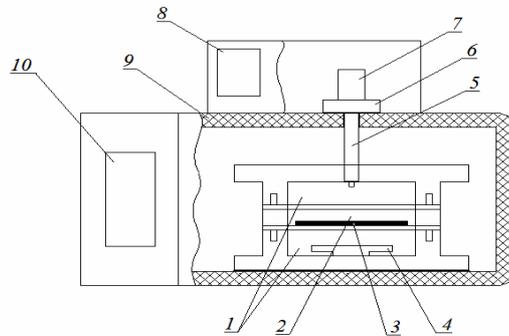


Рис. 2.30 — Установка «Криотерм-600» представляет цилиндрический СВЧ-резонатор:

1 — резонатор; 2 — подвижная часть резонатора; 3 — фторопластовый поддон; 4 — балластная нагрузка; 5 — коаксиальный волновод со штыревой антенной; 6 — радиальная линия; 7 — магнетронный генератор; 8 — программатор режимов; 9 — термоизолирующий корпус; 10 — панель управления

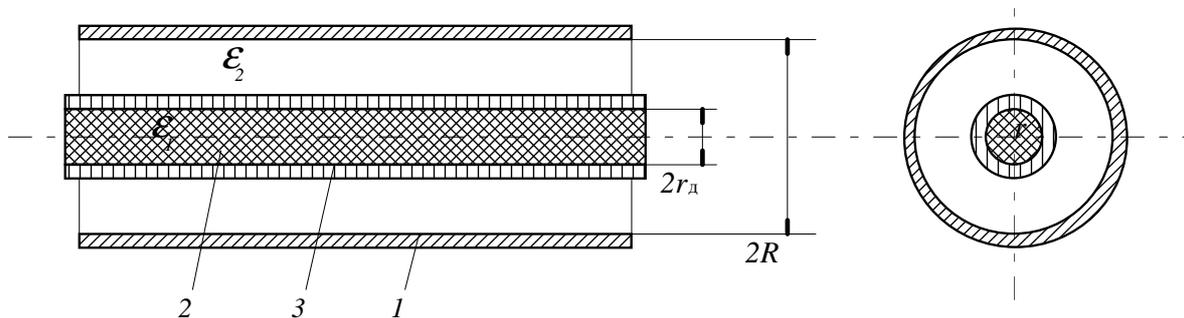


Рис. 2.31 — СВЧ-нагревательная камера в виде круглого волновода на волне E_{01}

для воздействия на диэлектрические стержни:

1 — волновод; 2 — нагреваемый диэлектрик; 3 — кварцевая трубка

На рисунке 2.31 изображена СВЧ- камера на круглом волноводе, а на рисунке 2.32 — СВЧ- устройство на диафрагмированном волноводе, работающие на волне типа E_{01} . Волна типа E_{01} имеет аксиальную симметрию продольного поля и максимальную плотность энергии на оси. Используется для нагрева жидкостей, порошков и т.п. Нагреваемый образец диэлектрика (например, мясной фарш) располагается по центру волновода, иногда в трубке из стекла, имеющего малые потери, или в трубке из фторопласта.

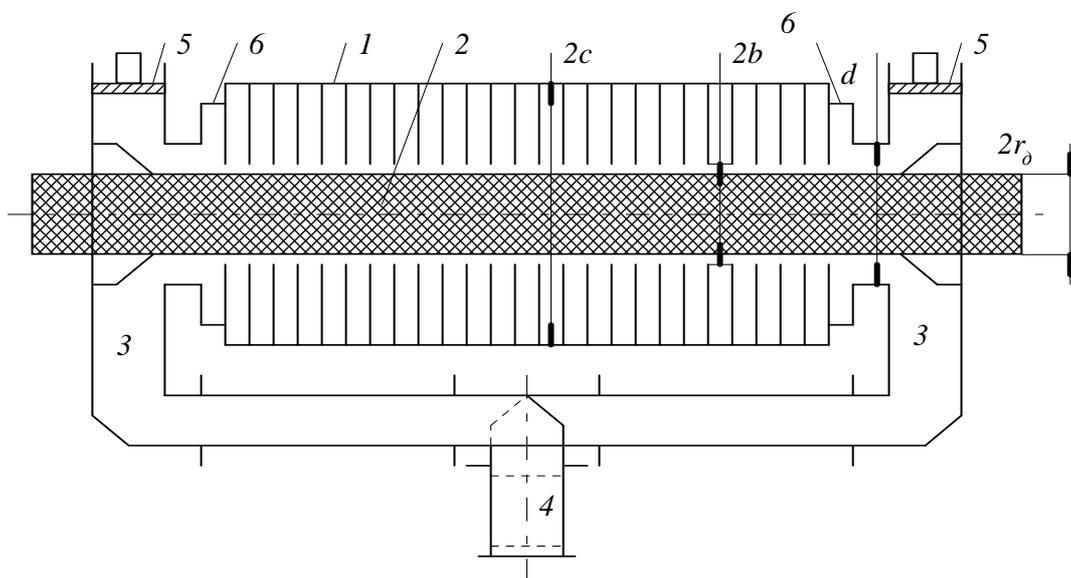


Рис. 2.32 — Схема СВЧ-нагревателя для термообработки сосисочного фарша:

- 1 — ЗС типа «диафрагмированный волновод»; 2 — кварцевая трубка, заполненная мясным фаршем; 3 — коаксиально-волноводный переход;
4 — мост для деления мощности СВЧ-генератора поровну между плечами;
5 — короткозамыкающие поршни; 6 — согласующие секции

Глава 3. ЭЛЕКТРОНООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ

Для создания длинных электронных потоков (пучков) служат электроннооптические системы (ЭОС). Создать электронный поток означает придать ему определённую форму поперечного

сечения (ленточный, цилиндрический, трубчатый), обеспечить заданную плотность объёмного заряда ρ_0 и довести скорость движения носителей до необходимой величины v_0 .

Электронный поток это посредник между источником энергии постоянного тока и колебательной системой, создающей СВЧ-энергию. Чтобы электронный поток мог отдавать свою кинетическую энергию, он должен её где-то получать. Эту задачу выполняет система ЭОС.

3.1 Требования к электронной пушке

При разработке ЭОС для любого типа ЭВП СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазонов [7] должен быть учтён ряд следующих требований:

- 1) конфигурация электронного потока должна быть такой, чтобы исключить потери тока на электродах прибора;
- 2) электронные потоки должны обладать максимальной плотностью тока, соответствующей относительно небольшому ускоряющему напряжению;
- 3) потоки должны быть устойчивыми, т.е. сохранять свою конфигурацию при воздействии на них различных возмущающих факторов;
- 4) электронные потоки должны быть однородными по плотности.

В состав ЭОС входят **формирующее** и **поперечно ограничивающее** устройства.

Формирующее устройство включает подогреваемый катод, управляющий электрод, анод (рис. 3.1—3.3) или несколько анодов, обеспечивает энергией поток электронов и задает определённую его конфигурацию. Формирующее устройство называется электронной пушкой, или прожектором.

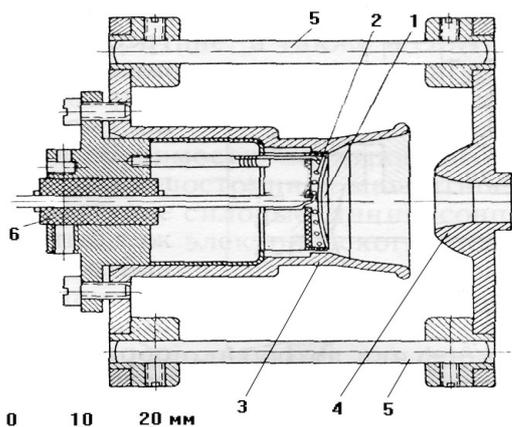


Рис. 3.1 — Экспериментальная электронная пушка Пирса в сборке:
 $U_a = 50$ кВ; $p = 0,5$ мкА/В^{3/2};
 $C_j = 100$; 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — анод; 5 — керамический стержень; 6 — изоляционная втулка

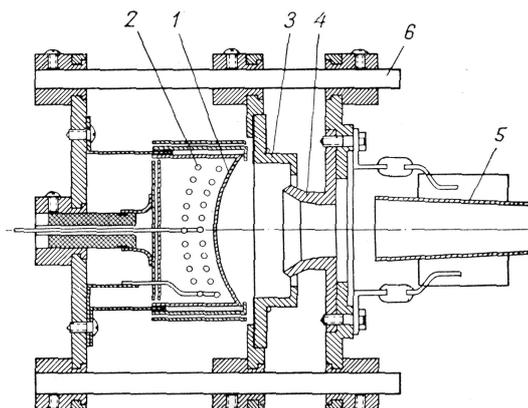


Рис. 3.2 — Экспериментальная пушка Мюллера в сборке:
 $U_a = 20$ кВ; $p = 3$ мкА/В^{3/2}; $C_j = 6$.
 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — анод; 5 — коллектор; 6 — керамический стержень

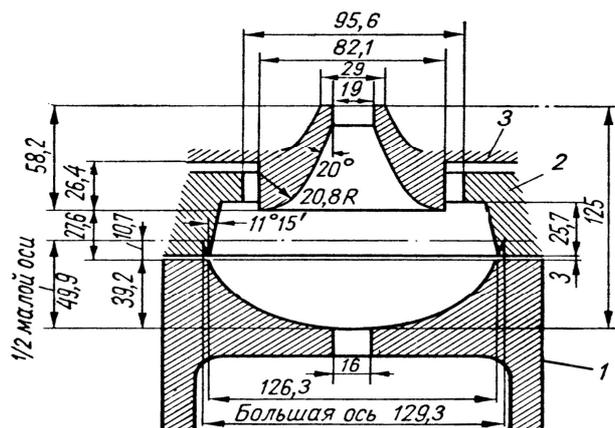


Рис. 3.3 — Экспериментальная электронная пушка Хейля:
 $U_a = 600$ В; $p = 3$ мкА/В^{3/2}; $C_j = 75$; 1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод (размеры в относительных единицах)

В формирующем устройстве создаётся такое распределение потенциально-электрического поля, при котором электроны со всей поверхности катода сжимаются в узкий пучок, проходящий сквозь отверстие анода. Степень сходимости пучка характеризуется двумя коэффициентами сжатия: по плотности тока C_j и по радиусу пучка C_r .

Отношение максимальной плотности тока в потоке к плотности тока, снимаемой с катода, называется коэффициентом C_j .

Коэффициент сжатия по радиусу, равный $C_r \sim \sqrt{C_j}$, определяется отношением радиуса катода к радиусу минимального сечения потока на выходе из пушки. При сжатии в потоке возрастают силы расталкивания, зависящие от величины объёмного заряда. Величина объёмного заряда определяется характеристической проводимостью потока p , равной отношению тока пучка к напряжению U_0 в степени «3/2», т.е. $p = \frac{I_0}{U_0^{3/2}}$. Эта величина называется

первеансом (англ.). На рис. 3.1÷3.3 приведены величины этих коэффициентов для различных пушек, применяемых в СВЧ-приборах.

Поперечно ограничивающее устройство предназначено для сохранения поперечных размеров пучка при его движении вне пушки и представляет физическую систему непрерывного удерживания электронного потока в пределах заданного диаметра по всей длине, посредством компенсации сил расталкивания. Для компенсации сил расталкивания используются магнитные, электрические и смешанные поля.

3.2 Обзор пушек ЭОС

Электронные пушки, создающие цилиндрические и ленточные параллельные потоки электронов (рис. 3.4, 3.6), имеют вогнутый катод, широко раскрытый управляющий электрод и анод с отверстием [8]. Плотность тока с катода J связана с потенциалом анода U , находящимся на расстоянии z от катода законом

«степени 3/2», имеющим вид $J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U^{3/2}}{z^2}$. Если положить,

что на расстоянии $z = d$ от катода расположен анод с потенциалом $U = U_a$, то выражение плотности тока принимает вид

$$J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d^2}.$$

Форма и размеры электродов определяются с помощью рис. 3.5. Для случая цилиндрического потока ток катода (радиус катода r_k) определяется выражением

$$I = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\pi \cdot r_K^2}{d^2} U_a^{3/2}, \quad (3.1)$$

а напряжение на соответствующем аноде, отстоящем на расстоянии z от катода, соотношением $U = U_a \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}$.

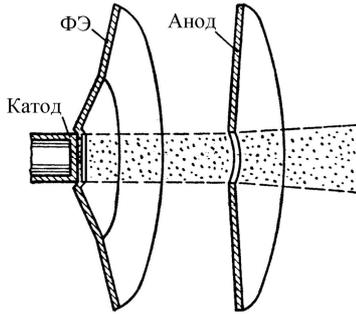


Рис. 3.4 — Электронная пушка, формирующая параллельный цилиндрический поток

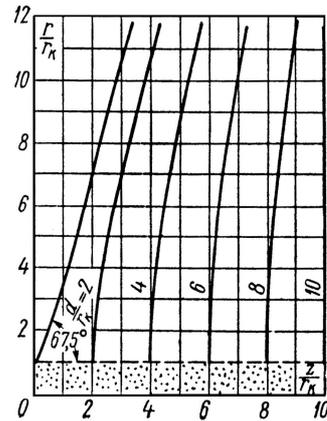


Рис. 3.5 — Форма электродов, создающих параллельный цилиндрический поток

На рисунке 3.5 приведена картина потенциального поля в пушке, создающей параллельный цилиндрический поток электронов. Эквипотенциальная поверхность нулевого потенциала представляет поверхность, наклоненную к границе потока под углом $67,5^\circ$. При совпадении размеров и формы фокусирующего и анодного электродов с графиками (рис 3.5) и потенциалами на них имеем пушку, обеспечивающую необходимые параметры электронного потока.

Для пушек с ленточным потоком электронов (рис. 3.6), поперечное сечение которого $x_n \times y_n$, $x_n \gg y_n$, где x_n — ширина, y_n — толщина, величина тока определяется законом «степени 3/2» в виде

$$I = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{x_n \cdot y_n}{d^2} U_a^{3/2}. \quad (3.2)$$

Наличие отверстия в аноде пушки несколько нарушает прямолинейное движение электронов на выходе из анода. Создаётся отклонение луча от прямолинейного на угол α (рис. 3.6), равный

$\alpha = \frac{2}{3} \frac{y_n}{d}$. Очевидно, что чем толще лента потока электронов y_n , при постоянной ширине ее x_n , а также при постоянном расстоянии d , тем больше расфокусировка потока на выходе пушки. Графики для разработки пушек, создающих ленточные потоки, приведены на рис. 3.7.

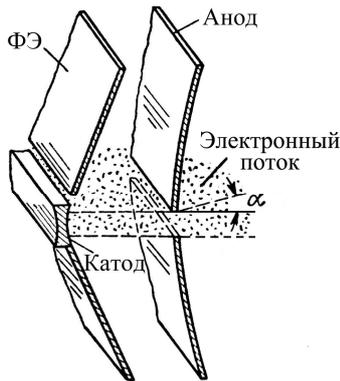


Рис. 3.6 — Электронная пушка, формирующая ленточный электронный поток

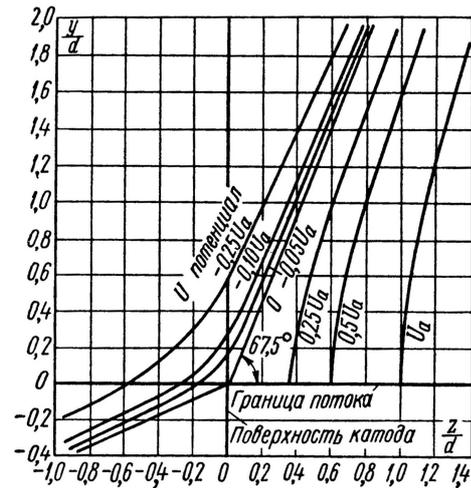


Рис. 3.7 — Картина потенциально-го поля, создающего параллельный ленточный электронный поток

Для создания сходящихся аксиально-симметричных цилиндрических и трубчатых электронных пучков используются электронные пушки Пирса (рис. 3.8, 3.10) [8], пушки Трениевой (рис. 3.11 и 3.12) [9] и пушки Мюллера (рис. 3.2) [7]. Профили электродов пушек Пирса найдены Шпангенбергом [7] для разных значений θ , $\overline{r_K}/\overline{r_A}$.

Анодное отверстие изменяет угол наклона γ траектории электронов к оси на выходе из пушки, он будет всегда меньше угла наклона внутри самой пушки θ (рис. 3.8). Связь между этими углами определяется соотношением $\gamma = \theta - \alpha$,

$$\text{где } \alpha_a \approx \frac{\overline{r_a} \cdot \theta}{|f|}; \quad f \text{ — величина фокусного расстояния от-}$$

верстия анода (рис. 3.9).

Параметры формирующей системы: угол схождения θ и отношение средних радиусов катода и анода (\bar{r}_K/\bar{r}_A), в пушках Пирса, определяется по графикам (рис. 3.10), а величина тока катода — выражением

$$I = 29.34 \cdot 10^{-6} \frac{\sin^2(0,5 \cdot \theta)}{(\alpha_a)^2} U_a^{3/2}, \quad (3.3)$$

Из закона «степени 3/2» определяется первеанс или характеристическая проводимость потока.

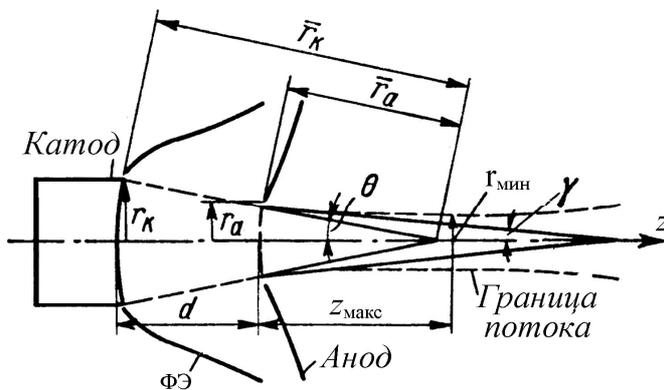


Рис. 3.8 — Электронная пушка Пирса для формирования сходящегося потока за пределами пушки

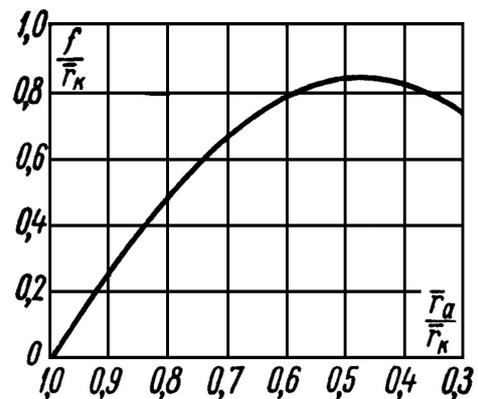


Рис. 3.9 — Зависимость фокусного расстояния анодного отверстия от радиуса кривизны анода

Электронные пушки, формирующие сходящийся электронный поток, имеют важное практическое значение, так как они позволяют формировать потоки электронов с плотностью тока, значительно превышающей плотность тока, снимаемого с катода. Методика расчета пушек Пирса [8] справедлива для идеальной системы электродов, не имеющей отверстий в анодном электроде. При наличии отверстий расчет становится приближенным, так как при больших диаметрах отверстия в анодном электроде происходит изменение поля в пространстве катод — анод в целом и изменение поля в области, примыкающей к аноду. Компенсировать влияние анодного отверстия можно изменением геометрии фокусирующих электродов. Тем самым распределение поля в области катод — анод пушки с отверстием подгоняется к полю идеальной

пушки. Однако искажения поля в области отверстия при этом сохраняются.

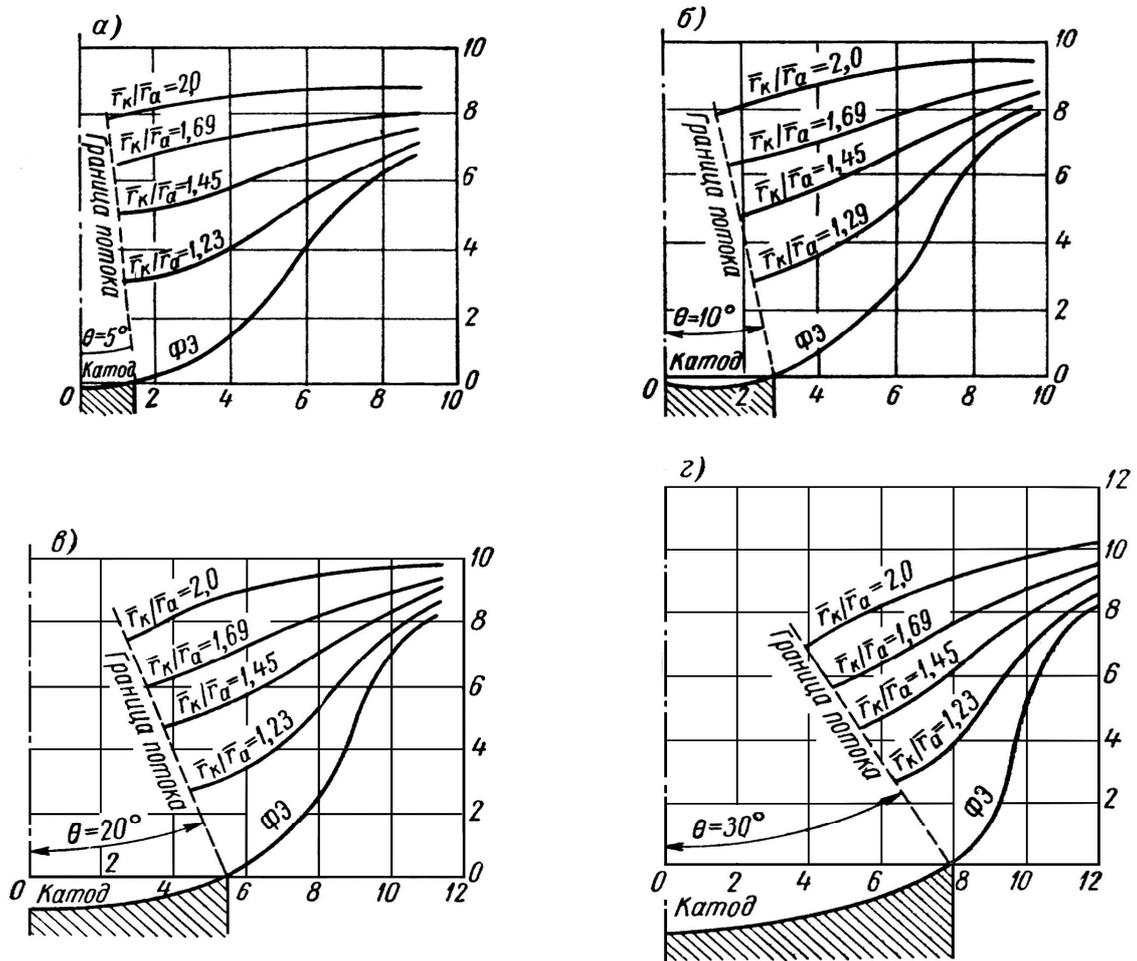


Рис. 3.10 — Формы профилей электродов, создающих сходящийся электронный поток с различными углами схождения для пушек рис. 3.8

Недостатком профилей, изображенных на рис. 3.10, является их относительная сложность. Для упрощения изготовления электродов криволинейный профиль аппроксимируется отрезками прямых линий. Таким образом получена простая форма электродов в пушках Трениевой С.Н. [9], удовлетворяющая широкому диапазону изменений параметров θ , \bar{r}_k/\bar{r}_a . Пушки предназначались для формирования сплошных сходящихся потоков электронов при углах схождения $\theta \leq 50^\circ$, $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 10$ и при углах схождения $\theta \leq 25^\circ$, $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 4$ (рис. 3.11, а). Пушки Трениевой широко в настоящее время применяются в отражательных клистродах, в лампах бегущей и обратной волны типа О. Геометрические

размеры таких пушек определяются при помощи графиков, приведенных на рис. 3.11.

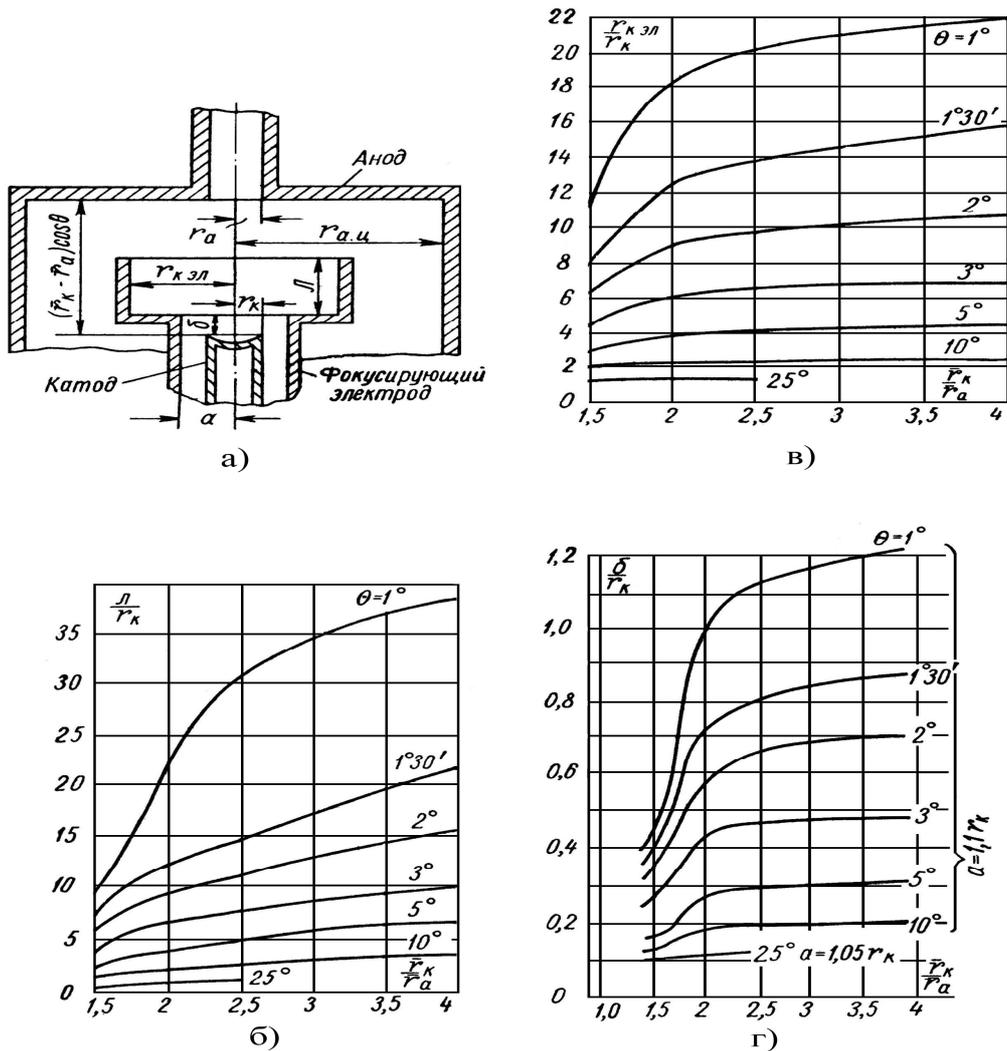


Рис. 3.11 — Электронная пушка Трениевой № 2 для формирования аксиально-симметричных потоков и графики для расчёта её геометрических размеров, при $\theta \leq 25^\circ$, $\bar{r}_k/\bar{r}_a = 1,5 \div 4$

Электронные пушки с «короткой» и «длинной» оптикой [10, 11] применяются в приборах М-типа с нерезонансными колебательными системами. Схема устройства пушки с «короткой» оптикой представлена на рисунке 3.12. Узкий по ширине катод, фокусирующий электрод (ФЭ) и профильный анод под разными углами наклонены к плоскости катода. В пушке постоянные электрическое и магнитное поля взаимно ортогональны, причем постоянное магнитное поле \vec{B} ортогонально плоскости рисунка. Такие пушки на выходе позволяет осуществить значительную

компрессию луча и получить узкий ленточный поток электронов с большой плотностью тока.

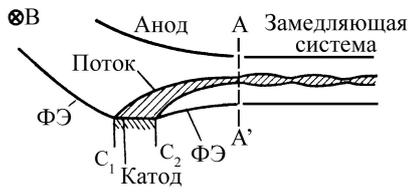


Рис. 3.12 — Короткофокусная плоская пушка со скрещенными полями

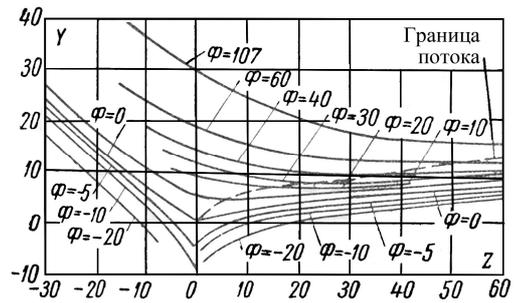


Рис. 3.13 — Форма потенциального поля и траектория электрона (пунктир) в короткофокусной пушке со скрещенными полями

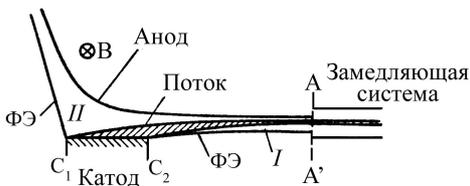


Рис. 3.14 — Длиннофокусная пушка короткой оптики

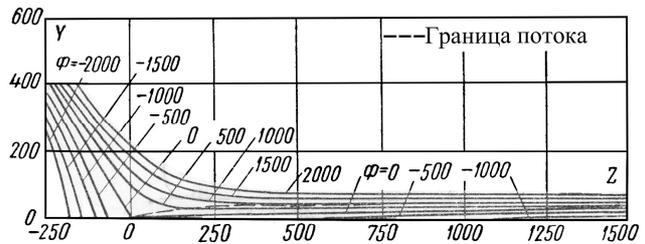


Рис. 3.15 — Форма потенциального поля и траектория электрона (пунктир) в пушке короткой оптики рис. 3.14.

На рис. 3.13 представлены формы потенциальных полей и траектория электрона (пунктиром) в короткофокусной пушке со скрещенными полями.

В литературе [10] рассматривается применение широких катодов с компрессией луча для увеличения I_0 и $P_{\text{вых}}$ в пушке с «длинной» оптикой. Конфигурация и потенциальные поля электродов, а также траектории электронов (рис. 3.15) позволяют получить хорошо сжатый поток электронов. Определение формы фокусирующих электродов, обеспечивающих заданное движение электронов, может быть проведено с помощью рис. 3.13 и рис. 3.15. Приведённый потенциал Φ находится по заданному напряжению U , напряженности магнитного поля B и плотности

тока с катода J_K по формуле $\Phi = \frac{1}{2,35} \cdot \frac{B^4}{j_K^2} U$ [Тл, А/см², В] и, как следует из графиков (рис. 3.13, 3.15), определяет эквипотенциальную поверхность анода (форму и размеры) при соответствующих потенциалах и размерах управляющего электрода. Для перехода от относительных величин Z и Y на графиках к абсолютным значениям z и y в реальных конструкциях следует воспользоваться формулами:

$$z = 3,7 \cdot 10^{-2} \frac{J_K}{B^2} Z, \left[\text{см}, \frac{\text{А}}{\text{см}^2}, \text{Тл} \right]; y = 3,7 \cdot 10^{-2} \frac{J_K}{B^2} Y.$$

Скорость электронов v_n на выходе из пушки «короткой оптики» определяется выражением

$$v_{n\text{ВЫХ}} = \frac{2E_n}{B} = \frac{2U_a}{d_n \cdot B}, \quad (3.4)$$

где d_n — расстояние между катодом и анодом в области пушки «короткой оптики»; U_a — напряжение на аноде пушки.

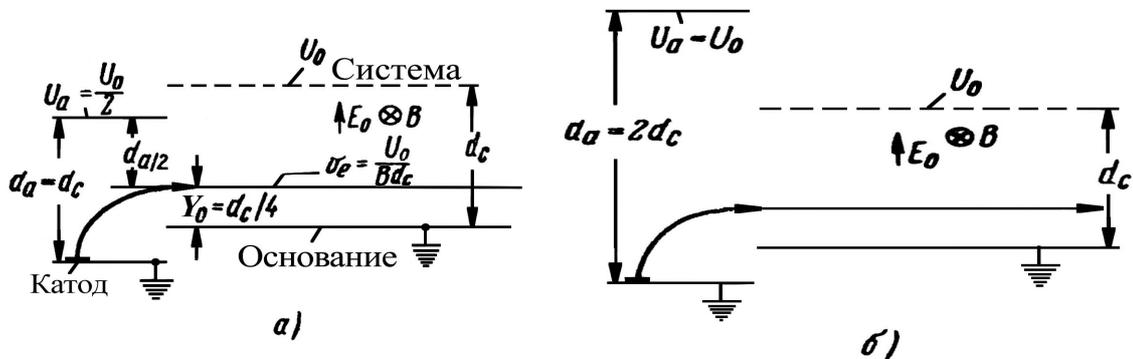


Рис. 3.16 — Системы пушек с «короткой» оптикой:
 а — случай $d_n = d_c$, при условии $U_s = U_a/2$, величина $y_0 = 0,25 \cdot d_c$ [11];
 б — случай $d_n = 2d_c$

Подбором d_n и d_c (расстояние между основанием и замедляющей системой в пространстве взаимодействия), U_0 (напряжение на ЗС) и U_a (рис. 3.16) можно регулировать координату «влёта» электронов y_0 в пространство взаимодействия и расстояние между горячим катодом и ЗС (ℓ_{KC}).

3.3 Поперечно ограничивающая система

Для ограничения действия расталкивающих поперечных сил пространственного заряда на поток электронов во время движения используются следующие [7] способы:

1. Продольное магнитное поле.

Системами, создающими магнитные поля, которые компенсируют поперечные электростатические силы расталкивания, являются длинные соленоиды, или системы соосных коротких соленоидов, или магнитная система, в которой однородное поле создается в пространстве между полюсными наконечниками. Работает система следующим образом.

Если магнитное поле и скорости электронов v_z параллельны, магнитная сила $\bar{F}_m = q \cdot [\bar{v} \cdot z_0 \bar{B}]$ равна нулю. При появлении радиальной составляющей скорости у электронов возникает составляющая магнитной силы $\bar{F}_{m\alpha}$, заставляющая двигаться электроны по спиральным траекториям, закручиваясь вокруг оси поля \bar{B} . Величина поля \bar{B} определяется величинами тока пучка I_0 , радиуса r_n и напряжения на оси пучка U_0 относительно катода

$$B_{\text{опт}} = \frac{2 \cdot I_0}{1,45 \cdot r_n^2 \cdot \sqrt{U_0}}, \text{ Тл.} \quad (3.5)$$

2. *Магнитная периодическая система* — конструктивно выполняется в виде последовательного ряда намагниченных колец и магнитомягких шайб с периодом h (рис. 3.17). В системе магнитное поле $\bar{B} = B_r \bar{r}_0 + B_z \bar{z}_0$.

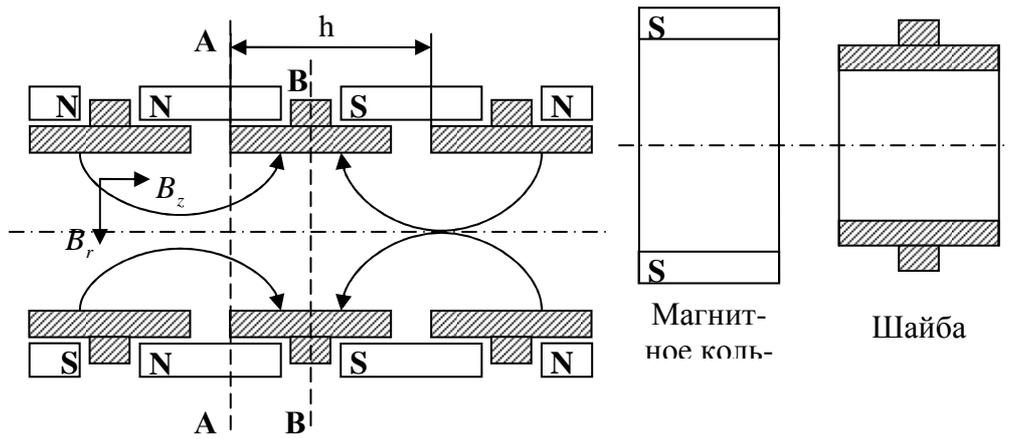


Рис. 3.17 — Система периодической магнитной фокусировки

В сечении А-А продольное поле B_z сильнее, чем в сечении В-В. Действие составляющих магнитного поля на электрон, имеющий скорость v_z , показано на рис. 3.18. В пространстве, где имеется радиальная компонента B_r , на электрон действует сила F_α , перпендикулярная плоскости рисунка. Электрон начинает вращение вокруг оси z . При вращении он пересекает компоненту B_z , что вызывает силу F_r , направленную к оси z , т.е. прижимающую электрон к оси z . Результирующая форма потока показана на рис.3.18. Максимум диаметра потока соответствует случаю параллельности магнитного поля и скорости электронов v_z .

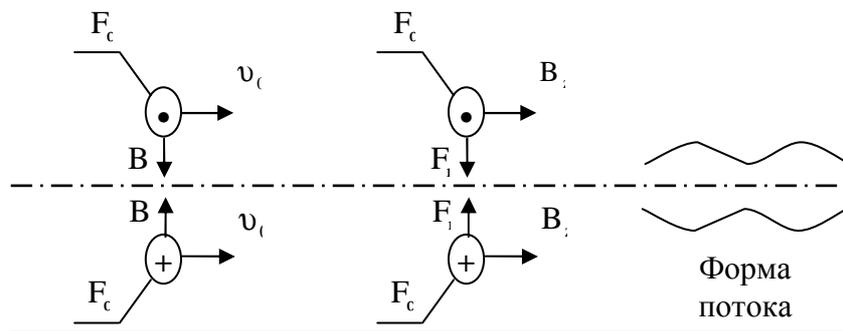


Рис. 3.18 — Направление действия магнитных сил на движущийся электрон и результирующая форма потока

3. Центробежно-электростатическая ограничивающая система (ЦЭОС). ЦЭОС применяется для трубчатых потоков.

Поперечное ограничение электронного потока осуществляется в однородном поле цилиндрического конденсатора, образованного внешним цилиндром радиуса R_2 и внутренним — радиуса R_1 . Внутренний электрод имеет больший потенциал, чем внешний $U_1 > U_2$, и электронам потока предварительно придано вращательное движение, путем применения специальных электронных пушек. В зоне фокусировки электроны наряду с поступательным движением вдоль оси z совершают также вращательное движение вокруг оси симметрии системы.

Движение электронов в радиальном направлении определяется действием двух сил: центробежной силы вращательного движения и центростремительной силы электрического поля.

Поле внутри конденсатора записывается в виде $E_r = \frac{U_\Phi}{r \cdot \ln(R_2/R_1)}$, где $U_\Phi = U_1 - U_2$.

Электрон, начав двигаться под углом к оси цилиндра в электрическом поле конденсатора, радиальной силой $F_r = eE_r$, возвращается к оси конденсатора. На электрон при движении действует центробежная сила $F_{ц}$, равная $F_{ц} = \frac{m \cdot v_\tau^2}{r}$ и направленная по радиусу к внешнему цилиндру. Выполняя равенство сил $F_{ц} = F_r$, сохраняют заданную форму пучка. Поток будет двигаться по спиральной траектории. Ток пучка

$$I_{\text{ЦОЭС}} = \frac{33 \cdot 10^{-6} \cdot U_\Phi \sqrt{U_0}}{R_e}; \quad (3.6)$$

$$\text{где } R_e = \ln \frac{R_b}{R_1} - \frac{1}{2} - K \cdot \ln \frac{R_b}{R_a} + \frac{R_b^2}{R_a^2 - R_b^2} \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}; \quad K = \frac{R_a^2}{R_a^2 + R_b^2},$$

здесь R_a, R_b — радиусы пучка, внешний и внутренний; U_0 — потенциал анода пушки.

4. Периодическая электростатическая система используется в случае применения биспиральных периодических ЗС с разными постоянными напряжениями на них U_2, U_1 (рис. 3.19).

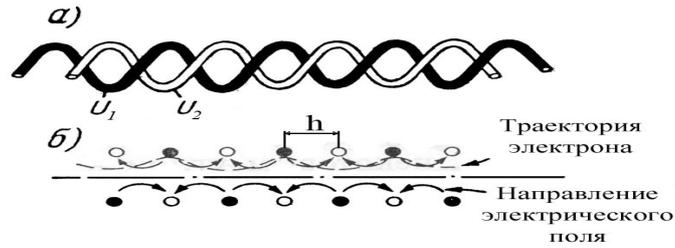


Рис. 3.19 — Принцип фокусировки электронного потока:
a — периодическая биспиральная замедляющая система,
имеющая напряжение на спиралях $U_2 > U_1$;
б — траектории в электрическом поле

В системе образуются электростатические линзы между витками спиралей. Чем больше неравенство $U_2 > U_1$, тем больше напряжённость поля в зазоре между цилиндрами, тем больше сила $F_e = e \cdot E$ и тем сильнее электрон притягивается к оси системы.

Глава 4. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ

4.1 Анализ работы генераторов и усилителей с резонансной колебательной системой

Работа генераторов и усилителей СВЧ, КВЧ И ГВЧ диапазонов определяется тремя факторами:

- свойствами электронного потока (или активной среды);
- параметрами колебательной высокочастотной системы;
- параметрами внешней нагрузки.

Для анализа работы приборов с резонансными колебательными системами, к которым относятся генераторы и усилители на триодах и тетродах, клистроны, магнетроны и генераторы на полупроводниковых диодах, применяется метод эквивалентных схем. По этому методу колебательная система, внешняя нагрузка и электронный поток или поток носителей заряда представляются в виде эквивалентных цепей с сосредоточенными проводимостями.

Активную среду, или рабочее пространство, прибора обозначим на эквивалентной схеме проводимостью $\dot{Y}_e = G_e + jB_e$ (рис. 4.1, точки a, b).

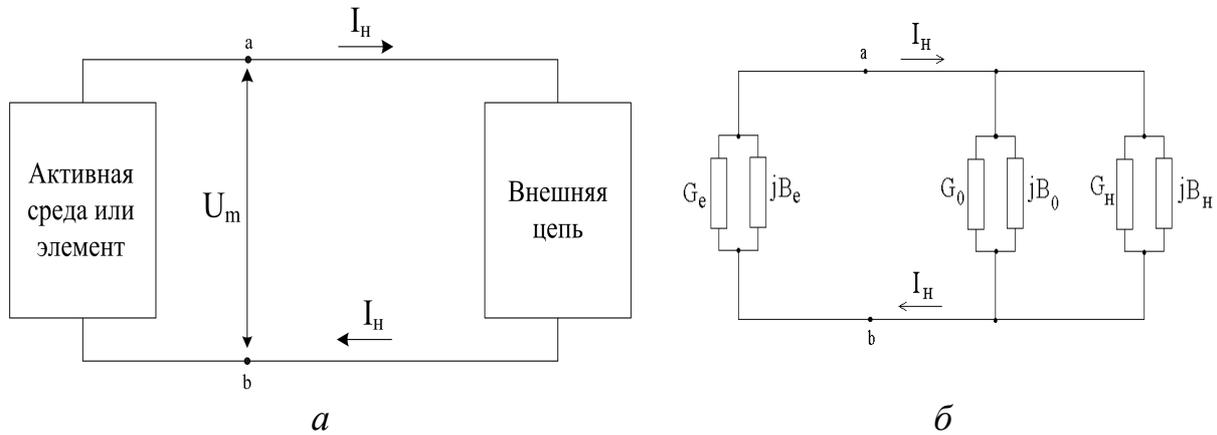


Рис. 4.1 — Эквивалентная схема резонансного СВЧ-прибора

В рабочее пространство зазора поступает поток электронов, который является источником наведенного тока $\dot{I}_{нав}$ во внешней цепи. На зазор (точки a, b) подается переменное напряжение \dot{U}_m . Электронная проводимость определяется отношением наведенного тока к амплитуде переменного напряжения на зазоре

$$\dot{Y}_e = \frac{\dot{I}_{нав}}{\dot{U}_m} = G_e + jB_e. \quad (4.1)$$

При прохождении зазора (случай конечных углов пролета) не модулированным потоком электронов, вышедшим с пушки, электронная проводимость (4.1), имеет активную и реактивную части вида [2]

$$G_e = \frac{I_0}{2U_0} F_1(\theta) = \frac{I_0}{2U_0} \left(M^2 - \frac{\sin \theta}{\theta^2} \right) = \frac{I_0}{2U_0} \cdot \frac{2(1 - \cos \theta) - \theta \cdot \sin \theta}{\theta^2}; \quad (4.2)$$

$$B_e = \frac{I_0}{2U_0} F_2(\theta) = \frac{I_0}{2U_0} \cdot \frac{2 \sin \theta - \theta(1 + \cos \theta)}{\theta^2}. \quad (4.3)$$

Функции $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$ представлены на графиках рис. 4.2.

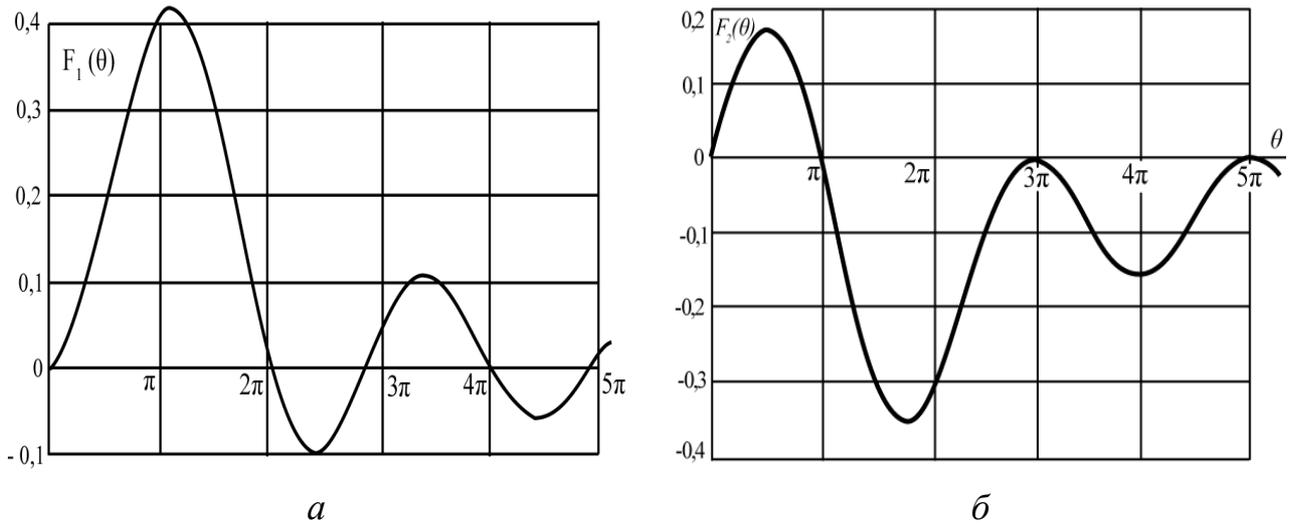


Рис. 4.2 — График функции $F_1(\theta)$, определяющей активную составляющую входной проводимости зазора (а); график функции $F_2(\theta)$, определяющей реактивную составляющую входной проводимости зазора (б)

Эквивалентная схема параллельной колебательной системы включает проводимости эквивалентных емкости, индуктивности и активные потери контура и имеет вид $\dot{Y}_0 = G_0 + jB_0$ в точках $a—b$ (рис. 4.1).

Внешняя нагрузка колебательной системы \dot{Y}_n , трансформируемая к точкам $a—b$ посредством вводов (или выводов) энергии, обозначается на эквивалентной схеме трансформированной проводимостью \dot{Y}'_n , равной

$$\dot{Y}'_n = G'_n + jB'_n, \quad (4.4)$$

где, согласно [1],

$$G'_n = \frac{G_0 Q_0}{Q_{вн}} = \frac{Y_c}{Q_{вн}}; \quad B'_n = \frac{G_0 B_n Q_0}{G_n Q_{вн}} = \frac{B_n Y_c}{G_n Q_{вн}}. \quad (4.5)$$

Здесь $Y_c = \left(\frac{f_0}{2}\right) \cdot \left(\frac{\partial B}{\partial f}\right)$ — характеристическая проводимость контура; величина $(Q_0/Q_{вн})$ — коэффициент трансформации проводимости нагрузки к точкам, где располагается активная

среда. $Q_0, Q_{вн}$ — собственная и внешняя добротности резонатора (2.2).

Величины проводимостей нагрузки $Y'_н$ и контура Y_0 не зависят от амплитуды колебаний в системе \dot{U}_m . Электронные проводимости $G_e(U_0, I_0, U_m, \theta, \dots)$ и $B_e(U_0, I_0, U_m, \theta, \dots)$ зависят от амплитуды переменного напряжения U_m на зазоре, от пролетных углов, от напряжения питания, тока носителей заряда и др. факторов, поэтому они являются нелинейными функциями.

4.2 Влияние электронной проводимости на работу генераторов с резонансной колебательной системой

Условия самовозбуждения. Допустим, что в схеме (рис. 4.1) возникли колебания, установился устойчивый режим генерации. Тогда, по 2-му закону Кирхгофа, сумма падений напряжения при обходе по замкнутому контуру должна быть равна нулю.

$$\frac{\dot{I}_{нав}}{G_e + jB_e} + \frac{\dot{I}_{нав}}{G_0 + jB_0 + G'_н + jB'_н} = 0.$$

Отсюда для установившегося режима работы любого генератора справедливы соотношения:

$$G_e + G_0 + G'_н = 0 \text{ — баланс амплитуд;} \quad (4.6)$$

$$B_e + B_0 + B'_н = 0 \text{ — баланс реактивностей.} \quad (4.7)$$

Активные величины G_0 и $G'_н$ всегда положительные. Следовательно, условием работы любого автогенератора из (4.6) является условие $G_e < 0$, т.е. *активная электронная проводимость должна быть отрицательной*. Генераторы, удовлетворяющие этому условию, называются генераторами с отрицательным сопротивлением или с отрицательной проводимостью. Такая проводимость может быть определена на падающем участке ВАХ в ППП, но может определяться факторами, не проявляющимися в статической ВАХ.

Смысл $G_e < 0$ с энергетической точки зрения состоит в том, что активная электронная проводимость не потребляет энергию, а отдает ее во внешнюю цепь.

Для устойчивой работы генератора, таким образом, должно выполняться условие:

$$-G_e = G_0 + G'_n \text{ или } G_e = -(G_0 + G'_n) = -G_n. \quad (4.6, б)$$

Активная электронная проводимость в приборах может иметь как положительный, так и отрицательный знак. Приборы с проводимостью $G_e > 0$ не могут быть генераторами, они используются в основном для создания детекторных и смесительных устройств, ослабителей (аттенюаторов), переключателей, ограничителей и других электрически управляемых или самоуправляемых систем. Их действие основано на поглощении или отражении части мощности бегущей волны, создаваемой сторонним источником. Для генерации колебаний и их усиления пригодны только такие приборы и их режимы, при которых $G_e < 0$.

Для большинства современных генераторных приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов зависимости электронной проводимости от амплитуды переменного напряжения $G_e(U_m)$ при постоянных величинах напряжений питания приведены на рис. 4.3, а. Отрицательные значения G_e находятся в не заштрихованной области, начиная с малых амплитуд U_m , вплоть до предельных $U_{m\text{пред}}$, соизмеримых с постоянным питающим напряжением U_0 . Пунктирные линии (кривые 4 и 5), противоречат закону сохранения энергии, приведены только как функции.

Зависимость $G_e(U_m)$ для конкретного прибора, может быть получена посредством расчета или экспериментальных измерений. Если функциональная зависимость найдена, то можно определить амплитуду установившихся колебаний U_{m0} и соответствующую величину мощности в нагрузке P_n :

$$P_n = \frac{1}{2} U_{m0}^2 G_n^1. \quad (4.8)$$

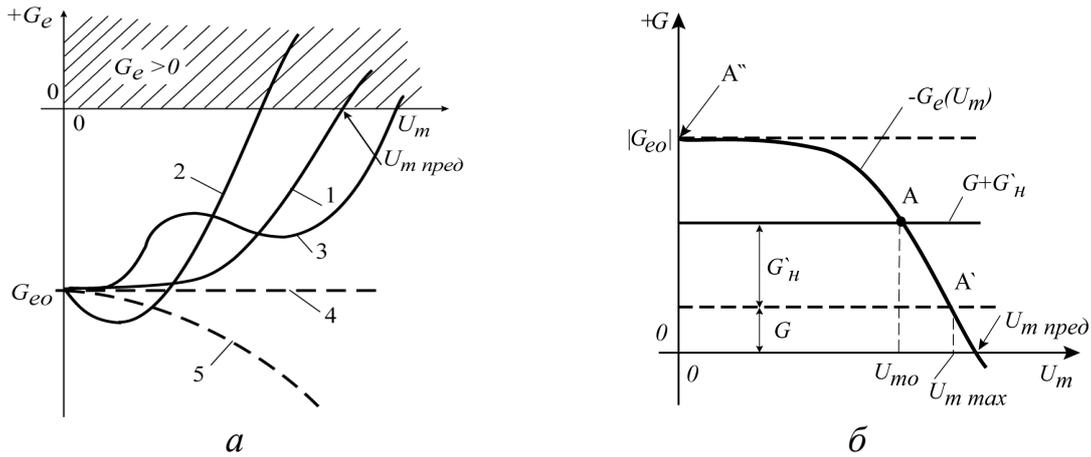


Рис. 4.3 — Характер зависимости электронной проводимости от амплитуды колебаний (а) и нахождение амплитуды установившихся колебаний (б)

На рис. 4.3, б приведена часто используемая «перевернутая» зависимость — $G_e(U)$ (кривая 1, рис. 4.3, а). Пересечение прямой полной проводимости $G_n = G_0 + G'_n$ с кривой — $G_e(U_m)$ определяет рабочую точку А и амплитуду установившихся колебаний U_{m0} . Условие устойчивости колебаний генератора (2-е условие) имеет вид [18].

$$\frac{\partial |G_e|}{\partial U_m} \cdot \frac{\partial B_n}{\partial \omega} < 0, \text{ при } B_e = 0, \quad (4.9)$$

где $B_n = B_0 + B'_n$ — полная реактивная проводимость резонатора и нагрузки; $\partial B_n / \partial \omega$ — изменение реактивной проводимости резонатора и нагрузки (рис. 4.6).

Амплитуда колебаний генераторов

Мягким режимом называют режим, в котором наблюдается монотонный характер зависимости $G_e(U_m)$ (рис. 4.3, а, кривая 1, рис. 4.4, а), а амплитуда установившихся колебаний U_{m0} может плавно меняться, начиная от уровня шумовых колебаний. Для автогенераторов с мягким самовозбуждением характерна следующая особенность: устойчивость работы в точке А. Покажем это. Из рис. 4.4, а видно, что в любой точке кривой при $U_m < U_{m0}$ отрицательная электронная

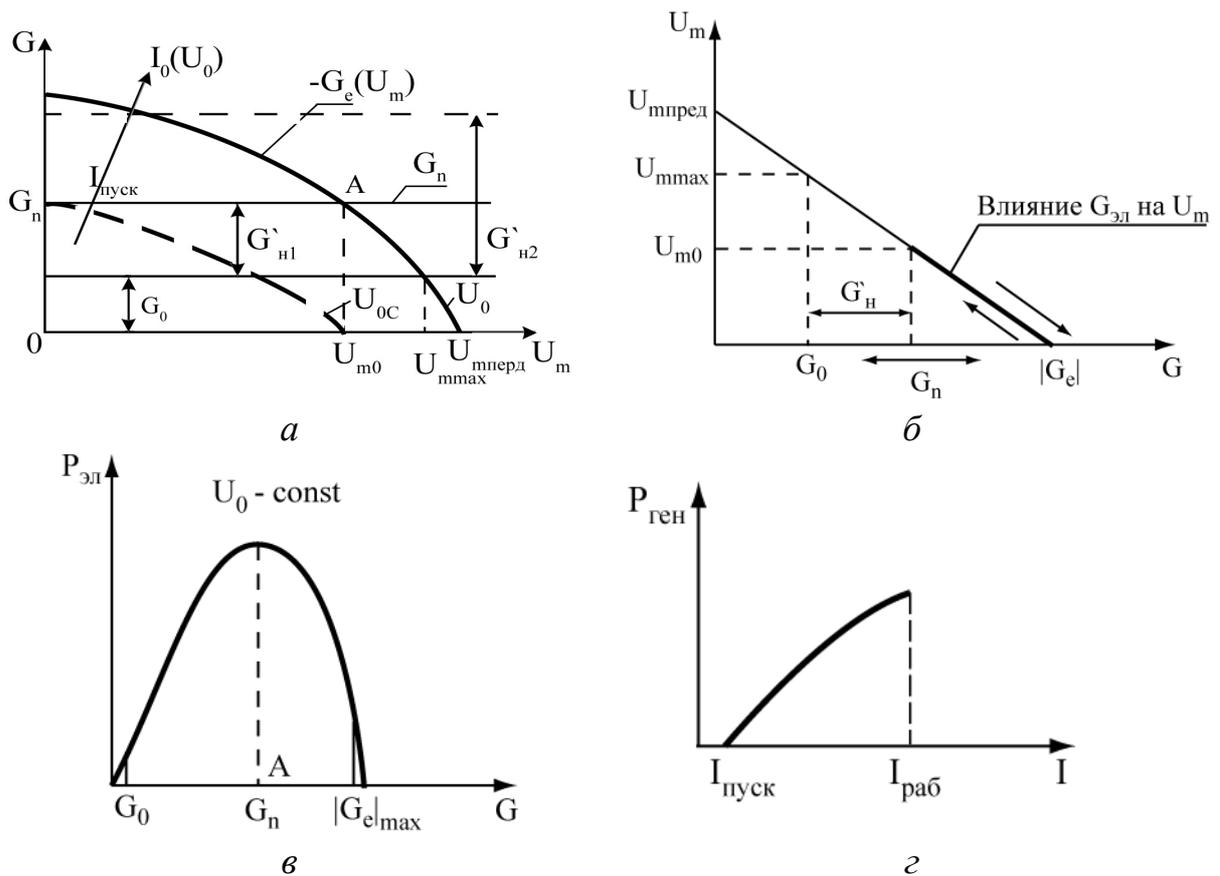


Рис. 4.4 — Характеристики генератора с «мягким» самовозбуждением

проводимость по абсолютной величине превышает полную проводимость потерь. Если под воздействием внешних факторов амплитуда колебаний U_{m0} уменьшается, то возрастает отрицательная электронная проводимость (рис. 4.4, а) и увеличивается отдача энергии электронами. Это приводит к нарастанию амплитуды до U_{m0} . Если под воздействием внутренних флуктуаций амплитуда U_m превысит U_{m0} , то суммарная проводимость станет положительной, отдача энергии уменьшается, и колебания будут затухать до значения U_{m0} . Отдаваемая электронами мощность в устойчивой рабочей точке A определяется соотношением $P_e = 0,5 \cdot U_{m0}^2 G_e$ и достигает оптимальной величины при заданном постоянном напряжении U_0 на приборе.

При увеличении постоянного напряжения на приборе от стартового значения $U_{0с}$ до U_0 ток в активной среде также нарастает от пускового $I_{пуск}$, при котором возникают колебания, до рабочего $I_0(U_0)$, увеличиваются $|G_{эл}|$ (4.2), P_e и $P_{ген}$ (рис. 4.4, в, г).

Жестким режимом возбуждения называют режим, в котором генерация возникает только при наличии внешнего воздействия, создающего колебания с амплитудой, большей некоторого порогового значения. Для этого режима зависимость $G_e(U_m)$ не монотонного характера (рис. 4.3, *a*, кривые 2 и 3, рис. 4.5), а прямая полной проводимости $G_n = G_0 + G_n'$ имеет две точки пересечения с $G_e(U_m)$.

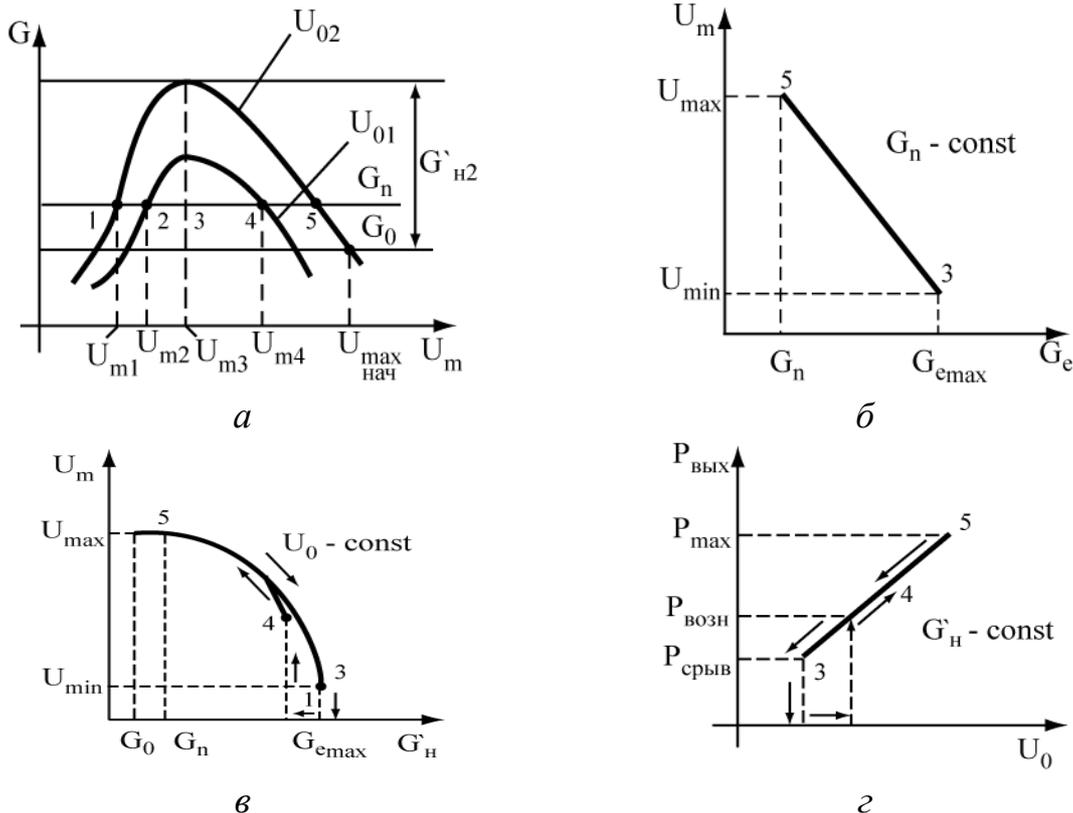


Рис. 4.5 — Характеристики генератора с «жестким» режимом возбуждения.

На рис. 4.5, *a* приведены зависимости $G_e(U_m)$ для двух постоянных напряжений питания: $U_{01} < U_{02}$. При $U_m < U_{m3}$ условие самовозбуждения (4.9) не выполняется ни при каких величинах G_e , т.к. положительное приращение U_m создает отрицательное приращение G_e , т.е. затухание в системе становится отрицательным. Это приводит к дальнейшему росту амплитуды колебаний. Колебания, возникшие в точках 1 и 2, неустойчивы, через некоторое время переходят в режим, обозначенный точками 4 и 5 или, а при малом отрицательном изменении амплитуды U_m по отношению к точкам 1 и 2, должно произойти падение амплитуды

колебаний до нуля. Чтобы возбудить колебания в системе, необходимо внешнее воздействие, т.е. посторонний сигнал с амплитудой, большей порогового значения (U_{m1} , U_{m2} рис. 4.5, а). Сложность возбуждения генераторов в жестком режиме не позволяет их широко использовать в приборах.

На рис. 4.5, б, в показаны зависимости изменения амплитуды колебаний при изменении электронной проводимости (регулировка режима питания) и проводимости внешней нагрузки (режим питания не меняется), а также зависимость выходной мощности при изменении режима питания (рис. 4.5, г). При уменьшении величины постоянного напряжения U_0 характеристика $G_e(U_m)$ коснется прямой G_n в точке 3 (рис. 4.5, а), но колебания не возникнут, т.к. это точка неустойчивых колебаний. Амплитудой U_{m3} определяется мощность срыва автоколебаний генератора P_{cp} , равная

$$P_{cp} = 0,5U_{m3}^2 G_n. \quad (4.10)$$

Если в приборе возникает сигнал величиной U_{m2} на заданной частоте, то наступает режим нарастания сигнала до устойчивой точки U_{m4} или U_{m5} и мощность скачком возрастает до величины возникновения $P_{возн} = 0,5U_{m5}^2 G_n$. Мощность возникновения генерации оказывается больше мощности срыва $P_{возн} > P_{cp}$. Это явление называется электронным гистерезисом.

Частота генерируемых колебаний и способы её изменения

Уравнение (4.7) используем для нахождения частоты генерируемых колебаний в установившемся режиме. Предположим, что трансформированная проводимость нагрузки в плоскости зазора имеет чисто активный характер, т.е. $B_n' = 0$. Тогда частота генерируемых колебаний определяется условием

$$-B_e = B_0, \quad (4.11)$$

т.е. пересечением $B_0(f)$ для параллельной схемы и взятой с противоположным знаком кривой $B_e(f)$ (рис. 4.6). Зависимость реактивной проводимости резонаторов от частоты (2.6) имеет линейный характер с переходом величины B через нуль, с положительным

наклоном при резонансной частоте, т.е. $\frac{\partial B}{\partial f} > 0$. Реактивная проводимость резонатора на частотах, близких к f_0 , связана с его нагруженной добротностью соотношением (2.5):

$$Q_n = \frac{f_0}{2(G_0 + G_n)} \left(\frac{\partial B}{\partial f} \right)_{f \rightarrow f_0} = \frac{f_0 \cdot B_0}{2G_n(f - f_0)}. \quad (4.12)$$

Откуда

$$B_0 = 2Q_n G_n \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right) = -B_e. \quad (4.13)$$

Найдем частоту установившихся колебаний $f_{ген} = f$

$$f_{ген} = f_0 \left(1 + \frac{B_0}{2Q_n G_n} \right). \quad (4.14)$$

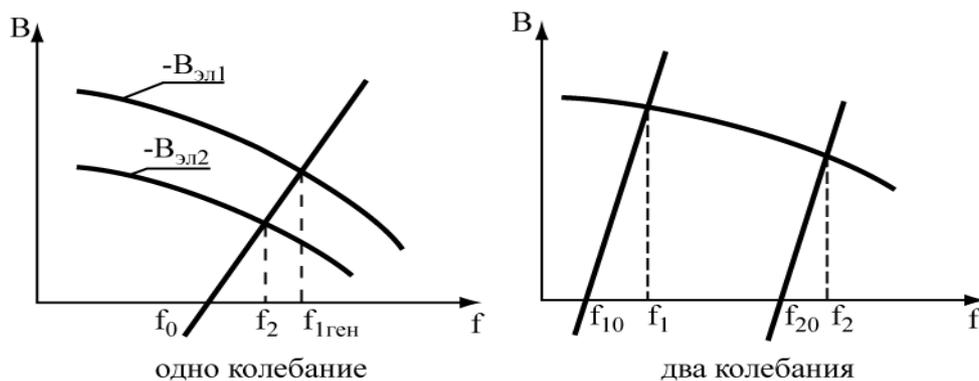


Рис. 4.6 — Перестройка частоты генератора при изменении электронной проводимости

Для установившегося режима выполняются условия (4.13) и (4.6), поэтому окончательно частота генератора

$$f_{ген} = f_0 \left(1 + \frac{B_e}{2Q_n G_e} \right). \quad (4.15)$$

Анализ (4.15) и выводы:

1. Частота генератора (4.15) определяется частотой настройки резонатора f_0 , активной и реактивной проводимостями потока и нагруженной добротностью.

2. Перестройка частоты генератора $f_{ген}$ осуществляется изменением размеров резонатора (перемещение поршней, введение винтов и т.п.). Это так называемая механическая настройка, которая может обеспечить изменение f_0 и $f_{ген}$ в пределах октавы и более (октава это равенство 2 отношения максимальной и минимальной рабочих частот)

3. Электронные проводимости B_e и G_e зависят от постоянного напряжения и постоянного тока (4.2, 4.3). Это означает, что изменением U_0 или I_0 можно в некоторых пределах управлять рабочей частотой $f_{ген}$, не изменяя частоту резонатора. Изменение частоты напряжением называется электронной настройкой, изменение частоты током — электронным смещением. Преимуществом электронной перестройки частоты перед механической является малая инерционность и возможность использования для частотной модуляции. Для получения широкого диапазона электронной настройки или электронного смещения желательно снижать нагруженную добротность колебательной системы. Делать это можно увеличением связи генератора с нагрузкой или увеличением потерь в колебательной системе. Но первый способ ухудшает стабильность частоты генератора, а второй — уменьшает выходную мощность.

Разновидностью электрической перестройки частоты генераторов является регулировка частоты $f_{ген}$ с помощью варакторов (или варикапов), встроенных в резонаторы. Под действием управляющего постоянного напряжения плавно изменяется емкость варактора, общая емкость резонатора, что плавно изменяет частоту генератора.

4. При повышении Q_n уменьшается величина второго слагаемого в (4.15) и, следовательно, увеличивается стабильность генератора. Генератор будет работать стабильно, но в узком диапазоне частот, заданных рабочей полосой колебательного контура. Поэтому генераторы с высокой стабильностью частоты имеют большие КПД и $P_{вых}$, но узкий диапазон электронной настройки.

5. При изменении температуры окружающей среды или нагрева прибора при работе резонансная частота f_0 и свойства активного элемента (B_e , G_e) могут изменяться, что влечет за собой уход частоты. Это изменение частоты характеризуется темпера-

турным коэффициентом частоты (ТКЧ), равным $\frac{\Delta f_{ген}}{\Delta T}$, $\left[\frac{\text{МГц}}{\text{град}} \right]$.

Для повышения температурной стабильности частоты используют термоустойчивые генераторные камеры.

4.3 Влияние внешней нагрузки на мощность и частоту генерации

На основании (4.6), (4.7), частота генератора и мощность зависят как от величины внешней нагрузки Y_n , трансформируемой через вывод энергии в контур, так и от степени связи резонатора с нагрузкой (поворот возбуждающей петли или изменение глубины погружение штыря связи в волновод). Так при изменении вносимой активной проводимости нагрузки от $G'_n = 0$ до $G'_n = G'_{n \max}$, где $G'_n = \frac{Y_c}{Q_{вн.пред}}$, происходит изменение амплитуды

колебаний U_m и изменение выходной мощности генератора (рис. 4.7), определяемой уравнением

$$P_{ген} = \frac{1}{2} U_m^2 G'_n = \frac{1}{2} U_m^2 \cdot \frac{Y_c}{Q_{вн}} \quad . \quad (4.16)$$

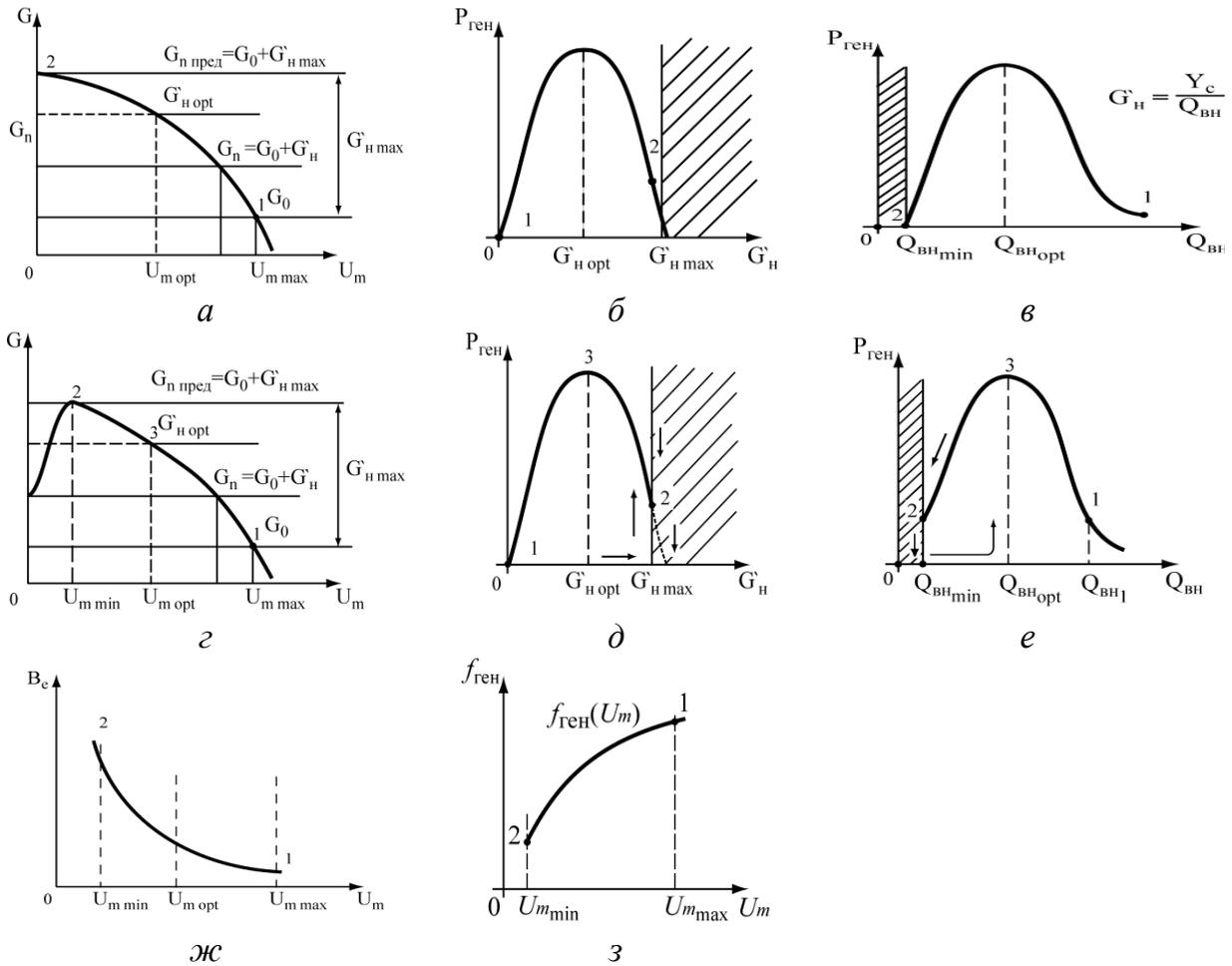


Рис. 4.7 — Влияние на мощность (б) и частоту генерации (з) изменения степени связи резонатора с внешней нагрузкой для разных режимов

В случае «мягкого» режима возбуждения при изменении внешней нагрузки и добротности в пределах $Q_{\text{вн min}} - Q_{\text{вн1}}$ мощность генератора принимает максимальную величину при $Q_{\text{вн opt}}$ (рис. 4.7, а, б, в)

Для генератора с «жестким» возбуждением (рис. 4.7, г, д, е) при изменении внешней нагрузки и добротности наблюдается электронный гистерезис со скачкообразным возникновением и срывом колебаний в точках 2.

Реактивная и активная электронные проводимости при изменении U_m в рабочем режиме имеют спадающий характер.

Так как $V_e(U_m)$ уменьшается с ростом U_m , то частота генератора растет (рис. 4.7, з).

Изменение проводимости нагрузки при фиксированном режиме питания приводит к изменению частоты генератора. Это явление называется затягиванием частоты. Чтобы оценить затягивание частоты, обратимся к эквивалентной схеме генератора, в которой параметры контура и электронного потока будут трансформированы в плоскость входа линии передачи G'_0, B'_0, G'_e, B'_e , т.е. передающая линия окажется нагруженной на параллельно включенные проводимости. Трансформированные проводимости получаются умножением проводимостей Y_0 и Y_e на коэффициент трансформации $K_T^2 = \frac{Q_{вн} Y_c}{Q_0 G_0}$. Проводимости ($G'_0, B'_0, G'_e, B'_e, G_n, B_n$) будут подразумеваться выраженными в относительных единицах по отношению к характеристической (волновой) проводимости линии Y_c , принимаемой за условную единицу.

Когда нагрузка с линией согласована, т.е. $Y_n = G_n + jB_n = 1 + j0$, коэффициент стоячей волны равен $K_{св} = 1$. Уравнение (4.7) при $B_n = 0$ принимает вид $B'_0 + B'_e = 0$, а частота колебаний пусть будет $f_{ген. согл} = f_0$. Если изменится реактивность нагрузки B_n , то $K_{св} > 1$. Чтобы сумма реактивных проводимостей в режиме $K_{св} > 1$ стала равной нулю, необходимо изменение трансформированной проводимости на величину $\Delta B'$, т.е.

$$B'_0 + B'_e + B_n + \Delta B' = 0. \quad (4.17)$$

Откуда, с учетом $B'_0 + B'_e = 0$, получим соотношение

$$B'_n + \Delta B' = 0. \quad (4.18)$$

Изменение $\Delta B'$ вызвано внешней нагрузкой, связанной с внешней добротностью выражением (2.5),

$$Q_{вн} = \frac{f_0}{2} \left(\frac{\partial B'}{\partial f} \right)_{f \rightarrow f_0} = \frac{f_0}{2} \left(\frac{\Delta B'}{\Delta f} \right)_{f \rightarrow f_0}, \text{ откуда}$$

$$\Delta B' = 2Q_{вн} \Delta f / f_0, \quad (4.19)$$

а зависимость частоты генератора Δf от реактивной проводимости нагрузки:

$$\Delta f_{ген} = -\frac{f_0}{2Q_{вн}} B_n = f_{ген} - f_{ген. согл} = f_{ген} - f_0. \quad (4.20)$$

Реактивная проводимость нагрузки может быть емкостной, тогда знак B_n будет положительным, либо индуктивной, тогда знак B_n — отрицательный. Частота (4.20) при емкостной проводимости будет уменьшаться, а при индуктивной увеличиваться (рис. 4.8).

Изменение полной проводимости нагрузки B_n (а значит, и частоты) можно выразить в терминах коэффициента стоячей волны ($K_{св}$) и фазы стоячей волны.

Зависимость величины B_n от $K_{св}$ [2] имеет вид

$$(B_n)_{\max}^{\min} = \pm \frac{K_{св}^2 - 1}{2K_{св}}. \quad (4.21)$$

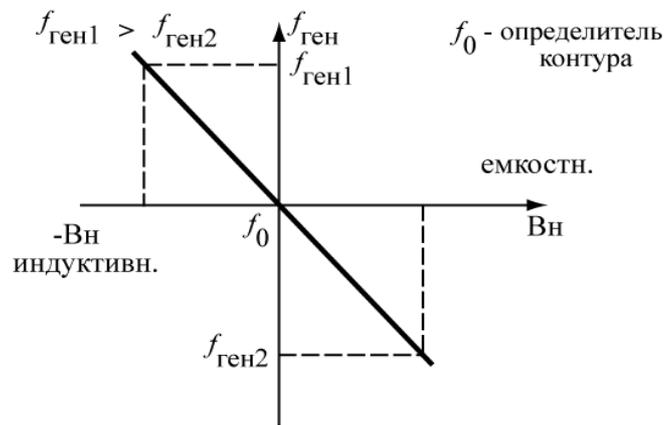


Рис. 4.8 — Изменение частоты генератора от проводимости нагрузки B_n

Наибольшее изменение частоты генератора в обе стороны от согласованной частоты из (4.20) и (4.21) будет

$$(\Delta f_{ген})_{\max}^{\min} = \mp \frac{f_0}{2Q_{вн}} \frac{K_{св}^2 - 1}{2K_{св}}. \quad (4.22)$$

Полное изменение частоты из (4.22)

$$\Delta f_{пол} = \frac{f_0}{Q_{вн}} \frac{K_{св}^2 - 1}{2K_{св}}. \quad (4.23)$$

Условимся называть степень затягивания частоты F_3 наибольшее изменение частоты генератора под влиянием внешней нагрузки, соответствующее величине $K_{св} = 1,5$.

Из (4.23) при $K_{св} = 1,5$ получаем

$$F_3 = 0,417 \frac{f_0}{Q_{вн}}. \quad (4.24)$$

Если известна величина F_3 , то можно получить затягивание частоты при любом $K_{св}$ (отношение $\left(\frac{f_0}{Q_{вн}}\right)$ из (4.24) следует подставить в (4.23)).

$$(\Delta f_{ген})_{K_{cd}} = F_3 \cdot 1,2 \cdot \frac{K_{св}^2 - 1}{K_{св}}. \quad (4.25)$$

Затягивание частоты (4.24) тем меньше, чем выше внешняя добротность резонаторной системы, но это не совпадает с условием максимальной мощности генератора (рис. 4.7, в, е).

Выводы:

1. Для автогенераторов существует оптимальная величина активной нагрузки $G'_n \text{ opt}$, а следовательно, и $Q_{вн \text{ opt}}$, когда мощность, поступающая в нагрузку, максимальна. Существует $G'_n \text{ max}$, при которой наступает срыв генерации. Область срыва заштрихована (рис. 4.7, б, д).

2. При изменении реактивной проводимости нагрузки, но постоянном режиме питания генератора, изменяется его частота колебаний. Степень затягивания частоты характеризует наибольшее изменение частоты под влиянием внешней нагрузки при $K_{св} = 1,5$.

4.4 Нагрузочные характеристики приборов

Зависимости выходной мощности генератора $P_{ген}$ и частоты $f_{ген}$ при изменении проводимости нагрузки во внешней цепи прибора при постоянных параметрах режима питания называются нагрузочными характеристиками генератора ($P_{ген}(G_n)$, $f_{ген}(B_n)$).

Нагрузочные характеристики строятся на круговой диаграмме проводимостей в полярной системе координат. Мощность $P_{ген}$ определяется (4.16) активной проводимостью G_n . Поэтому линии $P_{ген} = \text{const}$ на плоскости круговой диаграммы совпадают с линиями $G_n = \text{const}$, имеющими форму окружностей с центрами на действительной оси (рис. 4.9). Генерируемая мощность равна нулю на периферийной окружности, на которой $G_n = 0$, и на окружности $G_n \text{ max}$ (4.7, б, д). Область срыва колебаний находится внутри ок-

ружности $G_{н\ max} = \text{const}$. Между линиями $G_{н}=0$ и $G_{н}= G_{н\ max}$ лежит окружность, где выходная мощность имеет максимальную величину.

Линии постоянной частоты $f_{ген} = \text{const}$ совпадают с линиями $B_{н} = \text{const}$ (рис. 4.9), т.к. частота определяется реактивной проводимостью нагрузки. В левой полуплоскости диаграммы, где реактивные проводимости нагрузки являются отрицательными и имеют индуктивный характер, частота генерируемых колебаний превышает частоту, генерируемую при согласованной нагрузке. В правой полуплоскости, где емкостная проводимость нагрузки, частота ниже частоты $f_{ген\ согл}$.

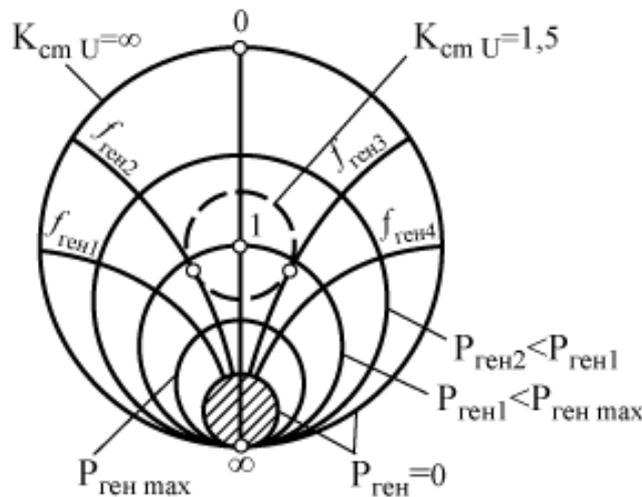


Рис. 4.9 — Идеализированные нагрузочные характеристики генератора: $f_{ген1} > f_{ген2} > f_{ген3} > f_{ген4}$

На рисунке 4.9 окружность $K_{св} = 1,5$, проведенная пунктиром, позволяет подчеркнуть смысл степени затягивания F_3 . Величина F_3 определяется в данном случае разностью частот $f_{ген2} - f_{ген3}$, соответствующих касанию окружности $K_{св} = 1,5$ и линий $f_{ген2} = \text{const}$ и $f_{ген3} = \text{const}$. Нагрузочные характеристики, используемые в практических целях, обычно измеряются с помощью рассогласователя, имитирующего работу генератора на меняющуюся нагрузку.

Характер изменения реактивной проводимости нагрузки и частоты генерируемых колебаний в зависимости от фазы стоячей волны, вытекающий из рис. 4.10, качественно показан на рис. 4.11. здесь l — геометрическая длина линии между генератором

и нагрузкой, λ_B — длина волны в этой линии, $\varphi = \frac{l}{\lambda_g}$ — электрическая длина линии.

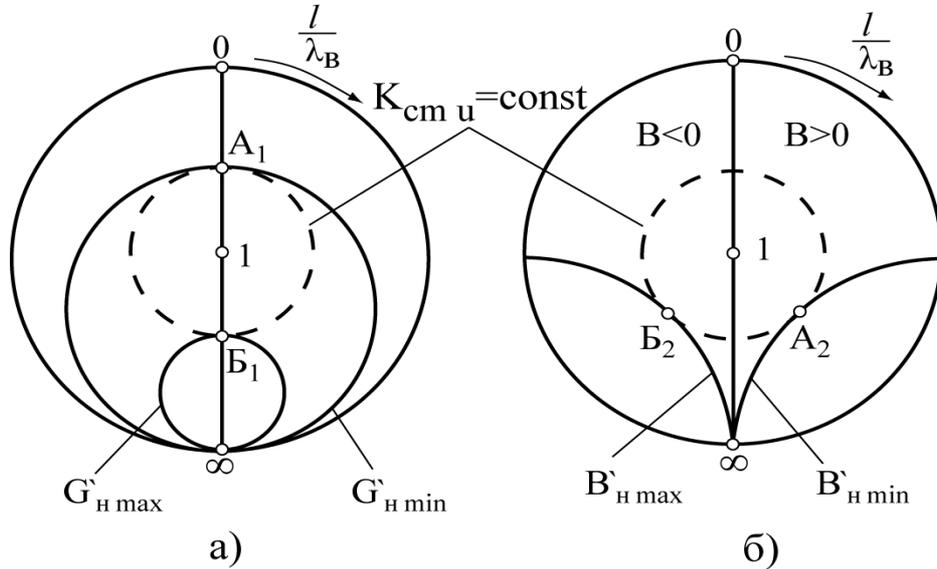


Рис. 4.10 — Нахождение максимальных и минимальных значений активной и реактивной проводимостей нагрузки при неизменной величине КСВ

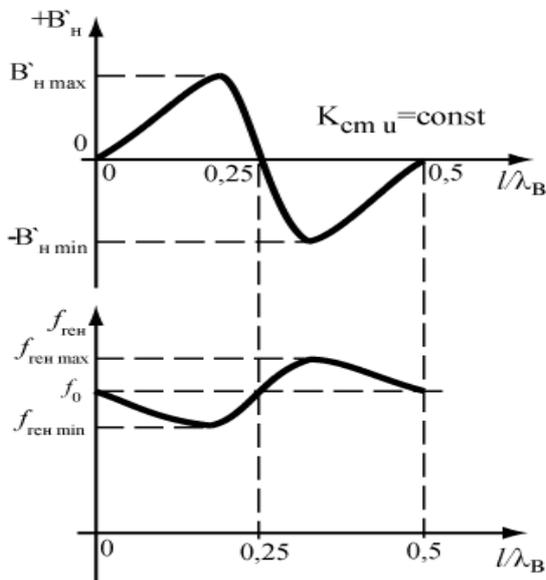


Рис. 4.11 — Зависимости реактивной проводимости и частоты генерируемых колебаний от фазы стоячей волны (случай отсутствия срыва генерации)

Наибольшее и наименьшее значения G_n в заданном рабочем режиме генератора определяются касанием окружности $K_{св} = \text{const}$ и окружностей $G_n \text{ min}$ и $G_n \text{ max}$ в точках A_1 и B_1 (рис. 4.10, а), а наибольшее и наименьшее значения B_n определяются касанием окружности $K_{св} = \text{const}$ и окружностей $B_n \text{ min}$ и $B_n \text{ max}$ в точках A_2 и B_2 (рис. 4.10, б).

Увеличение $\frac{l}{\lambda_g}$ (рис. 4.10)

приводит при $K_{св} = \text{const}$ к изменению проводимости G_n , что влечет за собой изменение амплитуды колебаний и мощности в нагрузке

$P_{ген}$. Если $|G'_e| - G'_0 > G_n \text{ max}$, то срыва возбуждения генератора не

происходит ни при каких значениях фазы стоячей волны. Мощность генератора лишь периодически колеблется между $P_{ген\max}$ и $P_{ген\min}$. Однако при больших значениях $K_{св}$, когда максимум G_n $\max > [G_e] - G_0$, возможен срыв генерации при $\frac{l}{\lambda_g} \rightarrow 0,25$ (рис. 4.12).

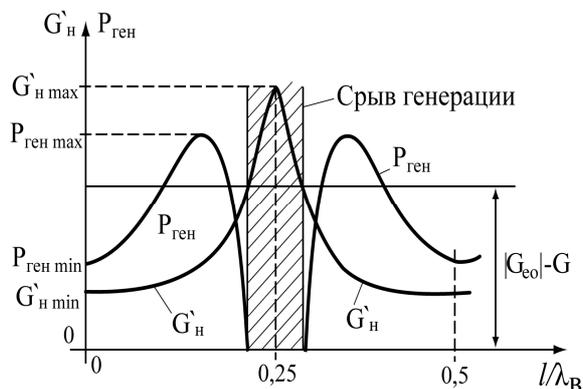


Рис. 4.12 — Зависимости активной проводимости нагрузки и генерируемой мощности от отношения $\frac{l}{\lambda_g}$ (случай сильной связи, ведущей к срыву генерации)

4.5 Основные параметры и характеристики приборов

Режим работы, параметры режима

Совокупность условий, определяющих работу прибора, называют режимом. Величины, характеризующие этот режим (например, ток, напряжение), называются параметрами режима. Эти параметры определяют усилительные, частотные, шумовые, выходные характеристики прибора. Количественные сведения об этих характеристиках называют параметрами прибора.

У приборов СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов можно выделить статический и динамический режимы. Статическим называют режим, когда прибор работает при постоянных напряжениях. Если хоть на одном электроде напряжение будет изменяться во времени, режим называется динамическим. В динамическом режиме поведение прибора зависит от скорости и частоты изменения любого параметра. Динамический режим возникает в результате внешнего воздействия (входной сигнал) или внутреннего

воздействия (неоднородным по плотности и определенной величине) электронным потоком. Сигнал на выходном устройстве может не совпадать во времени с входным сигналом. Искажения выходного сигнала зависят от амплитуды входного. Поэтому различают два крайних случая: режим малых амплитуд и режим больших амплитуд. При малых сигналах наблюдается линейная связь между амплитудами на входе и на выходе. При больших амплитудах сигнала на входе нарушается линейность сигнала на выходе.

Параметры генераторов [6]

Рабочий диапазон частот, это интервал частот, в котором прибор обеспечивает выходную мощность не менее величины, указанной в технической документации. В рабочем диапазоне перестройка частоты генератора может осуществляться механически, электрически, может последовательно сначала механически, а затем электрически.

Диапазон перестройки частоты (механической или электрической) характеризуется либо абсолютными величинами частоты $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ [ГГц, МГц], либо относительной величиной δf [%], равной

$$\delta f = 2 \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}} \cdot 100\%, \quad (4.26)$$

где f_{\max} , f_{\min} — максимальные и минимальные частоты диапазона перестройки частоты. В случае перестройки частоты изменением постоянного напряжения вводится параметр крутизны электронной настройки в МГц/В, в случае перестройки частоты изменением постоянного тока — параметр крутизны электронного смещения выражается в МГц/А.

Выходная мощность генератора (непрерывная или импульсная) это величина мощности, выделяемая на согласованной нагрузке в рабочем диапазоне частот.

При перестройке частоты генерируемых колебаний в пределах рабочего диапазона может наблюдаться скачкообразное изменение выходной мощности (рис. 4.13), которое можно объяснить изменением согласования генератора с нагрузкой (кривая 1).

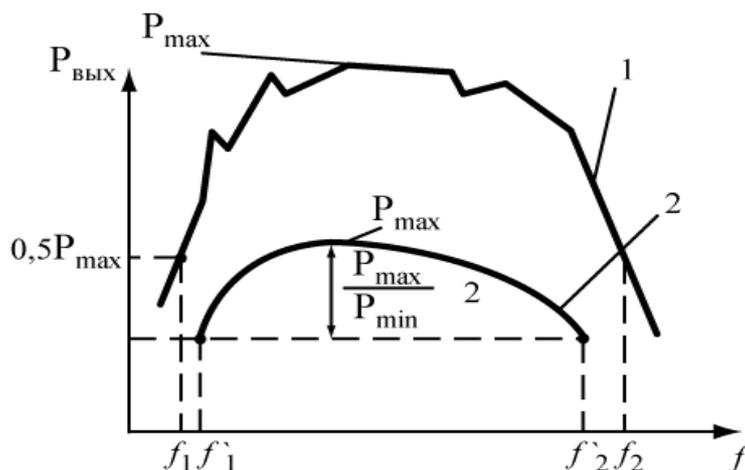


Рис. 4.13 — Характер изменения выходной мощности генератора:

1 — влияние согласованной нагрузки; 2 — влияние G_e

Степень затягивания частоты F_z (4.24) - наибольшее изменение частоты генератора под влиянием внешней нагрузки, соответствующее величине $K_{ce} = 1,5$.

Возможность амплитудной, частотной и импульсной модуляции.

Стабильность частоты генерируемых колебаний.

Уровень шумов вблизи рабочей частоты.

Срок службы и надежность генератора.

Параметры усилителей

Рабочий диапазон частот — это диапазон, в котором прибор обеспечивает параметры не хуже величин, гарантированных заводом-изготовителем. Рабочий диапазон определяется по уровню снижения коэффициента усиления на 3 дБ (2 раза) от максимальной мощности.

Полоса рабочих частот (рабочий диапазон) характеризуется коэффициентом перекрытия $K_f = f_{\text{max}} / f_{\text{min}}$ [ед].

Коэффициент усиления в рабочем диапазоне частот. Коэффициент усиления по мощности K_{yp} — это число, показывающее во сколько раз выходная мощность прибора больше входной мощности:

$$K_{yp} = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}, \quad K_{yp, \text{дБ}} = 10 \lg \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}, \quad [\text{дБ}]. \quad (4.27)$$

Амплитудно-частотная характеристика усилителей (АЧХ) — это зависимость $K_{ур}$ от частоты входного сигнала, которая снимается при постоянной входной мощности и постоянном режиме питания.

Амплитудные характеристики приборов это зависимости выходной мощности или $K_{ур}$ от мощности входного сигнала.

Шумы в усилительных приборах определяют *предельную чувствительность* входных каскадов. Шумы возникают за счет случайных колебаний в конвекционном токе прибора (отклонения от среднего значения), при нестабильности постоянных напряжений, подаваемых на активную среду.

Предельная чувствительность $P_{пред}$ — величина входной мощности, при которой обеспечивается превышение уровня мощности на выходе усилителя над уровнем собственных шумов в два раза (иногда применяется равенство уровней сигнала и шума — пропадание сигнала).

Коэффициент шума $K_{ш}$ — величина, показывающая отношение мощностей сигнал/ шум на выходе к отношению мощностей сигнал/ шум на входе.

$$K_{Ш(ед)} = \frac{\left(\frac{P_c}{P_{Ш}} \right)_{вх}}{\left(\frac{P_c}{P_{Ш}} \right)_{вых}} = \frac{P_{C\ вх} / P_{Ш\ вх}}{P_{C\ вых} / P_{Ш\ вых}}. \quad (4.28)$$

Коэффициент шума выражается в относительных единицах (разах) или в децибелах. Они связаны следующим соотношением.

$$K_{Ш[дБ]} = 10 \lg K_{Ш[ед]}. \quad (4.28a)$$

Величина $\frac{P_{C\ вых}}{P_{C\ вх}}$ есть величина коэффициента усиления по мощности $K_{ур}$. Учитывая, что $P_{Ш\ вых} = K_{ур} \cdot P_{Ш\ вх} + P_{Ш\ собств}$, где $P_{Ш\ собств}$ — мощность собственных шумов на выходе, уравнение (4.28) преобразуется к виду

$$K_{Ш(ед)} = \frac{K_{ур} \cdot P_{Ш\ вх} + P_{Ш\ собств}}{K_{ур} \cdot P_{Ш\ вх}} = 1 + \frac{P_{Ш\ собств}}{K_{ур} \cdot P_{Ш\ вх}}. \quad (4.29)$$

Если коэффициент шума равен $10 \div 100$, то его выражают в децибелах, а если он менее 10, то его выражают эквивалентной шумовой температурой $T_{Ш}$.

Эквивалентная шумовая температура — температура (в градусах Кельвина), до которой должно быть нагрето согласованное сопротивление на входе идеального усилителя, чтобы на его выходе мощность шумов была такой же, как у реального исследуемого усилителя с согласованным входным сопротивлением, находящимся при 0 К , т.е.

$$P'_{Ш\text{собств}} = k \cdot T_{Ш} \cdot \Delta f, \quad P'_{Ш\text{собств}} = \frac{P_{Ш\text{собств}}}{K_{ур}}.$$

Шумовая мощность $P_{Ш\text{вх}}$, поступающая на вход согласованного усилителя, определяется уравнением Найквиста

$$P_{Ш\text{вх}} = k \cdot T \cdot \Delta f, \quad (4.30)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/°С — постоянная Больцмана; T — температура излучателя; Δf — полоса частот. Обычно $T = T_0 = 290\text{ К}$.

Выражая коэффициент шума через температуры T_0 и $T_{Ш}$, получим

$$K_{Ш[\text{дБ}]} = 10 \lg \left[1 + \frac{T_{Ш}}{T_0} \right] [\text{дБ}]. \quad (4.31)$$

Отсюда, шумовая температура определяется соотношением

$$T_{Ш} = 290(K_{Ш[\text{ед}]} - 1)[\text{К}]. \quad (4.32)$$

Параметры умножителей частоты

Коэффициент преобразования — величина отношения K_{np} мощности на выходе умножителя $P_{\text{вых } n}$ на частоте nf к мощности, поданной на вход умножителя $P_{\text{вх}}$ на частоте f , $K_{np} = \frac{P_{\text{вых } n}}{P_{\text{вх}}}$.

Потери преобразования (в дБ) — десятичный логарифм отношения мощности, поданной на вход умножителя на частоте f , к мощности на выходе умножителя на частоте nf :

$$L_{np} = 10 \lg \left(\frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых } n}} \right) = 10 \lg \frac{1}{K_{np}}.$$

КПД умножителя частоты определяется соотношением:

$$\eta_{\text{эл}} = \frac{P_{\text{вых}}}{P_0 + P_{\text{вх}}}.$$

Глава 5. КЛИСТРОНЫ

Клистроны относятся к классу резонансных приборов с динамическим управлением электронным потоком.

Принцип взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем в приборах с динамическим управлением сводится к трем физическим процессам:

- модуляции по скорости:
- модуляция по плотности:
- переход кинетической энергии электронных сгустков в энергию переменного поля.

Только в клистронах эти процессы разделены во времени и в пространстве и протекают как бы раздельно и независимо друг от друга. У пролетного клистрона это разделение столь велико, что самостоятельное рассмотрение этих процессов неотделимо от рассмотрения самого прибора как единого целого.

Существуют пролетные клистроны, отражательные клистроны, модифицированные пролетно-отражательные приборы, миниатюрные отражательные клистроны, мощные многолучевые (многозачерные) пролетные клистроны, гибридные – твистроны, в которых наряду с взаимодействием в резонаторах происходит длительное взаимодействие потока в ЗС..

Клистроны используют как усилители, генераторы, умножители частоты. Их разрабатывают для любого поддиапазона СВЧ, КВЧ и ГВЧ.

5.1 Пролетный клистрон

Схема двухрезонаторного пролетного клистрона (ПКл) показана на рис. 5.1.

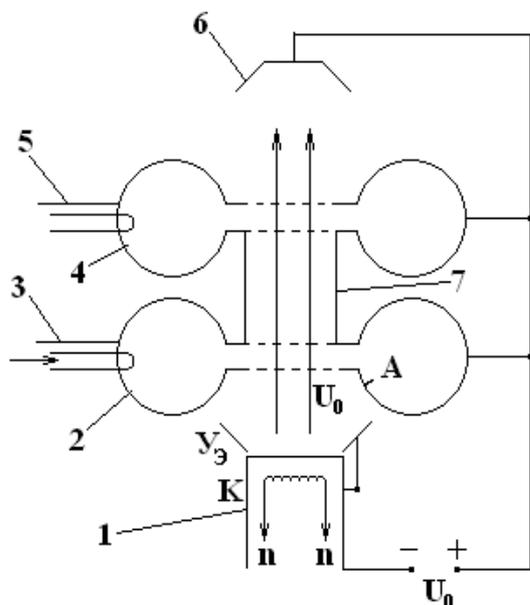


Рис. 5.1 — Схема устройства пролетного клистрона

1. Электронная пушка. Положительный относительно катода потенциал U_0 подан на оба резонатора и коллектор.

2. Первый тороидальный резонатор — модулятор, предназначен для модуляции потока электронов по скорости высокочастотным полем.

3. Ввод высокочастотной энергии в резонатор.

4. Второй тороидальный резонатор — для отбора энергии от электронного потока.

5. Вывод высокочастотной энергии.

6. Коллектор для рассеяния отработанных электронов.

7. Металлическая труба-экран называется пространством дрейфа и является запердельным цилиндрическим волноводом. На трубе дрейфа расположен соленоид или специальная магнитная система, создающие фокусирующее постоянное магнитное поле. Магнитное поле удерживает электронный поток на оси трубы и устраняет поперечную расфокусировку электронов.

Принцип действия пролётного клистрона состоит в следующем: созданный пушкой однородный по плотности поток электронов со скоростью V_0 проходит сквозь сеточный зазор первого резонатора. Переменное высокочастотное поле резонатора воздействует на скорости электронов, у одних увеличивая и уменьшая у других в зависимости от фазы влета в переменное поле. Далее, в пространстве дрейфа (пространство без статических и высокочастотных полей, только поля пространственного заряда), поток электронов, имея разные скорости, группируется в сгустки. Сгустки электронов, модулированные частотой первого резонатора ω , поступают во второй резонатор. Во внешней цепи этого резонатора сгустки электронов наводят ток. Возникшее тормозящее переменное напряжение между сетками 2-го резонатора воздействует на электроны. Скорость электронов уменьша-

ется, а кинетическая энергия их переходит в энергию высокочастотного поля, которая посредством вывода энергии передаётся во внешнюю нагрузку. Электроны, прошедшие второй резонатор и отдавшие большую часть кинетической энергии, поступают на коллектор.

5.2 Воздействие поля первого резонатора на электронный поток

Анализ процессов, происходящих в электронном потоке клистрона, после воздействия поля первого резонатора в общем случае громоздкий [4], так как требует учета влияния собственных полей электронных сгустков на происходящие процессы. Но её можно упростить, решить, а затем, при необходимости, ввести поправки в полученное решение.

Упрощающие положения предполагают, что

1) зазор резонатора плоский, прозрачен для электронов и непрозрачен для переменных полей (что выполняется легко при использовании сеток);

2) переменное поле в зазоре резонатора однородно (от координат r и φ не зависит) и квазистатично, т.е. электрическое поле сосредоточено в зазоре;

3) электронный поток, входящий в зазор, однороден по скорости ($v_0 = \text{const}$) и по плотности ($\rho = \text{const}$);

4) в трубе дрейфа переменных полей нет, поля пространственного заряда не учитываются;

5) скорости электронов меньше скорости света;

б) амплитуда переменного поля в первом резонаторе много меньше величины постоянного поля — $U_{m1} \ll U_0$.

Подобного рода допущения соответствуют нерелятивистской кинематической одномерной задаче о движении электронов при малых амплитудах переменных полей, что характерно для линейного режима.

Модуляция по скорости происходит при взаимодействии электронов с переменными полями первого резонатора. Определим скорость электронов на выходе первого резонатора.

Кинетическая энергия электронов на входе в первый резонатор — $mv_0^2/2$ равна работе сил электрического поля пушки — $mv_0^2/2 = eU_0$.

После прохождения электроном зазора, на который подано переменное напряжение $U_{m1}\sin(\omega t)$, его скорость становится v , а кинетическая энергия $mv^2/2$, что вызывается действием суммарного потенциального поля $e(U_0 + U_{m1}\sin(\omega t))$. Влияние конечной протяжённости первого зазора d_1 на амплитуду переменного напряжения U_{m1} учитывается умножением коэффициента взаимодействия M_1 на амплитуду переменного напряжения в выражении потенциальной энергии, т.е. $eM_1U_{m1}\sin(\omega t_0)$, а время t берётся соответствующим средине зазора t_0 . Тогда, согласно закону сохранения энергии, запишем $mv^2/2 = e(U_0 + M_1U_{m1}\sin(\omega t_0))$, откуда скорость на выходе резонатора определяется соотношением

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}(U_0 + M_1U_{m1}\sin(\omega t_0))} = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}} \cdot \sqrt{1 + M_1 \frac{U_{m1}}{U_0} \cdot \sin(\omega t_0)}. \quad (5.1)$$

Величина M_1U_{m1} называется эффективной амплитудой.

Так как $U_{m1}/U_0 = \xi \ll 1$, то корень $\sqrt{1+K}$ в выражении скорости можно разложить в ряд по малому параметру ($K = M_1\xi \sin(\omega t_0)$). Ряд будет иметь вид

$$f(K) = f(0) + \frac{1}{1!} f'(0)K + \frac{1}{2!} f''(0)(K)^2 + \frac{1}{3!} f'''(0)(K)^3 \dots$$

Пренебрегая величинами 2-го и более высокого порядков малости, получим из (5.1)

$$v = v_0 \left(1 + \frac{1}{2} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_0)\right) = v_0 + v_1 \sin(\omega t_0). \quad (5.2)$$

Здесь величина $v_1 = 0,5M_1\xi_1v_0$ — амплитуда переменной составляющей скорости электрона, возникшая за счёт взаимодействия с переменным полем в первом резонаторе.

Модуляция потока по плотности происходит в пространстве дрейфа после взаимодействия с полем 1-го резонатора.

Расположим начало координат в центре зазора первого резонатора, т.е. $z = z_1 = 0$. На выходе из первого зазора электрон попадает в пространство дрейфа и движется по инерции, тогда его координата в любой точке z , будет

$$z(t, t_1) = v(t_1)(t - t_1). \quad (5.3)$$

Умножим (5.3) на ω/v_0 , подставим (5.2), получим

$$\theta_z = \frac{\omega z}{v_0} = \omega(t - t_1) \left[1 + \frac{1}{2} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1) \right]. \quad (5.4)$$

Выражение (5.4) отражает зависимость угла пролета электроном расстояния от середины первого резонатора до точки z от фазы вылета ωt_1 с первого резонатора. Выражение (5.4) может быть представлено графически прямыми линиями, угол наклона которых соответствует скорости электронов v . При $\xi_1 \neq 0$ угол наклона прямых изменяется в соответствии с фазой переменного напряжения на зазоре. И чем больше величина ξ_1 , тем больше изменение угла наклона прямых линий. Тормозящему периоду поля $U_{m1} \sin(\omega t_1)$ соответствует меньший угол, ускоряющему — больший угол наклона прямых. Чем ξ больше, тем быстрее сходятся траектории, т.е. ускорённые и замедленные электроны сближаются. Такой процесс преобразования электронного потока называется группированием электронов. Пространственно-временные диаграммы (ПВД) пролетного клистрона $\frac{\omega z}{v_0} = f(\omega t_1)$

приведены на рис. 5.2 (прямые зависимости в координатах $z=f(\omega t_1)$). Анализируя графики ПВД, можно сделать интересные для практики выводы:

1. В некоторой плоскости $z = const$, где может быть расположен зазор второго резонатора, электронный поток оказался сгруппированным, т.е. приобретает модуляцию по плотности. Глубина этой модуляции зависит от времени пролета в пространстве дрейфа, или от расстояния между модулятором и выходным устройством.

2. Центром группы является электрон, прошедший зазор в нулевой момент переменного поля на зазоре, когда оно изменя-

лось от тормозящего к ускоряющему. Эти участки напряжения отмечены жирной чертой на рис. 5.2.

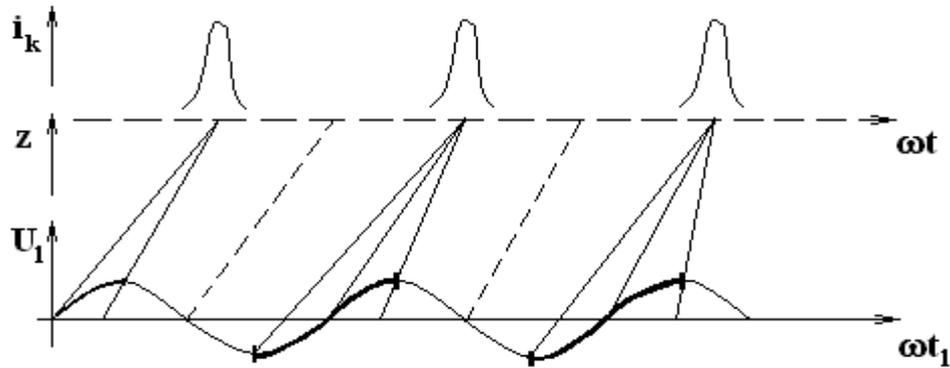


Рис. 5.2 — Пространственно-временные диаграммы в пролетном клистроне

2. Период следования групп электронов (конвекционный ток i_k) равен периоду модулирующего напряжения.

3. В группировке участвуют около 50 % непрерывного потока «правильно фазных» электронов.

Получим зависимость угла прибытия электронов в точку z от угла вылета $\omega t = f(\omega t_1)$. Для этого (5.4) запишем в виде

$$\omega(t - t_1) = \frac{\omega z / v_0}{\left[1 + \frac{1}{2} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1) \right]}, \text{ затем разложим в ряд по малому}$$

параметру $M_1 \xi_1$ и ограничимся линейными членами разложения. Получим

$$\omega t = \omega t_1 + \omega z / v_0 - \frac{1}{2} \frac{\omega z}{v_0} M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1). \quad (5.5a)$$

Полагая в (5.5a) время середины второго резонатора $t = t_2$, расстояние между серединами резонаторов $z = S$, обозначая θ — статический угол пролёта невозмущенным электроном пространства дрейфа

$$\frac{\omega S}{v_0} = \theta, \quad (5.6)$$

получим зависимость фазы прибытия электронов во второй резонатор от фазы вылета из 1-го резонатора в виде

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta + \frac{1}{2} \theta M_1 \xi_1 \sin(\omega t_1). \quad (5.5)$$

Параметром группировки называется безразмерная величина

$$X = \frac{1}{2} \theta \xi_1 M_1 = \frac{\omega S}{v_0} \frac{M_1 U_1}{2U_0}. \quad (5.7)$$

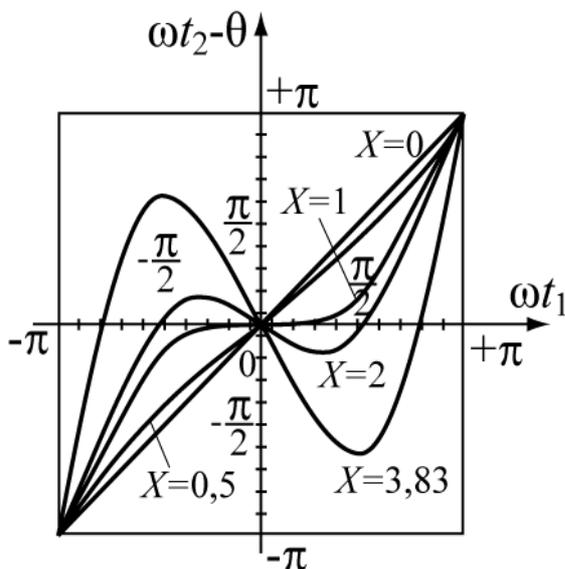
Параметр группировки пропорционален углу пролета в пространстве дрейфа и отношению эффективного модулирующего напряжения на первом резонаторе к ускоряющему напряжению клистрона. В соотношении (5.5) разность фаз $\omega t_2 - \omega t_1 = \theta_{S\partial}$ называется *динамическим углом пролёта пространства дрейфа* и с учетом введенных обозначений записывается в виде

$$\theta_{S\partial} = \theta - X \sin(\omega t_1). \quad (5.8)$$

Параметр группировки X — это амплитуда изменения величины угла пролёта (5.8) пространства дрейфа, вызванного переменным напряжением на резонаторе. *Динамический угол* $\theta_{S\partial}$ всегда равен сумме статического θ и переменного угла пролёта, зависящего от фазы влета ωt_1 . Выражение (5.5) будет иметь вид

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta - X \sin(\omega t_1). \quad (5.5, б)$$

На рисунке 5.3 представлены зависимости фазы прибытия ωt_2 электронов от фазы ωt_1 — вылета их из точки $z_1 = 0$ для разных X , справа дана таблица расчетов. Величина параметра X влияет на группировку электронов:



$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta - \frac{1}{2} X \sin(\omega t_1)$		
X	ωt_1	$\omega t_2 - \theta$
0	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\pm \pi/2$	$\pm \pi/2$
0.5 рад = 0,18 π	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\mp \pi/2$	$\mp 0.32 \pi$
1.0 рад = 0,32 π	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\pm \pi/2$	$\pm 0.18 \pi$
2.0 рад = 0,63 π	$\pm \pi$	$\pm \pi$
	$\pm \pi/2$	$\mp 0.13 \pi$

Рис. 5.3 — График зависимости фазы

Таблица соответствует некоторым

прибытия электрона во второй резонатор от фазы прохождения того же электрона через первый резонатор пролётного клистрона

характерным точкам графиков (рис. 5.5). Например:

$$\omega - \theta_z = \pm \frac{\pi}{2} \mp 0.5 \sin\left(\pm \frac{\pi}{2}\right) = \pm \frac{\pi}{2} \mp 0.5 = \pm \frac{\pi}{2} \mp 0.18\pi = \pm 0.32\pi$$

а) при $0 < X < 1$ величины ωt_1 и $\omega t_2 - \theta$ связаны однозначной зависимостью; т.е. в плоскость S прибывает в любой момент времени только один электрон, вышедший из первого зазора при любой фазе:

б) при $X > 1$ в плоскость $S = \text{const}$ прибывает в одну и ту же фазу $\omega t_2 - \theta$ уже 3 группы электронов.

в) зазор 1-го резонатора называется фазовой линзой, поскольку он собирает в одну плоскость электроны, проходящие через него в разные фазы переменного напряжения (по аналогии с оптической линзой).

5.3 Конвекционный ток в пространстве дрейфа

В движущейся линейный поток в пространстве дрейфа электроны не вводятся и не выводятся из него, оседанием электронов на идеальных сетках резонатора и попаданием его на стенки трубы дрейфа можно пренебречь. Поэтому воспользуемся *законом сохранения заряда* для определения величины конвекционного тока на втором резонаторе. Токи в середине первого резонатора (индекс 1) и в середине второго резонатора (индекс 2) определяются изменением заряда во времени

$$I_1 = \frac{dq_1}{dt_1}, \quad I_2 = \frac{dq_2}{dt_2}, \quad dq_1 = dq_2.$$

Полагая, что токи I_1 и I_2 создаются одними и теми же зарядами dq , перемещающимися за время $t_2 - t_1$ от первого до второго резонатора, можно записать $dq_1 = I_1 dt_1 = I_2 dt_2$. Откуда

$$I_2 = I_1 \frac{dt_1}{dt_2} = I_1 \frac{d\omega t_1}{d\omega t_2}. \quad (5.9)$$

Конвекционный ток (5.9) с учетом (5.5б) будет равен

$$I_2 = \frac{I_1}{1 - X \cos(\omega t_1)}. \quad (5.10)$$

Выражение (5.10) представлено графически на рис. 5.4 для разных величин X .

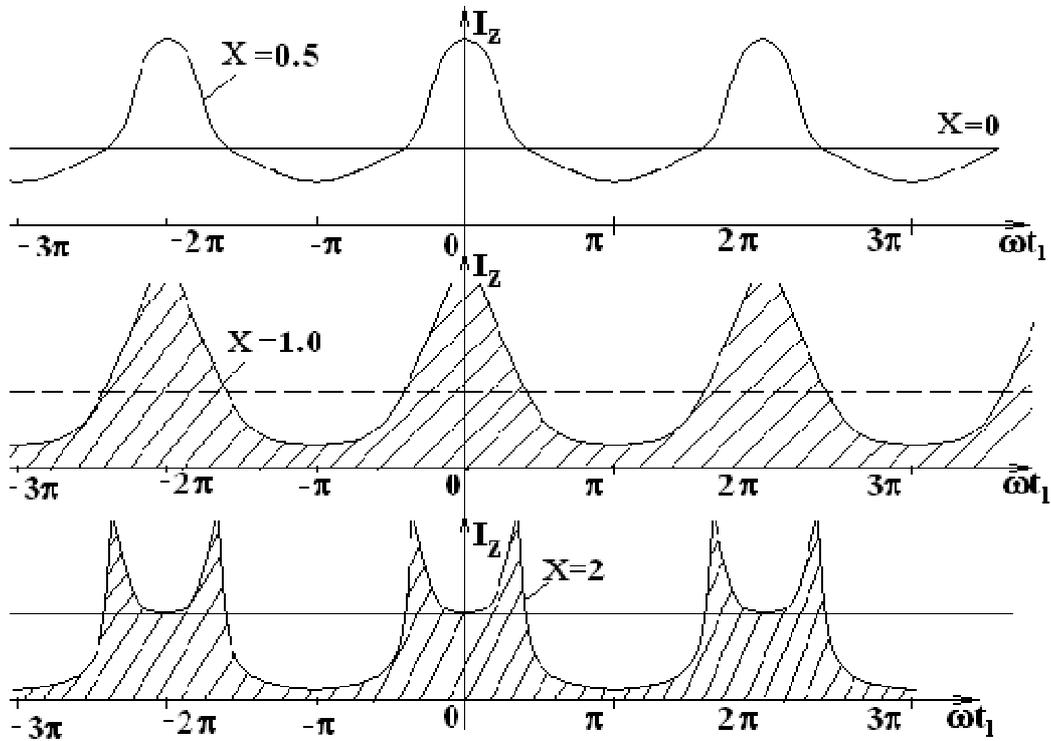


Рис. 5.4 — Конвекционный ток в ПКл для разных X

При $X < 1$ ток изменяется почти по гармоническому закону. Если $X = 1$, знаменатель выражения (5.10) равен нулю при $\omega t_1 = 2\pi n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, а ток стремится к бесконечности. При $X > 1$ знаменатель дважды за период обращается в ноль, т.е. имеются два пика тока в интервале от $-\pi$ до $+\pi$, стремящиеся в бесконечность; с ростом X пики тока расходятся во времени и провал между ними возрастает. Если принять, что M_1, ξ_1, ω, v_0 — величины постоянные, а в $X(z) = \frac{\omega z}{v_0} \frac{M_1 U_1}{2U_0}$ изменять только расстояние z , то получим из (5.10) при $t_1 = \text{const}$ процесс группировки тока от координаты (рис. 5.5). Таким образом, переменная составляющая конвекционного тока при $X > 1$ имеет резко несину-

соидальный характер, что свидетельствует о богатстве гармониками. Уплотнения тока следуют с частотой модулирующего сигнала.

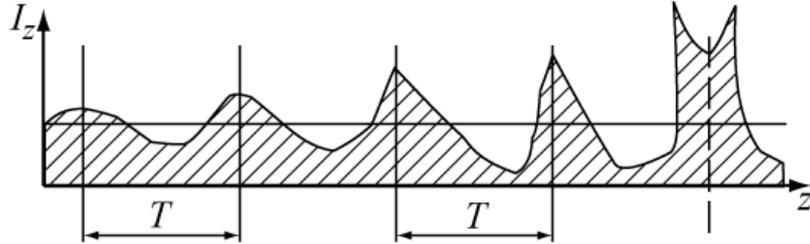


Рис. 5.5 — Конвекционный ток в пространстве дрейфа при изменении расстояния z

Примечание: Обозначим: электронный ток, поступивший с катода — I_0 ; коэффициент прозрачности сеток $K_C = S_{отв} / S_{сет}$ — отношение площади отверстий сетки к площади сеточного полотна. Тогда величина тока в середине первого резонатора запишется $I_1 = K_C I_0$, ток второго резонатора — $I_2 = K_C^3 I_0$. Если $K_C = 1$, то сетки или отсутствуют, или идеально прозрачны для электронов.

В пространстве дрейфа движение электронов идёт по инерции. При значительных плотностях тока существенную роль играют собственные электрические поля групп, приводящие к расталкиванию электронов. В длинных линейных потоках наблюдается два типа разгруппировки: поперечная и продольная. Поперечную разгруппировку электронов устраняют использованием соленоидов (см. гл. 3). Продольную разгруппировку устранить невозможно.

Влияние поля пространственного заряда на конвекционный ток можно учесть введением поправочного коэффициента в параметр группировки X .

$$X^1 = X \frac{\sin(\beta_p z)}{\beta_p z}, \quad (5.11)$$

где $\beta_p = \frac{\omega_p}{v_0} = \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{e \cdot \rho_0}{m \cdot \epsilon_0}}$ — параметр пространственного заряда;

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e \cdot \rho_0}{m \cdot \epsilon_0}} \text{ — плазменная частота; } \rho_0 = \frac{j_{nep}}{v_0} = \frac{I_0}{\pi b^2 v_0} \text{ —}$$

объемная плотность заряда. Преобразуем $\beta_p z$

$$\beta_p = \sqrt{\frac{1}{v_0^2} \cdot \frac{e}{m \epsilon_0} \cdot \frac{I_0}{\pi b^2 v_0}} = \sqrt{\frac{e \cdot I_0 \cdot m \cdot c}{2 \cdot e \cdot U_0 \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot \pi \cdot b^2 \cdot v_0 \cdot c}} = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{60 \cdot I_0 \cdot c}{v_0 \cdot U_0}} \quad (5.12)$$

Здесь c — скорость света.

Проведем оценку X' при разных значениях величины

$$\beta_p z = \frac{\omega_p z}{v_0} = \frac{2\pi z}{\lambda_p} = b, \text{ используя рис. 5.6:}$$

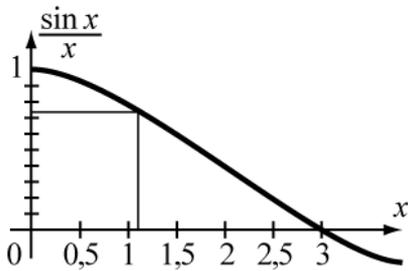


Рис. 5.6 — График функции

а) при $b \ll \pi/2$, $X' = X$;

б) чем b больше, тем $X' < X$;

в) при $b = \pi$, $\sin b = 0$, $X' = 0$,

откуда $\frac{2\pi \cdot z_p}{\lambda_p} = \pi$; $z_p = n \frac{\lambda_p}{2}$. В про-

странстве дрейфа на расстоянии z_p

происходит полная разгруппировка потока;

г) при $0,8 \leq b \leq 1$, параметр $X' = X$ с точностью 20 %, а оптимальная длина пространства дрейфа, при которой электронный поток будет сгруппирован максимально, лежит в пределах

$$0 < S_{opt} < 1,1 \lambda_p / (2\pi). \quad (5.13)$$

5.4 Гармонический состав конвекционного тока

Конвекционный ток во втором резонаторе (5.10) — периодическая функция во времени и пространстве. Следовательно, ее можно разложить в гармонический ряд Фурье. Учитывая, что

форма тока (рис. 5.4) является четной функцией, можно ограничиться только четными членами ряда Фурье [2].

$$I_2(\omega t - \theta) = A_0 + \sum_n A_n \cos[n(\omega t - \theta)], \quad (5.14)$$

где A_0, A_n — коэффициенты ряда Фурье, равные

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_2(\omega t - \theta) d\omega t; \quad (5.15)$$

$$A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} I_2(\omega t - \theta) \cos[n(\omega t - \theta)] d\omega t. \quad (5.16)$$

В (5.15) и (5.16) подставим $I_2 = I_1 \frac{d\omega t_1}{d\omega t_2}$ и (5.5б), тогда

$$A_0 = I_1, \quad A_n = \frac{2I_1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos[n\omega t_1 - nX \sin \omega t_1] d\omega t_1.$$

Здесь выражение $J_n(nX) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n - Xn \sin \varphi) d\varphi$ есть интегральное представление функции Бесселя первого рода n -го порядка при целом n . Тогда

$$A_n = 2J_n(nX) I_1. \quad (5.17)$$

Окончательно разложение мгновенного конвекционного тока во 2-м резонаторе клистрона принимает вид $I_2 = I_1 + 2I_1 \sum J_n(nX) \cdot \cos[n(\omega t - \theta)]$, или, с учетом $I_1 = K_C I_0$ и фазы, получим

$$I_2 = K_C^3 I_0 [1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX) \cos[n(\omega t_2 - \theta)]]. \quad (5.18)$$

Из (5.18) с учетом пространственного заряда (5.11) выражение переменной составляющей конвекционного тока n -ой гармоники во втором резонаторе примет вид

$$I_{2nk} = 2I_0 K_C^3 J_n \left[nX \left(\frac{\sin(\beta_p S)}{\beta_p S} \right) \right] \cdot \cos(n(\omega t_2 - \theta)). \quad (5.19)$$

Выводы:

1. Амплитуда n -гармоники конвекционного тока определяется функцией Бесселя (рис. 5.7), зависящей от параметра груп-

пировки X (см. приложение Б) и от величины пространственного заряда (5.19).

2. Максимальные значения функций Бесселя и соответствующие этим значениям параметры группировки для разных гармоник представлены в таблице 5.1. Большое количество гармоник в конвекционном токе говорит о весьма нелинейном процессе группировки.

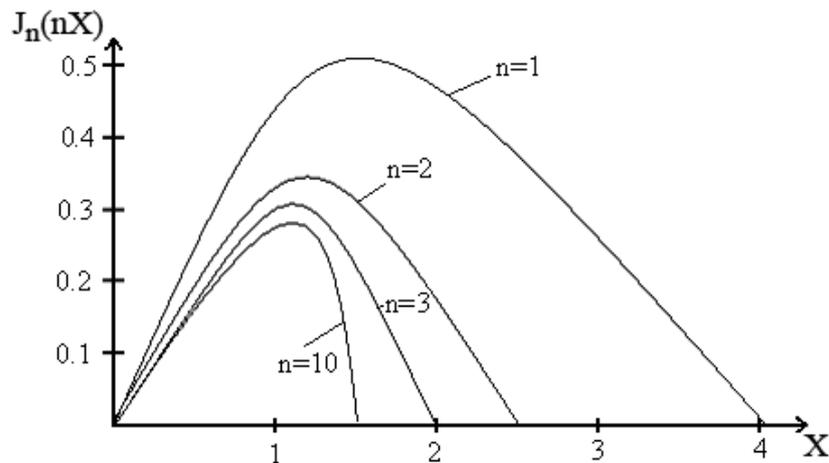


Рис. 5.7 — Графики функций Бесселя для разных порядков от аргумента X

Таблица 5.1 — Максимальные значения функций Бесселя и соответствующие им X для разных гармоник n

n	1	2	3	5	8	10	15	20
X	1,84	1,54	1,4	1,28	1,2	1,177	1,13	1,1
$J_n(nX)$	0,58	0,487	0,434	0,35	0,32	0,26	0,25	0,24
$\frac{J_n(nX)}{J_1(X)}$	1	0,974	0,864	0,7	0,64	0,52	0,5	0,48

5.5 Электронный КПД пролетного клистрона

Амплитуда конвекционного тока n -ой гармоники (5.19) при $K_C = 1$ и $X = X^1$, т.е. пространственный заряд не учитывается, будет равна $I_{2nk} = 2I_0 J_n(nX)$. Амплитуда наведенного тока опреде-

ляется умножением конвекционного тока на коэффициент взаимодействия электронного потока с переменным электрическим полем второго резонатора на данной гармонике

$$M_{2n} = \frac{\sin(n\theta_2/2)}{n\theta_2/2}. \text{ Направление движения наведенного тока во}$$

внешней цепи противоположно направлению конвекционного тока, вызванного движением электронов в зазоре резонатора. Поэтому знак у наведенного тока противоположен знаку конвекционного тока. Электронная мощность n -ой гармоники в выходном резонаторе определяется соотношением

$$P_{эл n} = 0,5U_{2n}I_{2n} \cos \psi = -U_{2n}M_{2n}I_0J_n(nX) \cos \psi, \quad (5.20)$$

где U_{2n} — амплитуда напряжения n -ой гармоники в выходном зазоре; ψ — фазовый угол между наведенным током и напряжением, созданным в выходном резонаторе.

КПД электронного потока n -ой гармоники определяется соотношением

$$\eta_{эн} = \frac{P_{эл n}}{P_0} = -\frac{U_{2n}M_{2n}J_n(nX) \cos \psi}{U_0}, \quad (5.21)$$

где $P_0 = U_0I_0$ — мощность, подводимая к потоку от постоянного источника.

Рассмотрим условия, при которых достигается максимальный электронный КПД.

Величина $U_{2n}M_{2n}$ — амплитуда напряжения n -ой гармоники на выходном зазоре второго резонатора, имеющего нулевую протяженность и расположенного в центре реального зазора, имеет максимальное значение, равное или чуть меньше U_0 . Отношение

$\frac{U_{2n}M_{2n}}{U_0} = \xi_2 \leq 1$ называется коэффициентом использования

постоянного напряжения U_0 . Максимальное значение $\cos \psi = -1$. С физической точки зрения этот режим ($\psi = \pi$ — фазовый угол между наведенным током и напряжением) соответствует прохождению максимального тока в моменты наибольшего тормозящего поля.

Учитывая предельные значения величин в (5.21), получаем

$$\eta_{\varepsilon n} = \{J_n(nX)\}_{\max}. \quad (5.22)$$

Итак, для двухрезонаторного пролетного клистрона максимальная величина электронного КПД на первой гармонике составляет 58,2 % (табл. 5.1), параметр группировки при этом 1,84. Для любых других номеров гармоник n оптимальное значение параметра группировки лежит в пределах $1 < X < 1,84$, а КПД — от 0,5 до 0,2.

5.6 Усилительный пролетный клистрон

Найдем параметры двухрезонаторных усилительных клистронов.

Коэффициент усиления (4.27) и амплитудная характеристика могут быть определены из выражений мощностей на входе и выходе усилителя.

Представим входной и выходной резонаторы эквивалентными схемами (рис. 5.8).

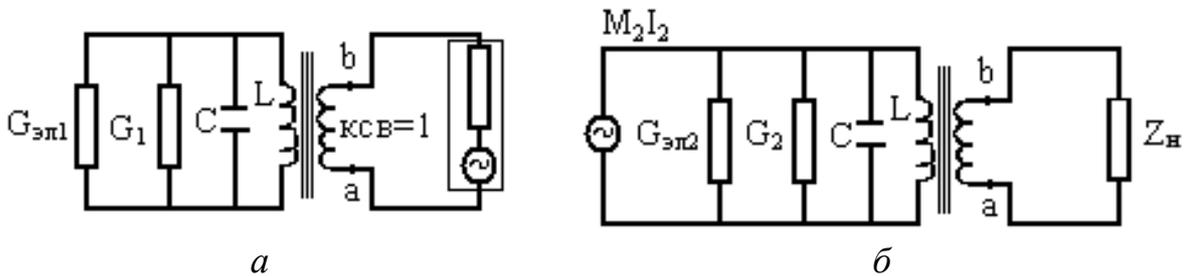


Рис. 5.8 — Эквивалентная схема усилительного клистрона:
 a — входного резонатора; b — выходного резонатора

Входная проводимость первого резонатора клистрона (рис. 5.8, a) всегда может быть согласована с передающей линией задающего генератора. Активная электронная проводимость первого резонатора клистрона (рис. 5.8, a) при углах пролета электронами зазора от 90° до 180° согласно (4.2) положительная величина. Входная мощность $P_{\text{вх}}$ рассеивается на активной проводимости (2.7) резонатора G_1 и активной электронной проводимости $G_{\text{эл1}}$.

$$P_{\text{вх}} = 0,5U_1^2(G_1 + G_{\text{эл1}}). \quad (5.23)$$

Эквивалентная схема выходного резонатора на резонансной частоте изображена на рис. 5.8, б. Зазор, пронизываемый сгруппированным электронным пучком, представим генератором тока с амплитудой $I_2 M_2$, амплитуда наведенного тока равна

$$I_{2н} = -2I_0 M_2 J_n(X'). \quad (5.24)$$

Выходная мощность определяется мощностью, выделяемой на трансформированной к зазору (4.5) нагрузке $G'_{н2}$.

$$P_{вых} = \frac{1}{2} |\dot{U}_2|^2 G'_{н2}, \quad (5.25)$$

здесь \dot{U}_2 — комплексная амплитуда напряжения 2-го резонатора, равная

$$\dot{U}_2 = I_{2н} / [(G_2 + G'_{н2} + G_{эл2}) + j(B_2 + B_{эл2} + B'_н)], \quad (5.26)$$

где $B'_н$ — реактивная проводимость нагрузки, трансформированная к зазору 2-го резонатора.

Подставляя (5.24), (5.26) в (5.25), получим выражение выходной мощности в виде

$$P_{вых} = \frac{2M_2^2 I_0^2 K_C^2 \{J_1(X')\}^2 \cdot G'_н}{[G_2 + G'_н + G_{эл2}]^2 + (B_{эл2} + B_2 + B'_н)^2}. \quad (5.27)$$

Амплитудная характеристика получается из (5.7), (5.23), (5.27) и имеет вид

$$P_{вых} = \left\{ \frac{2(M_2^2 I_0^2 K_C^2 G'_н)}{[(G_2 + G'_н + G_{эл2})^2 + (B_2 + B_{эл2} + B'_н)^2]} \right\} \cdot \left[J_1 \left(\sqrt{\frac{P_{вх} M_1^2 \theta^2}{4U_0^2 (G_{эл1} + G_1)}} \right) \right]^2, \quad (5.276)$$

или, обозначая через A выражение в фигурных скобках, все выражение кроме $P_{вх}$ под корнем через B , получим $P_{вых} = A J_1^2(\sqrt{P_{вх} B})$, вид которой на рис. 5.9.

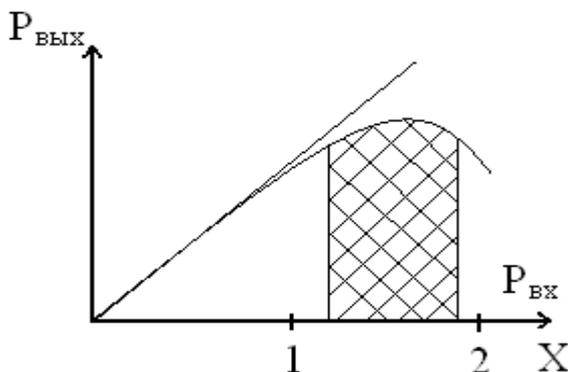


Рис. 5.9 — Амплитудная характеристика усилителя

На характеристике видны два участка: линейный — режим максимального коэффициента усиления; и нелинейный — режим максимальной выходной мощности. Найдем

выражение коэффициента усиления для случая сопряженного согласования $B_2 + B_{2эл} + B_n' = 0$;

$G_2 + G_{эл2} = G_n'$, используя (5.23) и (5.27):

$$K = 10 \lg \frac{P_{вых}}{P_{вх}} = 20 \lg \left\{ \frac{M_1 M_2 \theta I_0}{2U_0 \sqrt{(G_{эл1} + G_1) \cdot (G_{эл2} + G_2)}} \frac{J_1(X')}{X} \right\}. \quad (5.28)$$

Для режима максимального коэффициента усиления, когда $X < 1$ вплоть до величины $X \approx 0.8 \div 0.9$, функция Бесселя может быть заменена $J_1(X') \approx X/2$, а коэффициент усиления

$$K_{лин} = 20 \lg \frac{M_1 M_2 \theta I_0}{4U_0 \sqrt{(G_{эл1} + G_{01}) \cdot (G_{эл2} + G_{02})}} \frac{X'}{X}, \text{ дБ}. \quad (5.28a)$$

Для режима максимальной выходной мощности (величина $1 < X < 2$, а при $X = 1,84$ имеет максимальное значение, равное $J_1(X) = 0,58$) получим

$$K_{\max P_{вых}} = 20 \lg \frac{M_1 M_2 \theta I_0 \cdot 0,58}{2 \cdot 1,84 \cdot U_0 \sqrt{(G_{эл1} + G_{01}) \cdot (G_{эл2} + G_{02})}}, \text{ дБ}. \quad (5.28б)$$

Сравнивая коэффициенты усиления этих двух режимов, получим $K_{лин} - K_{\max P_{вых}} = 20 \lg \{0,25 / 0,158\} = 4$ дБ (или $\approx 2,5$ раза), т.е. коэффициент усиления в линейном режиме на 4 дБ выше коэффициента усиления в режиме максимальной выходной мощности.

Найдем величину и условия максимального коэффициента усиления $K_{лин}$ из (5.28a): $M_1 \approx 0,75, M_2 = 0,75, M_2^2 = 0,5$;

$G_{эл1} \approx G_{эл2}; \frac{I_0}{U_0} = (2 \div 5) \cdot 10^{-4}, \frac{A}{B}; X \cong X'; (G_{эл1} + G_{01}) \approx 10^{-4} \text{ 1/Ом}$. Ка-

залось бы, увеличивая θ , можно получить сколь угодно высокий коэффициент усиления. Но $\theta = \omega S / v_0$, и при заданных ω, v_0 , для повышения коэффициента усиления следует увеличить длину пространства дрейфа S . При увеличении S (рис. 5.5) возникает разгруппировка электронов (5.11), а величина $K_{лин \max} = \sin(b_p S)$ равна максимуму при $b_p S = 0,5 \pi$. Поэтому $\theta \leq (10 \div 20)\pi$. Окончательно получаем $K_{лин \max} \leq 15$ дБ.

Полоса рабочих частот определяется по уровню $0,5 P_{\max}$ на АЧХ. Используя (5.27), (4.12), (2.5) и проведя преобразования, получим соотношение

$$P_{\text{вых}} = \frac{P_{\text{вых max}}}{1 + 4Q_n^2 (df / f_{02})^2} = \frac{P_{\text{вых 0}}}{1 + 4Q_n^2 (dv / v)^2}, \quad (5.29)$$

из которого видно, что выходная мощность при перестройке частоты выходного резонатора резко падает (рис. 5.10), и чем больше Q_n , тем резче.

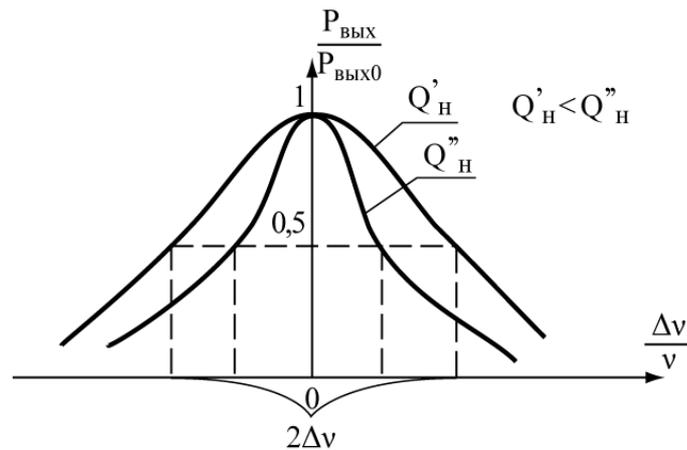


Рис. 5.10 — Зависимость полосы рабочих частот усилителя от добротности

Проведем оценку полосы рабочих частот, преобразовав (5.29) к виду: $\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вых 0}}} = \frac{1}{2} = \frac{1}{1 + 4Q_n^2 (df / f_{02})^2}$. Полоса рабочих частот

двухрезонаторного усилительного клистрона определяется только нагруженной добротностью 2-го резонатора:

$$\left(\frac{df}{f_{02}} \right)^2 = \frac{1}{4Q_n^2}; \quad \frac{2df}{f_{02}} = \frac{2\Delta v}{v} = \frac{1}{Q_n}.$$

Если прибор имеет широкую полосу частот, то нагруженная добротность Q_n его должна быть небольшой величиной, а при постоянной величине Q_0 небольшой должна быть $Q_{вн}$, т.е. связь резонатора с выходным трактом как можно больше. Это приведет к увеличению активной проводимости нагрузки $G'_n = G \frac{Q_0}{Q_{вн}}$,

трансформированной к зазору. Нагрузка перестанет быть оптимальной и $P_{вых}$ снижается. Отсюда, увеличение полосы частот Δf приводит к снижению $P_{вых}$, $K_{ус}$.

Вывод: двухрезонаторные усилительные клистроны при $\eta_{рез} = 60 — 90\%$ имеют полный КПД $\eta = \eta_{рез} \cdot \eta_{эл} \leq 25 \div 30\%$, $K_{ур} \leq 15$ дБ и параметр $\Delta f/f \approx 0,3 \div 0,5\%$, что не позволяет широко использовать их в практике. Находят применение в диапазоне СВЧ как усилители для мощностей $P_{вых} = 1 \div 10$ Вт.

5.7 Пролетные генераторные клистроны

Схема устройства двухрезонаторного клистронного генератора показана на рис. 5.11. Отличается эта схема от клистронного усилителя (рис. 5.1) наличием элементов обратной связи. Для работы генераторов требуется выполнение условий баланса фаз и баланса амплитуд.

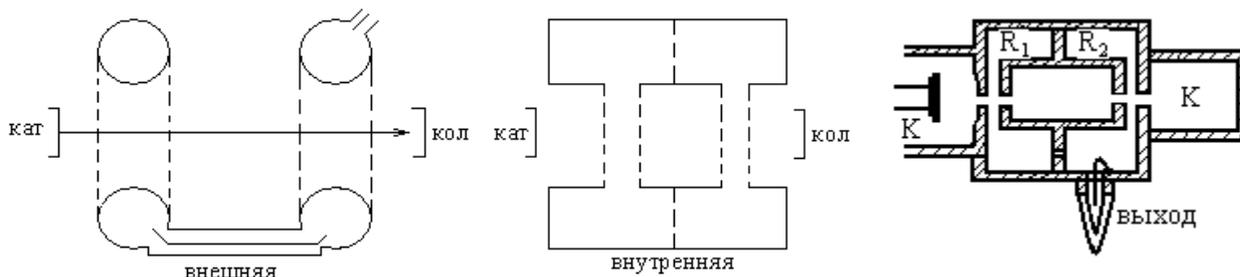


Рис. 5.11 — Устройство генератора на двухрезонаторном пролетном клистроне

Баланс фаз состоит в том, что сумма фазовых набегов волны от первого резонатора до второго по пространству дрейфа θ , по линии обратной связи $\varphi_{ос}$ должна быть равна фазе колебаний на первом резонаторе генераторного клистрона. Математически это записывается с учетом (рис. 5.12) в виде

$$\theta + \varphi_{ос} = 2\pi(n + 0,75), \quad (5.30)$$

где $2\pi n$ — целое число периодов переменного поля;

$2\pi \cdot 0,75$ — фазовый сдвиг между переменными напряжениями резонаторов, необходимый для прихода группы электронов в максимум тормозящего поля.

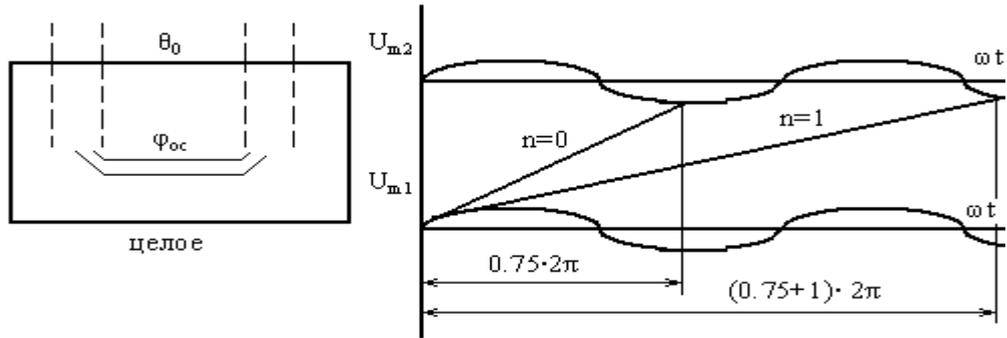


Рис. 5.12 — Пояснение условий баланса фаз

Используя (5.6) и (1.9), условие баланса фаз можно записать

$$\frac{\omega S}{\sqrt{2eU_0/m}} + \varphi_{oc} = 2\pi(n + 0.75). \quad (5.30б)$$

При ω — const, S — const, n — const, фазовый набег волны по линии обратной связи φ_{oc} может быть любой величины, поскольку необходимое значение U_0 для выполнения равенства (5.30б) можно подобрать. Согласно равенству (5.30б), генерация возможна при любых значениях n . Значением n определяется номер зоны генерации. При изменении U_0 наблюдается ряд дискретных зон генерации (рис. 5.13), в промежутках между зонами генерируемая мощность падает до нуля. Номер n -зоны генерации тем выше, чем больше время пролета электронных сгустков в трубе дрейфа.

Особенностью двухрезонаторного клистрона является существование двух видов колебаний резонаторной системы с близко расположенными резонансными частотами ω_{01} и ω_{02} .

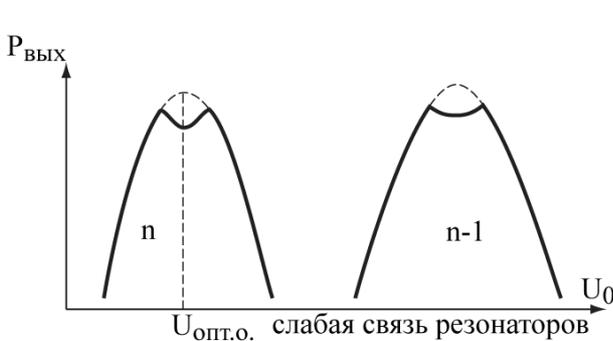


Рис. 5.13а — Выходная мощность в зоне генерации в пролетном клистроне при слабой связи

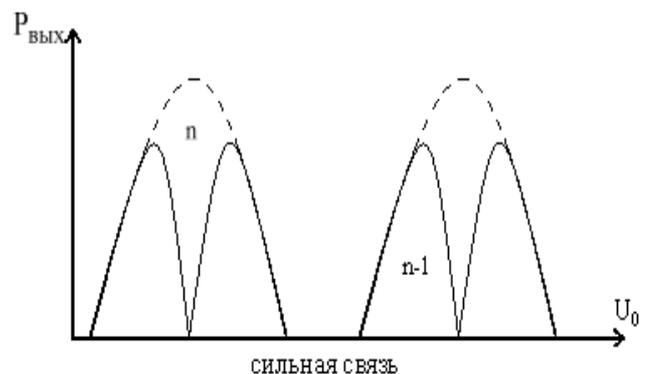


Рис. 5.13б — Выходная мощность в пролетном клистроне при сильной связи

В зависимости от степени обратной связи настроенных на одну частоту резонаторов может провал или двугорбость на кривой $P_{\text{вых}} = f(U_0)$ (рис. 5.13, а, б).

Баланс амплитуд (амплитудное условие самовозбуждения) утверждает, что величина мощности, поступающая по цепи обратной связи, должна быть больше мощности потерь в первом резонаторе и получения заданной $P_{\text{вых}}$. Воспользуемся выражением электронной мощности в выходном резонаторе (5.20) при $\varphi = \pi$

$$P_{\text{эл2}} = \frac{1}{2} U_{2m}^2 G_{\text{эл2}} = \frac{1}{2} I_{H2} U_{m2} = I_0 K_C^3 M_2 J_1(X) U_{m2}. \quad (5.31)$$

Введем коэффициент обратной связи β по напряжению и по мощности

$$\beta = \frac{U_{1m}}{U_{2m}} < 1; \beta^2 = \frac{P_{\text{св}}}{P_{\text{вых}}} = \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} \leq 1. \quad (5.32)$$

Из (5.7) найдем U_{m1} , а из (5.32) U_{m2} в виде

$$U_{m2} = \frac{2XU_0}{\beta M_1 \theta} = U_{m1} \beta^{-1}.$$

Подставим в (5.31) U_{m2} , получим выражение активной проводимости $G_{\text{эл2}}$, необходимое для получения величины пускового тока:

$$G_{\text{эл2}} = -\frac{2I_0 K_C^3 M_2 J_1(X)}{U_{m2}} = \frac{I_0 K_C^3 M_2 M_1 \theta}{U_0} \cdot \frac{J_1(X)}{X} \cdot \beta. \quad (5.33)$$

На рис. 5.14 приведены графики $G_{\text{эл}} = f(X)$, построенные с использованием соотношения (5.33) для режима мягкого самовозбуждения и разных величин β . С уменьшением коэффициента обратной связи β ($\beta_1 > \beta_2 > \beta_{\text{min}}$) график проводимости $G_{\text{эл}}$ снижается до касания с прямой полной проводимости G_n . При этом параметр группировки X и амплитуда напряжения на первом зазоре U_1 уменьшаются, выходная мощность падает до нуля.

В начальный момент генерации, когда $X \rightarrow 0$, а функция $J_1(X) \rightarrow \frac{X}{2}$, из (5.33), заменив $(-G_{\text{эл2}}) = G_{n2}$; $I_0 = I_{\text{пуск}}$, $\beta = \beta_{\text{min}}$, определим $I_{\text{пуск}}$ (рис. 5.14):

$$I_{\text{пуск}} = \frac{2U_0 G_{n2}}{\theta K_C^3 M_2 M_1 \beta_{\text{min}} [2\pi(n + 0.75) - \varphi_{OC}]}. \quad (5.34)$$

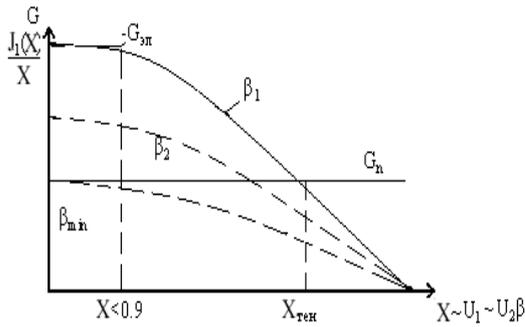


Рис. 5.14 — К определению коэффициента обратной связи β

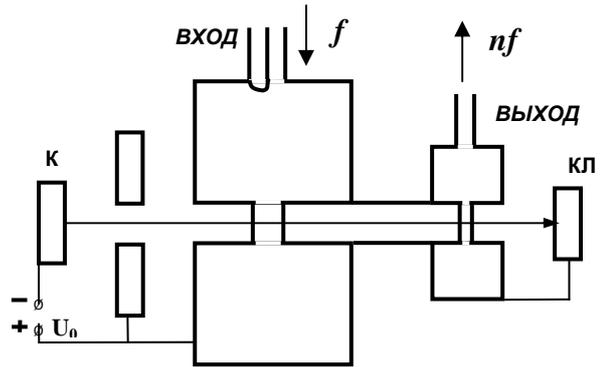


Рис.5.15— Схема устройства клистронного умножителя частоты

Коэффициент обратной связи β для рабочего режима и его минимальное значение, соответствующее приближению $J_1(X) \rightarrow \frac{X}{2}$, будут равны

$$\beta = \frac{-G_{эл2} X U_0}{I_0 K_C^3 M_2 J_1(X) M_1 \theta}, \quad \beta_{\min} = \frac{2G_{n2} U_0}{I_0 M_2 M_1 \theta K_C^3}. \quad (5.35)$$

К преимуществам генераторных клистронов относятся: малая мощность возбудителя; полное разделение входной и выходной цепей; устойчивость работы. Теоретический КПД $\approx 25\%$. В режиме непрерывной генерации выходная мощность клистронов от нескольких ватт до кВт, а в импульсном — до 100 кВт. Двухрезонаторные клистронные генераторы используются в качестве генераторов накачки для параметрических усилителей.

5.8 Двухрезонаторный клистрон-умножитель частоты

Конвекционный ток двухрезонаторного клистрона богат высшими гармониками (табл. 5.1). Поэтому клистрон может быть использован в качестве умножителя частоты.

Принципиальная схема двухрезонаторного клистронного умножителя частоты показана на рис. 5.15. Отличие умножителя частоты на пролетном клистроне от усилительного клистрона в том, что конструктивно второй резонатор имеет меньшие размеры, чем первый резонатор, и настраивается на частоту в n раз бо-

лее высокую, чем входной резонатор (для выделения гармоники $n\omega$). Прочие детали конструкции сходны с конструкцией двухрезонаторного усилительного клистрона.

Второе отличие — в режиме работы, который должен соответствовать оптимальному значению параметра группировки для n -ой гармоники. Поскольку параметр группировки равен

$$X = [\omega S / v_0] \cdot [U_{m1} / U_0] \cdot [M_1 / 2],$$

а его оптимальное значение для разных гармоник всегда меньше оптимального значения для основной частоты (табл. 5.1, рис. 5.9), то амплитуды конвекционного тока высших гармоник будут всегда меньше амплитуды первой гармоники. Следовательно, выходная мощность и КПД умножителей будут меньше, чем в усилительных клистронах.

Требуемую величину X для разных гармоник можно получить либо увеличением U_0 при прочих постоянных параметрах, либо уменьшением S , U_{m1} .

КПД умножителей частоты на клистронах равен

$$\eta = \frac{P_{\text{вых } n}}{P_0 + P_{\text{ex}}} \approx 1 - 7\%.$$

Умножители частоты на клистронах используются в многокаскадных передающих устройствах повышенной стабильности частоты и для получения колебаний в СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонах от источника колебаний более низкой частоты, стабилизированного кварцем. В лабораторных условиях с помощью двухрезонаторного клистронного умножителя частоты получены колебания с длиной волны $0,1 \text{ мм}$ при $n=20$ [2]

5.9 Многорезонаторные пролетные клистроны

Основные недостатки двухрезонаторных пролетных клистронов состоят в ограничении величины электронного КПД значением 58 % и невозможности получения высоких значений коэффициента усиления K_y . Применение многорезонаторных клистронов позволяет преодолеть указанные недостатки. Схема трехрезонаторного клистрона, все резонаторы которого настроены на частоту ω , приведена на рис. 5.16. Группирование электронов между первым и вторым резонаторами происходит так же, как в

двухрезонаторном. В пространстве между вторым и третьим резонаторами на движение электронов оказывает влияние модуляция скорости переменным напряжением как первого, так и второго резонаторов.

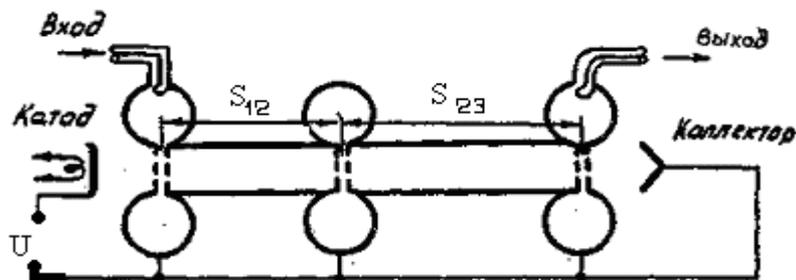


Рис. 5.16 — Схема трехрезонаторного пролетного клистрона

Фаза напряжения, наведенного на зазоре второго резонатора относительно входного, определяется углом пролета электронов и частотой настройки резонатора. Форма импульсов конвекционного тока в выходном зазоре $I_3(\omega t_3)$ рассчитывается [4] по такой же схеме, как и в п. 5.3 для двухрезонаторного клистрона: записываются соотношения, связывающие фазы пролета первого резонатора ωt_1 и последнего ωt_3 , и затем используется уравнение непрерывности заряда $I_3 d\omega t_3 = I_1 d\omega t_1$. График зависимости $\omega t_3(\omega t_1)$ для $X \geq 1,8$ приведен на рис. 5.17, а, а соответствующий импульс тока — на рис. 5.17, б. Сплошной кривой (рис. 5.17) показана теоретическая фазовая диаграмма трехрезонаторного клистрона, которая характеризуется четырьмя экстремумами вблизи нулевых значений фазы $\omega t_3 = (\theta_{12} - \theta_{23})$ и близка к диаграмме идеальной группировки электронов.

На рис. 5.17, б показана форма конвекционного тока I_{k3}/I_0 в зазоре третьего резонатора за время периода электромагнитных колебаний. Кривая конвекционного тока имеет четыре пика, соответствующих экстремумам фазовой диаграммы. Поэтому форма волны тока I_{k3} приближается к прямоугольной — идеальной с точки зрения эффективного отбора энергии от электронных сгустков.

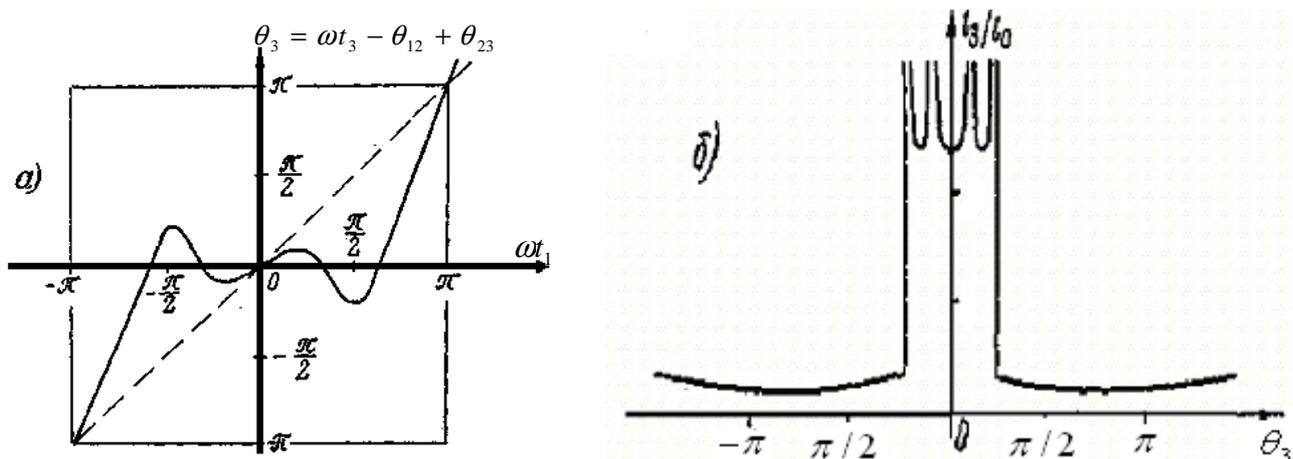


Рис. 5.17 — Для трехрезонаторного клистрона:
 а — зависимость фазы $\omega t_3(\omega t_1)$; б — форма импульса конвекционного тока в выходном резонаторе

Из рассмотрения графиков рис. 5.17 можно сделать важный вывод, что введение промежуточного резонатора, не имеющего элементов связи с нагрузкой, позволяет добиться лучшего группирования электронов в сгусток, провалы становятся менее глубокими, а форма сгустка ближе к прямоугольной. Анализ импульса тока показывает, что максимальное значение отношения тока первой гармоники к току катода I_1/I_0 равно 1,48, а не 1,16 как в двухрезонаторном клистроне.

Электронная мощность и КПД в трехрезонаторном клистроне согласно [4] определяется

$$P_{эл3} = 0,5U_{m3}I_{н3} = 0,74I_0U_{m3}M_3;$$

$$\eta_{эл3} = \frac{P_{эл3}}{P_0} = \frac{0,74U_{m3}M_3}{U_0},$$

где M_3 — коэффициент взаимодействия третьего резонатора;

U_{m3} — амплитуда напряжения на зазоре третьего резонатора.

Электронный КПД трехрезонаторного клистрона повышается с 58 до 74 %. Детальные расчеты показывают, что в четырехрезонаторном ПКЛ значение электронного КПД достигает 83 %.

Введение промежуточного резонатора позволяет повысить коэффициент усиления клистрона. Объясняется это тем, что амплитуда напряжения в зазоре промежуточного резонатора может во много раз превышать амплитуду напряжения во входном резо-

наторе, а это обеспечивает достижение оптимального группирования при значительно меньших входных амплитудах.

Для N -резонаторного клистрона ($N \leq 8$) справедливо эмпирическое выражение, определяющее максимальное значение коэффициента усиления (в дБ)

$$K_{\max} \approx 15 + 20(N - 2). \quad (5.36)$$

Коэффициент усиления с увеличением числа резонаторов при неизменной мощности источника постоянного тока повышается. Объясняется это возможностью снижения мощности входного сигнала, вследствие того, что все резонаторы, кроме последнего, выполняют роль группирователей.

Отметим **способы повышения КПД** в многорезонаторных клистронах.

1. Увеличение КПД может быть достигнуто за счет *рекуперативного торможения* электронов на коллекторе. При этом часть энергии возвращается в источник постоянного тока из-за снижения мощности рассеяния на коллекторе. Торможение электронных сгустков в основном происходит в высокочастотном поле выходного резонатора, которому электроны передают кинетическую энергию, полученную от источника постоянного тока. Полная передача энергии означает снижение скорости электронов до нуля на выходе из зазора резонатора. Чтобы электроны не вернулись в резонатор, на коллектор подается положительное напряжение $U_{\text{кол}} < U_0$. Рекуперация достигается путем *снижения потенциала коллектора* по отношению к потенциалу резонаторов. На рис. 5.18 показано, как следует подать более низкое напряжение на коллектор по отношению к катоду, чем на резонаторную систему клистрона с рекуперацией.

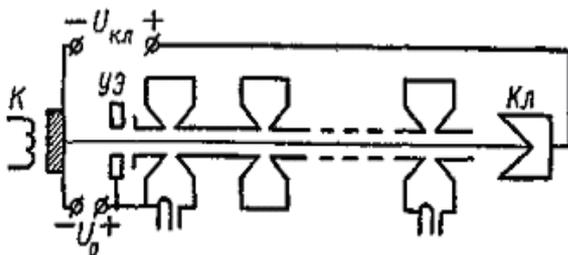


Рис. 5.18 — Схема устройства многорезонаторного клистрона с рекуперацией

торную систему клистрона с рекуперацией. В схеме использованы два источника питания. Один из них подключен к ускоряющему электроду пушки и многорезонаторной системе с трубами дрейфа, другой — к коллектору. Напряжение U_0 первого источника определяет сред-

ную скорость электронов в группирователе, в состав которого входят все резонаторы, кроме выходного. Постоянный ток I_p этого источника, возникающий вследствие оседания электронов на стенках труб дрейфа и в резонаторах, обычно невелик, если обеспечено высокое токопрохождение электронов на коллектор за счет фокусирующего действия продольного магнитного поля.

Напряжение второго источника $U_{кл}$ меньше U_0 , ток второго источника I_0 — это постоянный ток электронного луча, достигающего коллектор.

Электронный КПД клистрона с рекуперацией определяется выражением

$$\eta_{\text{э.рек}} = \frac{P_{\text{эл}}}{P_{01} + P_{02}} = \frac{P_{\text{эл}}}{U_0 I_p + U_{\text{кл}} I_0} = \frac{P_{\text{эл}}}{U_0 I_0 (I_p / I_0 + U_{\text{кл}} / U_0)}, \quad (5.37)$$

где $P_{01} = U_0 I_p$ и $P_{02} = U_{\text{кл}} I_0$ — мощности источников питания; $P_{\text{эл}}$ — мощность, отдаваемая электронным потоком. Так как $I_p \ll I_0$,

то $\eta_{\text{э.рек}}$ можно записать в виде $\eta_{\text{э.рек}} = \frac{P_{\text{эл}}}{(U_{\text{кл}} I_0)}$. Электронный

КПД без рекуперации $\eta = \frac{P_{\text{эл}}}{U_0 I_0}$. Из соотношения (5.34) получаем

$$\eta_{\text{э.рек}} \approx \eta_{\text{эл}} \frac{U_0}{U_{\text{кл}}} = \xi_k \eta_{\text{эл}}, \quad (5.38)$$

видно, что увеличение КПД по методу рекуперации определяется отношением ускоряющего напряжения к напряжению коллектора ξ_k , которое называют *глубиной рекуперации*, обычно $\xi_k = 1,1 \div 1,5$. Для увеличения глубины рекуперации разрабатывают специальные конструкции коллекторов с электронными ловушками обратных электронов.

2. Повысить КПД можно путем улучшения группировки электронов, поступающих в выходной резонатор. Для увеличения количества электронов в группе за счет неправильнофазных необходимо сделать так. Центр сгустка должен попадать в предпоследний резонатор не в максимум тормозящего полупериода высокочастотного напряжения, а в момент изменения его от тормозящего на ускоряющее (рис. 5.19, а, штриховая синусоида). Таким образом, необходимо обеспечить *опережение напряжения на резо-*

наторе на четверть периода относительно напряжения, наводимого пролетающим сгустком. Это возможно, если проводимости $B_{\text{инд}}$ предпоследнего резонатора будет *индуктивного* характера, что будет иметь место на частоте несколько ниже резонансной (рис. 5.19, б).

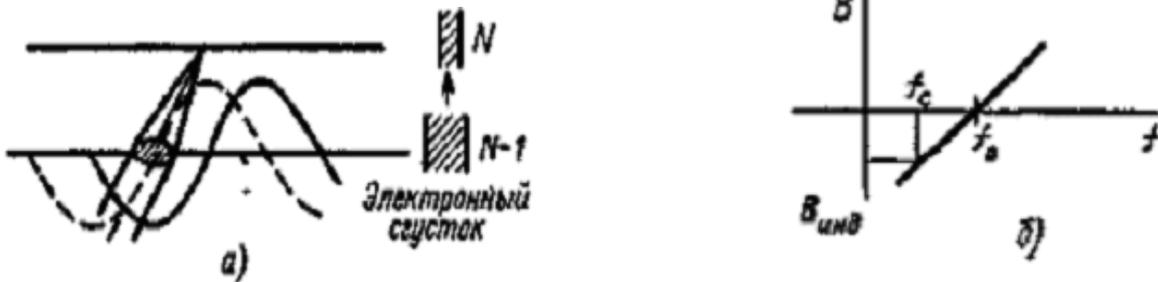


Рис. 5.19 — К пояснению влияния расстройки предпоследнего резонатора на улучшение группировки электронов

Таким образом, чтобы сгусток пришел в выходной резонатор наиболее плотным, предпоследний резонатор следует настроить на частоту $f_{\text{рез}} < f_0$.

3. Увеличить КПД клистрона можно использованием высших гармоник высокочастотного напряжения для улучшения группировки электронов. Для реализации этого эффекта группирователь пролетного клистрона может состоять из нескольких резонаторов, настроенных на основную частоту и высшие гармоники. На рис. 5.20, а используется резонатор, настроенный на удвоенную частоту, который размещают обычно после третьего резонатора в пятирезонаторном клистроне. Добавление к основному сигналу только сигнала второй гармоники дает некоторый эффект приближения к пилообразной форме напряжения (рис. 5.20, б). Это способ увеличивает КПД на $15 \div 20 \%$.

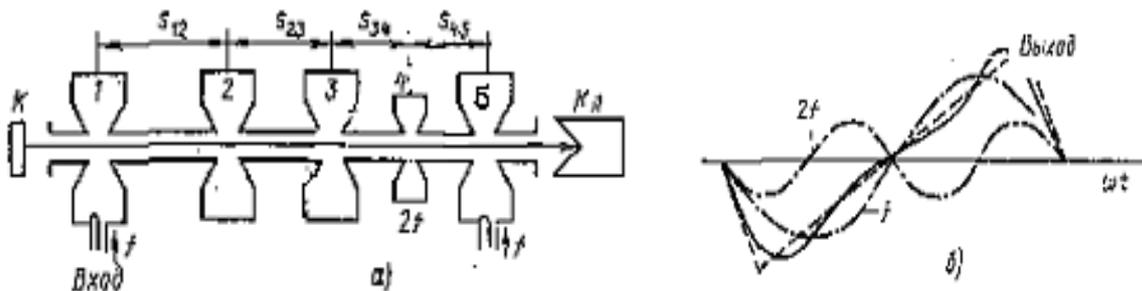


Рис. 5.20 — Схема устройства каскадного клистрона с дополнительным резонатором, настроенным на частоту второй гармоники (а),

и высокочастотные поля, действующие на электроны (б):
 ----- — гармонические составляющие; ————— — суммарное
 напряжение; - - - - - — огибающая — почти пилообразное напряжение

Сочетание различных способов увеличения КПД, а также оптимизация расстояний между резонаторами, оптимизация их добротностей и углов пролета позволили получить полный КПД клистронов 80 % [1].

Амплитудные и амплитудно-частотные характеристики многорезонаторных клистронов значительно улучшены по сравнению с характеристиками двухрезонаторных клистронов.

На рис. 5.21, а показаны для сравнения амплитудные характеристики $P_{вых}(P_{вх})$ двухрезонаторного и многорезонаторного усилителей, рассчитанные при одинаковой мощности питания от источника постоянного тока и одинаковой рабочей частоте. Так как КПД и коэффициент усиления многорезонаторных клистронов выше, чем у двухрезонаторных, то они имеют более крутую амплитудную характеристику в режиме слабого входного сигнала и несколько большую выходную мощность в режиме насыщения.

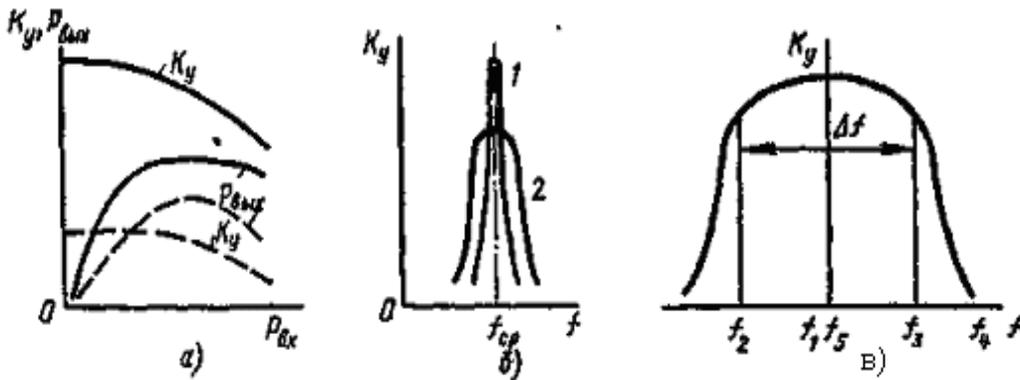


Рис. 5.21 — Амплитудные (а) и амплитудно-частотные (б, в) характеристики усилителя на пролетных клистронах, где — для $N > 2$; ---- — для $N = 2$; сл. (б) кривая 1 — синхронная настройка резонаторов; 2 — резонаторы расстроены

Амплитудно-частотные (рис. 5.21, б, в) характеристики в случае синхронной настройки резонаторов и несинхронной значительно отличаются.

5.10 Отражательные клистроны

Основные достоинства ОК являются: простота изготовления, малая стоимость и размеры, высокая надежность и стабильность параметров и характеристик.

Схема устройства отражательного клистрона (ОК) — автогенератора колебаний и его потенциальная диаграмма показаны на рис. 5.22. Источник ускоряющего напряжения U_0 , включенный между катодом и резонатором, обеспечивает скорость потока электронов v_0 и конвекционный ток I_0 . Источник напряжения U_R включен между катодом и отражателем, на который подается отрицательный потенциал, что создает тормозящее поле между резонатором и отражателем, равное

$$U_{\Sigma} = (U_0 + |U_R|). \quad (5.39)$$

Отражательный клистрон имеет один резонатор, дважды пронизываемый электронным потоком. Нагрузка подсоединяется к резонатору с помощью элемента связи петли, штыря или щели. При первом прохождении электронного потока происходит модуляция его по скорости, при втором — отбор энергии у сгруппированного потока, возвратившегося из пространства статического тормозящего поля. Возвращение электронов в резонатор обеспечивается отражателем, находящимся под отрицательным потенциалом по отношению к катоду.

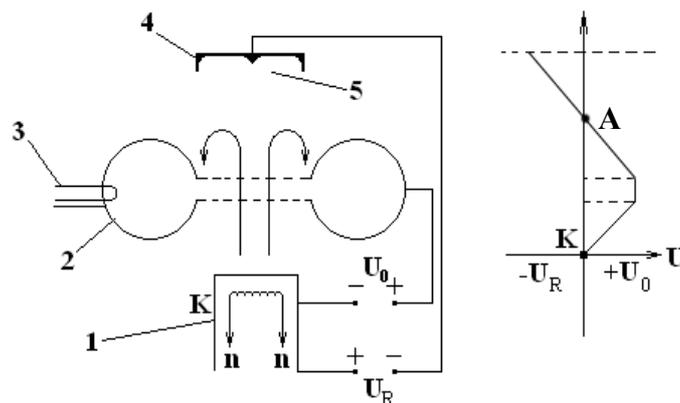


Рис. 5.22 — Схема устройства и потенциальная диаграмма ОК:

- 1 — электронная пушка; 2 — резонатор с зазором;
- 3 — вывод энергии; 4 — отражательный электрод;
- 5 — пространство торможения и группировки электронного потока

Так как $U_R < 0$ (потенциальная диаграмма рис. 5.22), электроны на отражатель не попадают, останавливаются в точке А на расстоянии от резонатора $z_A = U_0 D / U_\Sigma$, где D — расстояние от сетки резонатора до отражателя.

Принцип действия ОК. В установившемся режиме генерации однородный поток электронов, движущейся с катода, модулируется по скорости высокочастотным напряжением в зазоре резонатора. Далее, электроны движутся между резонатором и отражателем в статическом тормозящем поле, группируются, возвращаясь к зазору резонатора (рис. 5.23). Длительность пребывания каждого из них — τ_{onm} в поле группировки различная и зависит от времени пролета зазора τ_z и пространства торможения τ_T ($\tau_{onm} = \tau_z + \tau_T$). Поэтому поток электронов, возвращающихся в зазор, оказывается модулированным по плотности.

В зависимости от значений U_0 и U_R группа электронов может вернуться в резонатор либо в тормозящий полупериод высокочастотного поля, либо в ускоряющий. В первом случае происходит генерация, так как группа электронов тормозится высокочастотным полем в зазоре и отдает свою энергию полю. Во втором случае группа электронов отбирает энергию у высокочастотного поля, и колебания срываются. После отдачи энергии электроны удаляются на ближайшую к катоду сетку резонатора.

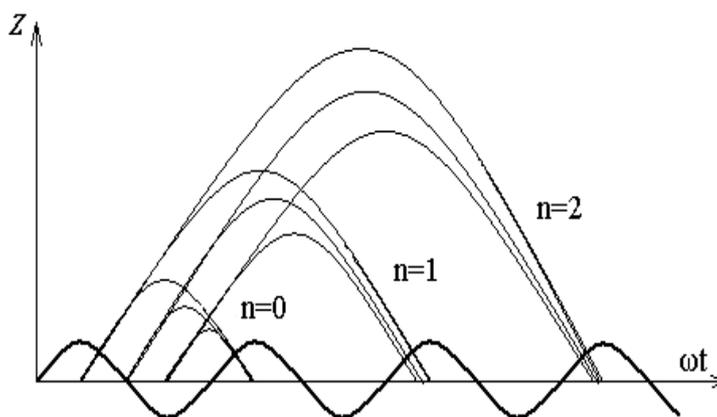


Рис. 5.23 — Пространственно-временная диаграмма в ОК при разных напряжениях на отражателе, влияющих на номер зоны n

Фазовые соотношения в ОК необходимо получить, чтобы определить выражения конвекционного тока $I_2(\omega t_2)$ и выходной

мощности. Рассматривать движение электронов будем в линейном приближении (раздел 5.1).

На зазоре резонатора в режиме генерации высокочастотное напряжение $u(t)$ вида

$$u(t) = -U \sin \omega t \Rightarrow \operatorname{Re} \left[U e^{i\pi} e^{i(\omega t - \pi/2)} \right] = \operatorname{Re} \left[U e^{i(\omega t + \pi/2)} \right]. \quad (5.40)$$

В случае малых амплитуд (линейном) $U \ll U_0$ скорость электронов после первого пролета зазора согласно (5.2) будет

$$v_1 = v_0 \left(1 - \frac{U}{2U_0} M \sin(\omega t_1) \right), \text{ где } \omega t_1 \text{ — фаза середины зазора резонатора при первом пролете электронов.}$$

В тормозящем поле с напряжением U_Σ движение электронов подчиняется уравнению $m \frac{d^2 z}{dt^2} = eU_\Sigma / D$, где z — координата, отсчитываемая от середины зазора. Интегрирование дважды этого уравнения при следующих начальных условиях :

при первом прохождении середины зазора резонатора в момент $t = t_1$: координата была $z = 0$; а скорость на выходе зазора $dz/dt = v_1$;

при вторичном прохождении резонатора в момент $t = t_2$; координата $z = 0$, дает выражение траектории электронов:

$$z = \frac{eU_\Sigma}{Dm} \cdot \frac{(t - t_1)^2}{2} + v_1 (t - t_1). \quad (5.41)$$

На ПВД (рис. 5.23) траектории электронов (5.38) имеют вид парабол. Группировка происходит вокруг электронов, прошедших резонатор в момент, когда переменное напряжение равнялось нулю при переходе от ускоряющего к тормозящему. Закон движения этого электрона остается тем же, что и в статическом случае. В резонатор эти электроны должны вернуться в тормозящее поле, т.е. через $1,5\pi$. Фазовое условие самовозбуждения клистрона (через углы пролета) можно записать в виде

$$\theta_o = \theta_z + \theta_T = 2\pi(n + 0,75), \quad (5.42)$$

где n -целое число, обозначающее номер зоны генерации.

Если положить $z = 0$ в (5.41), обозначить $\omega t = (\omega t)_2$ — фазу второго пролета электронами зазора, подставить скорость v из (5.2), то получим динамический угол пролета электронов в пространстве торможения и в зазоре ОК в виде

$$\theta_\partial = (\omega t)_2 - (\omega t)_1 = \frac{\omega d}{v} + \frac{2mv\omega D}{eU_\Sigma} = (\theta_T + \theta_3) - X \sin(\omega t)_1, \quad (5.43)$$

где $\theta_3 = \frac{\omega d}{v_0}$ — угол пролета невозмущенным по скорости электро-

ном расстояния между сетками резонатора; $\theta_T = \frac{v_0 2m\omega D}{e(U_0 + |U_R|)}$ —

угол пролета невозмущенным электроном пространства тормозящего поля; $X = M \frac{U \cdot (\theta_T - \theta_3)}{2U_0}$ — параметр группировки ОК.

Рассмотрим влияние постоянных напряжений на угол пролета (5.39), заменяя v_0 из (1.9)

$$\theta_0 = \theta_T + \theta_3 = \omega D \sqrt{\frac{8m}{e}} \cdot \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + |U_R|} = A \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 + |U_R|}. \quad (5.44)$$

Увеличение (по модулю) напряжения отражателя U_R приводит к монотонному уменьшению угла пролета. Увеличение напряжения резонатора U_0 вызывает, с одной стороны, возрастание начальной скорости v_0 , а с другой — рост напряженности тормозящего поля U_Σ . Эти изменения напряжений противоположным образом влияют на угол пролета в пространстве группировки θ_0 .

Конвекционный ток в отражательном клистроне $I_2(\omega t_2)$ находится аналогично тому, как это делалось в пролетном клистроне (раздел 5.3). В (5.9) следует подставить (5.44), тогда видно, что выражение (5.10) и формы токов (рис. 5.4) для клистронов совпадают.

Импульсы конвекционного тока, проходящего через зазор резонатора, в соответствии с (5.18) содержат постоянную составляющую, первую и высшие гармоники тока. Постоянная составляющая тока и высшие гармоники в ОК хотя и создают наведенный ток, но не дают падения напряжения на резонаторе, т.к. для них он представляет систему без резонансного сопротивления.

Величина амплитуды первой гармоники конвекционного тока равна $2I_0K_C J_1(X)$. Из ПВД (рис. 5.23) следует, что центральный электрон сгустка запаздывает относительно максимума тормозящего напряжения в зазоре (5.40) на угол θ_0 (5.42).

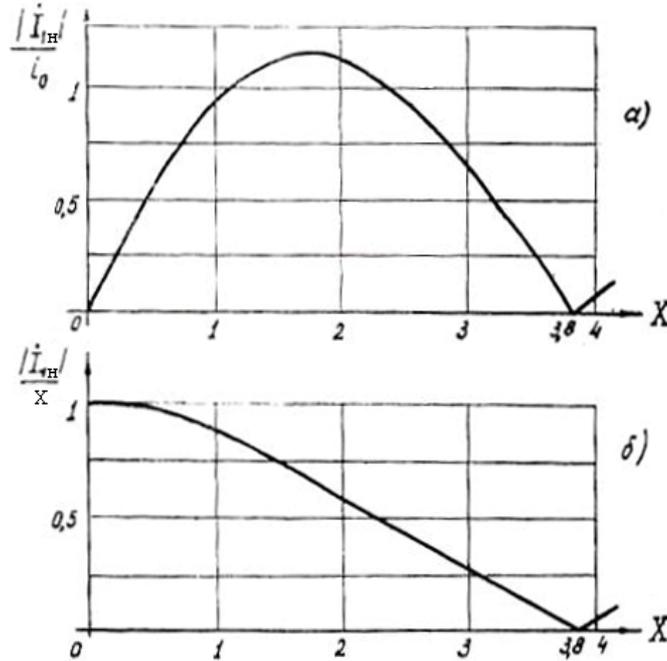


Рис. 5.24 — Колебательная характеристика и ее средняя крутизна в ОК

Поэтому комплексная амплитуда первой гармоники конвекционного тока записывается в виде $\dot{I}_1 = 2I_0K_C J_1(X) e^{i(\omega t - \theta_0)}$, а наведенный ток

$$\dot{I}_{1H} = -M 2I_0K_C J_1(X) e^{i(\omega t - \theta_0)} = -i_0 J_1(X) e^{i(\omega t - \theta_0)}. \quad (5.45)$$

Зависимость модуля наведенного тока относительно i_0 от параметра X или амплитуды колебаний (**колебательная характеристика**) приведена на рис. 5.24, а, крутизна колебательной характеристики $|\dot{I}_1|/X$ в зависимости от X — на рис. 5.24, б.

Комплексная электронная проводимость позволяет рассчитать параметры ОК. Используя выражения (4.1), (5.45) и (5.41), получим проводимость вида

$$\dot{Y}_{эл} = -\frac{2MI_0K_C J_1(X) e^{-i(\theta_0 - \pi)}}{U_1 e^{i\pi/2}} = \frac{2MI_0K_C J_1(X)}{U_1} e^{-i(\theta_0 - \pi/2)}. \quad (5.46)$$

Подставим выражение $U_1 = \frac{2U_0X}{M(\theta_T - \theta_3)}$, определив его из параметра X , тогда

$$\dot{Y}_{эл} = \frac{2MI_0K_C J_1(X)(\theta_T - \theta_3)}{2U_0X} e^{-i\left(\theta_T + \theta_3 - \frac{\pi}{2}\right)}; \quad (5.47)$$

$$G_{эл} = \frac{M^2 I_0 (\theta_T - \theta_3) K_C}{U_0} \frac{J_1(X)}{X} \cos\left(\theta_T + \theta_3 - \frac{\pi}{2}\right); \quad (5.48a)$$

$$B_{эл} = \frac{M^2 I_0 (\theta_T - \theta_3) K_C}{U_0} \frac{J_1(X)}{X} \sin\left(\theta_T + \theta_3 - \frac{\pi}{2}\right). \quad (5.48б)$$

Вводим обозначение $F(X) = \frac{2J_1(X)}{X}$, $G_0 = \frac{I_0 M^2 K_C}{2U_0} (\theta_T - \theta_3)$,

получим

$$G_{эл} = G_0 F(X) \sin(\theta_T + \theta_3), \quad B_{эл} = G_0 F(X) \cos(\theta_T + \theta_3). \quad (5.49)$$

Электронные активная и реактивная проводимости ОК зависят от параметра группировки X (точнее от $F(X)$), которая плавно уменьшается от 1 до нуля, при изменении $0 < X < 3,83$ (рис. 5.24, б). Таким образом, амплитуда переменного напряжения на зазоре U_1 , изменяется монотонно, что соответствует режиму мягкого самовозбуждения.

Амплитудное условие самовозбуждения клистрона предполагает выполнение неравенств $G_{эл} + G_n \leq 0$, $G_n \leq -G_{эл}$. Чтобы активная электронная проводимость имела отрицательное и максимальное значение, необходимо в (5.49) потребовать выполнение равенства $\sin(\theta_T + \theta_3) = -1$. Это выполняется автоматически при углах пролета $\theta_3 + \theta_0 = 2\pi(n + 0,75)$. Тогда амплитудное условие самовозбуждения в центре зоны принимает вид

$$G_n \leq \frac{M^2 I_0 K_C}{2U_0} (\theta_T - \theta_3) F(X). \quad (5.50)$$

Преобразуем выражение (5.48a) для графического отображения. Для большинства клистронов во всех зонах, кроме $n = 0; 1; 2$, углы $\theta_T \gg \theta_3$, поэтому в (5.48a) пренебрегаем θ_3 и,

положим $\theta_T \cong \theta_0$, получим $-\theta_0 \sin \theta_0 \geq \frac{2U_0 G_n}{M^2 I_0 K_C F(X)}$. Это нера-

венство в начале генерации, т.е. при $U_1 \rightarrow 0$; $X \rightarrow 0$, $J_1(X) \rightarrow \frac{X}{2}$,

принимает вид

$$-\theta_0 \sin \theta_0 \geq \frac{2U_0 G_n}{M^2 I_0 K_C}. \quad (5.50a)$$

Графическое решение уравнения самовозбуждения (5.50a) ОК представлено на рисунке 5.25. Точки *a*, *б*, *в*, *г*, показанные на рисунке, соответствуют краям зон генерации. Видно, что ширина зон генерации между точками нулевой мощности зависит не только от постоянных напряжений и тока пучка, но и от проводимости нагрузки.

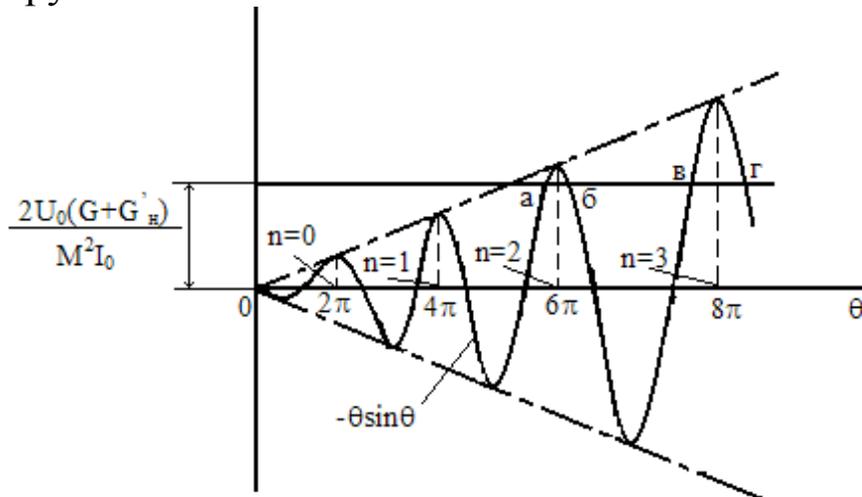


Рис. 5.25 — Графическое решение уравнения самовозбуждения отражательного клистрона

Условием начала генерации является пересечение горизонтальной прямой, соответствующей правой части уравнения (5.50a), с «развертывающейся» синусоидой, определяющей левую часть того же уравнения. Чем больше $G'_н$, тем выше проходит горизонтальная прямая и тем более узкими (по величине θ_0 и соответственно по напряжению на отражателе) являются зоны генерации.

Пусковой ток ОК для режима мягкого самовозбуждения определяется из соотношения (5.50) при $F(x) \rightarrow 1$ и для центра зон генерации

$$I_{\text{пуск}} = \frac{2U_0 G_n}{K_C M^2 (\theta_T - \theta_3)} = \frac{U_0 G_n}{M^2 K_C [\pi(n+0,75) - \theta_3]}, \quad (5.516)$$

где $\theta_T + \theta_3 - 2\theta_3 = 2\pi(n+0,75) - 2\theta_3$; $K_C \Rightarrow K_C^3$.

Величина пускового тока ОК для разных зон генерации лежит в пределах 10÷50 мА.

Электронная мощность и электронный КПД отражательного клистрона определяются выражением $P_{\text{эл}} = -\frac{1}{2}U_1^2 G_{\text{эл}}$, где знак минус соответствует отданной мощности. Подставим (5.48a) в $P_{\text{эл}}$ и заменим U_1 через X , тогда

$$P_{\text{эл}} = -\frac{2I_0 U_0 K_C X J_1(X)}{(\theta_T - \theta_3)} \sin(\theta_T + \theta_3); \quad (5.52)$$

$$\eta_{\text{эл}} = \frac{P_{\text{эл}}}{P_0} = -\frac{2K_C X J_1(X)}{(\theta_T - \theta_3)} \sin(\theta_T + \theta_3). \quad (5.53)$$

В центрах зон генерации величины колебательной мощности и электронного КПД определяются соотношениями

$$P_{\text{элц}} = \frac{I_0 U_0 X J_1(X) K_C}{\pi(n+0,75) - \theta_3}; \quad (5.52a)$$

$$\eta_{\text{элц}} = \frac{X J_1(X) K_C}{\pi(n+0,75) - \theta_3}. \quad (5.53a)$$

Функция $XJ_1(X)$ достигает макс при $X = 2,41$ и равна 1,25. Макс $\eta_{\text{эл макс}}$ для зон с разными номерами n можно определить из выражения

$$\eta_{\text{эл макс}} = \frac{2,41 \cdot J_1(2,41) K_C}{\pi(n+0,75)} = \frac{0,398 K_C}{n+0,75}. \quad (5.536)$$

Полученные выражения справедливы для режима малых амплитуд, $U_1 \ll U_0$. Проверим, для каких зон выполняется это условие при $X = 2,41$.

$$U_1 = \frac{2U_0 X}{M(\theta_T - \theta_3)} = \frac{U_0 \cdot 2,41}{M\pi(n+0,75)} = \frac{0,767U_0}{M(n+0,75)},$$

для чего положим коэффициент взаимодействия $M = 1$ (обычно меньше) и, задавая номера n , получим, что данная теория может быть применима только при $n > 6$.

Выходная мощность ОК (P_n) определяется из закона сохранения мощностей $P_n = P_{эл} - P_{пот}$ и зависит от режима питания и степени связи резонатора с нагрузкой. Проведение оптимизации выражения P_n [23] по параметру группировки и затем по углу пролета θ_0 позволяет сделать вывод, что в одной из зон генерации параметры прибора имеют максимальные значения $P_{n\max}$ и η_{\max} , равные

$$P_{n\max} = \frac{i_0^2 M^2 J_1^2(X)}{2G} = \frac{0,17 i_0^2 M^2}{G}; \quad (5.54)$$

$$\eta_{\max} = \frac{i_0 M^2 J_1^2(X)}{2U_0 G} = \frac{0,17 i_0 M^2}{U_0 G}, \quad (5.55)$$

где G — проводимость резонатора; $i_0 = I_0 K_C^2$. Из (5.54) и (5.55) следует, что $P_{n\max}$ и η_{\max} максимальны при $X = 1,84$, при котором $J_1(X) = 0,58$. Это наблюдается только при оптимальном угле

пролета, равном $\theta_{T\text{opt}} = \frac{2U_0 X G}{i_0 M^2 J_1(X)} = \frac{6,33 U_0 G}{i_0 M^2}$, и в зоне с номером (оптимальным)

$$n_{\text{opt}} = \frac{\theta_{T\text{opt}}}{2\pi} = \frac{U_0 G}{i_0 M^2}. \quad (5.56)$$

Параметры проводимостей в таком клистроне должны быть равны

$$G_{эл} = 0,634 G_{эл0}; \quad G'_n = 0,317 G_{эл0} = G; \quad G_{эл0} = \frac{i_0 M^2}{2U_0} (\theta_T - \theta_3). \quad (5.57)$$

Вывод. В работе ОК можно выделить два режима:

а) максимальной выходной мощности в каждой зоне при $X = 2,41$;

б) максимального КПД при $X = 1,84$ только в одной зоне, номер которой определяется (5.56).

Характеристики ОК

Зональные кривые (зоны генерации и частотные зависимости) — это зависимости мощности и частоты от напряжения на отражателе при заданном постоянном ускоряющем напряжении

(рис. 5.26). Величина изменения угла пролета от оптимального, когда электроны возвращаются в максимально тормозящее поле резонатора, к краям зоны генерации (в любой зоне) равна $\pm 0,89$ радиан [2]. Разность напряжений на отражателе на краях зоны генерации определяется выражением $U_{R1} - U_{R2} = \Delta U_R = U_\Sigma \frac{0,3}{n + 0,4}$. Ускоряющее напряжение U_0 хотя и приводит к изменениям угла пролета θ_0 , но практически не используется при получении зональных кривых.

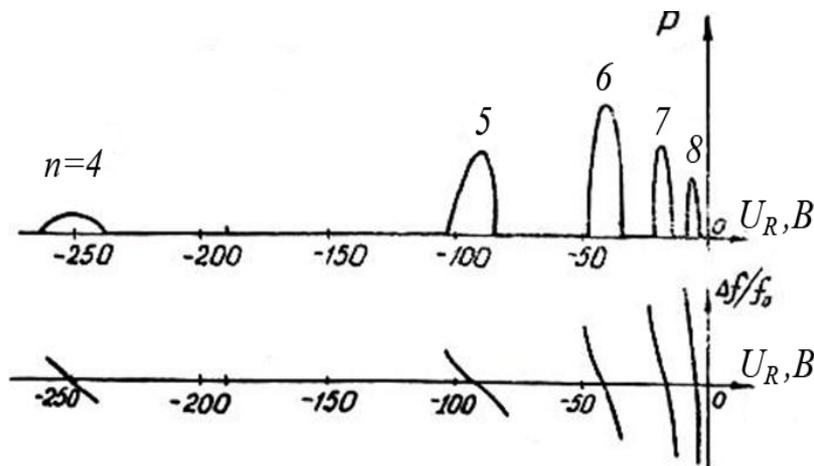


Рис. 5.26 — Зональные кривые в ОК

Электронная настройка — зависимость частоты в зоне генерации от напряжения на отражателе при постоянном ускоряющем напряжении U_0 (рис. 5.26). Частота генерации ОК может быть определена из (4.15) подстановкой (5.45, а, б)

$$f = f_0 \left(1 + \frac{\text{ctg} \theta_0}{2Q_H} \right) = f_0 \left(1 - \frac{\text{tg}(\Delta \theta_0)}{2Q_H} \right),$$

где $\Delta \theta = \frac{2\pi(n + 0,75) - \theta_3}{U_\Sigma - \Delta U_R} \Delta U_R$.

Так как $U_\Sigma \gg \Delta U_R$, то

$$f = f_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2Q_H} \text{tg} \left[\frac{2\pi(n + 0,75) - \theta_3}{U_\Sigma} \Delta U_R \right] \right\}. \quad (5.58)$$

При $\alpha < 0,1\pi$, $\operatorname{tg}\alpha \approx \alpha$, соотношение (5.55) запишем в виде

$$f = f_0 \left[1 - \frac{\pi(n + 0,75) - 0,5 \cdot \theta_3}{Q_H U_\Sigma} \Delta U_R \right]. \quad (5.55a)$$

Видно из рис. 5.26 и (5.55a), что вблизи центров зон генерации изменение частоты происходит по линейному закону.

Параметрами электронной настройки являются:
крутизна электронной настройки

$$S_f = \frac{\Delta f}{\Delta U_R} = \frac{f - f_0}{\Delta U_R} = -f_0 \cdot \frac{\pi(n + 0,75) - 0,5 \cdot \theta_3}{Q_H U_\Sigma}; \quad (5.56)$$

диапазон частот электронной настройки — разность частот между точками $0,5P_{\max}$ мощности в зоне генерации определяется

$$\begin{aligned} \Delta f = f_1 - f_2 &= \frac{f_0}{Q_H} \sqrt{2 \left\{ \frac{J_1(X/\sqrt{2})}{J_1(X)} \right\}^2 - 1} = \\ &= \frac{M^2 i_0 (\theta_T - \theta_0)}{C_\Sigma U_0} \sqrt{\left\{ \frac{J_1(X/\sqrt{2})}{X/\sqrt{2}} \right\}^2 - \left\{ \frac{J_1(X)}{X} \right\}^2}. \end{aligned}$$

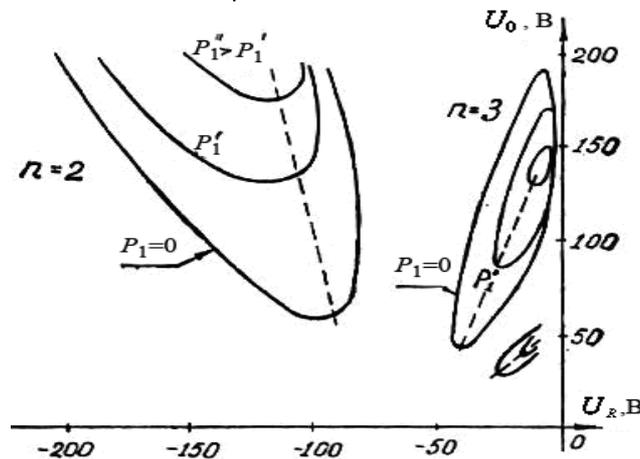


Рис. 5.27 — Регулировочные характеристики ОК

Регулировочные кривые — зависимости на плоскости (U_R, U_0) постоянной выходной мощности (рис. 5.27), использу-

ются при настройке режима работы ОК. Их строят по (5.52), задаваясь величиной выходной мощности, номером зоны генерации, поддерживая другие параметры постоянными величинами, изменяя U_R , находим соответствующую величину U_0 , или изменяя U_0 , находим соответствующую величину U_R .

Глава 6. ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ И ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ — ТИПА О

Лампы бегущей волны и лампы обратной волны — типа О (ЛБВО и ЛОВО) относятся к устройствам с распределенным взаимодействием электромагнитного поля волны и электронного потока. Находят широкое применение в системах многоканальной радиорелейной связи, в космических системах, в радиолокационных устройствах в качестве широкополосных усилителей, ограничителей мощности, фазовращателей, умножителей частоты, генераторов с широкой полосой частот. Первые сведения о создании ЛБВО относятся к 1946 г., ЛОВО — 1956 г.

6.1 Схема устройства и принцип действия ЛБВО

Схема устройства усилительной ЛБВО показана на рис. 6.1.

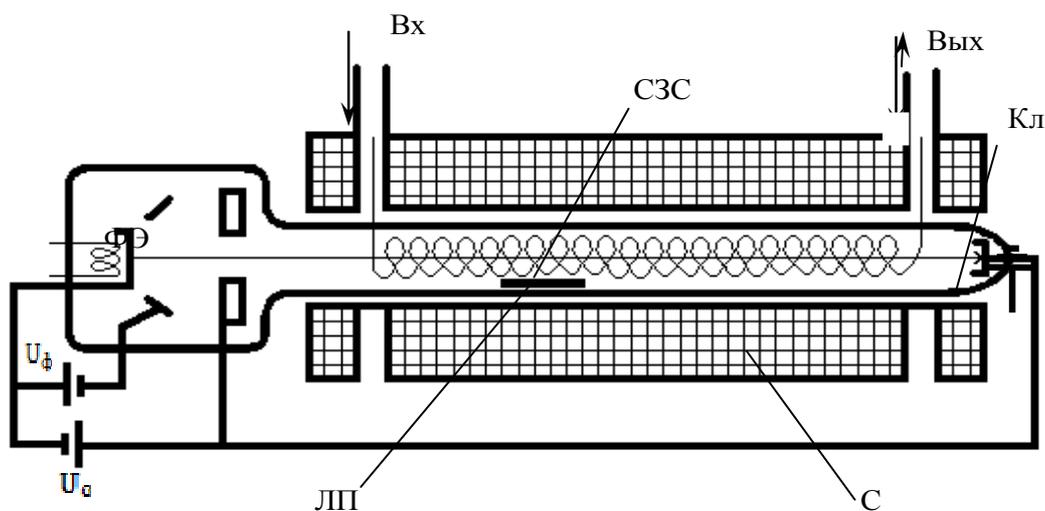


Рис. 6.1 — Схема устройства ЛБВО

Электронная пушка включает катод, управляющий электрод (ФЭ) с напряжением $U_{\text{Ф}}$ и анод (или несколько анодов в малошумящих лампах). Поток электронов движется к коллектору (Кл) вдоль оси спиральной замедляющей системы (на рисунке СЗС). Для фокусировки луча используется соленоид (С), расположенный на каркасе, или другой способ фокусировки (см. гл. 3). Лампа помещается внутри этого соленоида. На СЗС расположен локальный поглотитель (ЛП).

На управляющий электрод подается напряжение порядка нескольких десятков вольт. На первом аноде положительное напряжение порядка нескольких сотен вольт. Изменением этих напряжений регулируют силу тока.

На анод и ЗС подается ускоряющее напряжение U_0 . Регулировкой этого напряжения обеспечивают оптимальную для работы ЛБВО скорость движения электронов в пространстве ЗС. На коллектор подается напряжение, равное или меньшее (в режиме рекуперации) напряжения ЗС. Размеры ЗС выбираются так, чтобы обеспечить необходимое замедление и небольшую дисперсию, чтобы усиление происходило в широкой полосе частот при неизменном ускоряющем напряжении.

Колебания, подлежащие усилению, поступают на вход лампы и далее распространяются вдоль спиральной замедляющей системы. Электроны, двигаясь в поле бегущей волны ЗС, непрерывно взаимодействуют с электромагнитным полем волны. При этом изменяется их скорость, в соответствии с величиной поля. При определенном соотношении скоростей волны и электронов, последние группируются, группа может оказаться в тормозящем поле электромагнитной волны. Тогда электроны отдают часть своей кинетической энергии и усиливают волну. Выходная мощность снимается с конца спирали.

Электромагнитная волна создает в спирали и вне ее электрическое и магнитное поля. Действие переменного магнитного поля волны на поток очень слабое, и его не учитывают. Поэтому при рассмотрении взаимодействия волны и потока электронов будет учитываться только электрическое поле. Электрическое поле внутри спирали имеет три составляющие: *осевую* E_z , *ради-*

альную E_r , тангенциальную E_ϕ . Составляющие поля E_ϕ и E_r на оси равны 0, вблизи оси хотя и не равны нулю, но малы, и их можно не учитывать в линейном приближении. Электроны, влетая в спираль, имеют скорость, направленную вдоль оси спирали, поэтому только осевая составляющая поля может изменить кинетическую энергию электронов и способствовать превращению кинетической энергии электронов в электромагнитную энергию волны. Осевая составляющая E_z электрического поля волны имеет тормозящий и ускоряющий движение электронов полупериоды (рис. 6.2). Вектор \vec{E} направлен от \oplus заряда к \ominus .

Рассмотрим механизм взаимодействия электронов с бегущей волной.

Пусть по спирали движется бегущая волна со скоростью v_ϕ . В тех участках спирали, где мгновенное направление поля E_z совпадает с направлением скорости электронов v_0 , поле для электронов тормозящее, а там, где направление E_z противоположно направлению v_0 , поле ускоряет электроны (рис. 6.2).

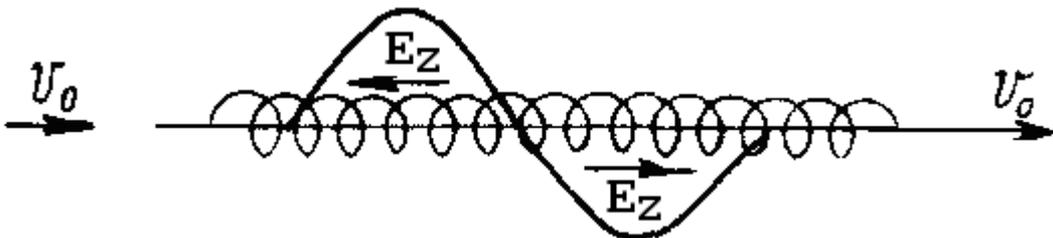


Рис. 6.2 — Тормозящее и ускоряющее электрическое поле в спирали

Если поле волны уменьшает скорость электронов, то энергия волны будет увеличиваться. Если электроны вводятся в участки волны, увеличивающие скорость, то энергия их возрастает, а волны — уменьшается. Обмен энергиями отсутствует, если электроны попали в участки, где в данный момент нет электронного поля.

Для работы ЛБВ нужно сосредоточить возможно большее количество электронов в тормозящих участках поля и меньшее — в ускоряющих. Электронная пушка посылает равномерный поток электронов. Поэтому в тормозящих и ускоряющих участках в начале ЗС оказывается одинаковое количество электронов. Благо-

даря задаваемой разнице в скоростях волны и потока происходит группирование электронов в тормозящем поле. Поясним это.

Построим графики движения электронов относительно некоторой точки z_0 , движущейся по оси спирали со скоростью v_ϕ (рис. 6.3).

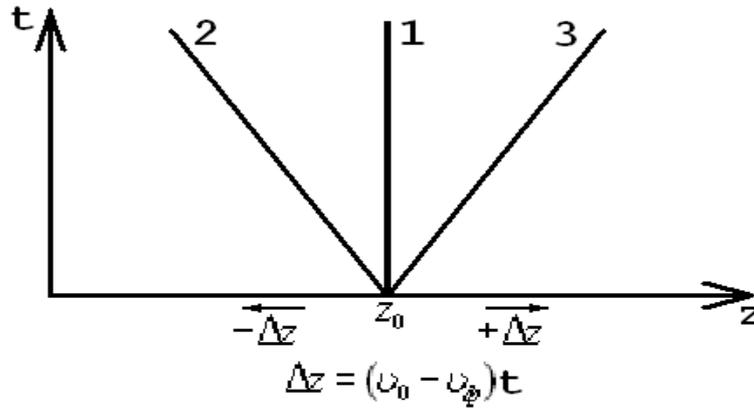


Рис. 6.3 — Графики смещения электронов относительно волны при разных соотношениях скоростей

Предположим, что электроны, не взаимодействуют с волной и перемещаются вдоль оси с начальной скоростью v_0 . Тогда в зависимости от отношения v_0/v_ϕ графики движения электронов изображаются в виде прямых линий. Если $v_0 = v_\phi$, электрон в любой момент времени t находится против точки z_0 (график 1). Если $v_0 < v_\phi$, то с течением времени электрон будет отставать от наблюдателя, движущегося со скоростью v_ϕ (график 2). При $v_0 > v_\phi$ электрон постепенно опережает точку z_0 (график 3).

На рис. 6.4 изображены графики движения электронов, взаимодействующих с бегущей волной. Период колебаний разбит на восемь промежутков. На этих графиках выбрано несколько точек наблюдения, соответствующих разным моментам прихода электронов к началу спирали. Так, например, точка z_2 на рис. 6.4, *a* соответствует электрону, который влетел в спираль в момент, когда поле было максимально ускоряющим; точка z_1 — другому электрону, попавшему в спираль, когда E_z меньше максимальной величины. Пунктиром обозначено движение электронов в отсутствие высокочастотного поля. На рис. 6.4, *a* показаны графики

движения электронов для случая $v_0 = v_\phi$. Электроны, попавшие в ускоряющее поле, движутся все быстрее и постепенно опережают точку наблюдения, электроны, попавшие в тормозящее поле, теряют скорость и отстают. В результате электроны группируются в сгустки, симметричные относительно точки $E_z = 0$. На рис. 6.4, б, в показаны графики движения электронов при $v_0 < v_\phi$ и $v_0 > v_\phi$. В случае $v_0 < v_\phi$ сгустки электронов образуются в области ускоряющего высокочастотного поля. В процессе дальнейшего движения электроны отбирают энергию у поля, и амплитуда волны уменьшается. Соотношение $v_0 < v_\phi$ является нерабочим. В случае $v_0 > v_\phi$ электроны группируются в тормозящем поле волны.

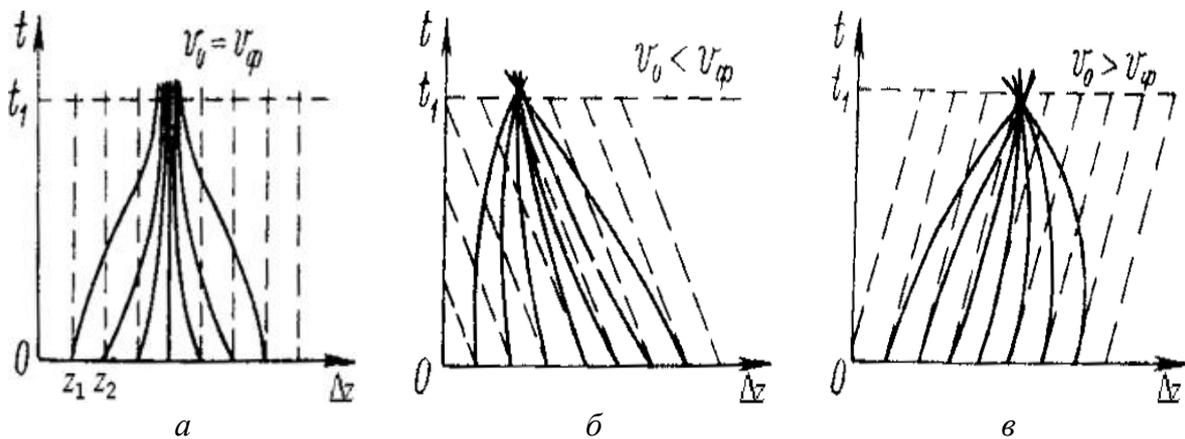


Рис. 6.4 — Графики движения электронов под действием поля бегущей волны, причем $\Delta z = (v_0 - v_\phi)t$. Сплошные линии — с учётом взаимодействия с волной, пунктирные — без учёта

Дальнейшее их движение сопровождается потерей скорости и, следовательно, передачей энергии от электронного потока волне. Соотношение между скоростями в виде $v_0 > v_\phi$ характерно для рабочего режима лампы.

6.2 Взаимодействия поля волны с электронами в «горячем» режиме ЛБВО (линейное приближение)

Исходные предпосылки

Рассмотрим взаимодействие волны и потока в условиях $v_0 > v_\phi$. В результате рассмотрения должна быть найдена величина постоянной распространения волны $\dot{\Gamma}$ в ЗС в горячем режиме в функции от режима питания U_0, I_0, ω и параметра — $R_{св}$.

Введем следующие допущения:

1. Ограничимся режимом малых амплитуд, т.е.

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(z, t); \rho_1 \ll \rho_0; v = v_0 + v_1(z, t);$$

$$v_1 \ll v_0; J = J_0 + J_1(z, t); J_1 \ll J_0.$$

2. Движение электронного потока происходит только в направлении оси z : $\bar{v} = v_z \bar{z}_0, v_\phi = v_r = 0, v_z = v_0$.

3. Действием пространственного заряда пренебрегаем, релятивистскими эффектами в скоростях пренебрегаем.

4. Продольное ВЧ-поле в ЗС в горячем режиме имеет вид бегущей волны $E_z = E_{mz} e^{i\omega t - \dot{\Gamma}z}$, где постоянная распространения волны $\dot{\Gamma} = \alpha + j\beta$.

5. Поле самосогласованно, т.е. постоянные распространения волн в электронном потоке — $K_{эл}$ и в холодной ЗС — Γ_0 должны быть одинаковы.

6. Холодные потери в ЗС не учитываем, т.е. $\Gamma_0 = j\beta_0$ и электроны на ЗС не оседают. $\Gamma_0 \neq \Gamma$, но отличаются незначительно.

7. Пусть переменные составляющие скорости, объемного заряда, плотность тока имеют вид бегущих волн:

$$v_1(z, t) = v_1 e^{i\omega t - \dot{\Gamma}z} \quad \rho_1(z, t) = \rho_1 e^{i\omega t - \dot{\Gamma}z} \quad J_1(z, t) = J_1 e^{i\omega t - \dot{\Gamma}z}. \quad (6.1)$$

Задача взаимодействия поля с электронами решается в 3 этапа:

I этап: Определение переменной составляющей конвекционного тока J_1 ;

II этап: Определение переменного напряжения U_{z1} , наведенного на ЗС переменным конвекционным током — J_1 .

III этап: Совместное решение уравнений, полученных на I и II этапах, и определение постоянной распространения $\dot{\Gamma}$.

Группировка электронов и переменный конвекционный ток ЗС

Электронный поток, двигаясь со скоростью v_0 в ЗС, попадает в ускоряющее и тормозящее поле E_z , поэтому его скорость изменяется: $v = v_0 \pm \Delta v$. Изменения в скоростях электронов приведут к тому, что плотность его начнет изменяться и из непрерывного потока он преобразуется в модулированный по плотности. Необходимо определить величину переменной составляющей конвекционного тока. Для этого воспользуемся уравнениями движения, тока переноса и непрерывности

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = -e\bar{E}_z; \quad (6.2)$$

$$\bar{J} = \rho\bar{v}; \quad (6.3)$$

$$\text{div}\bar{J} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (6.4)$$

Из уравнения (6.2) определим скорость:

$$\frac{dv(z,t)}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dt} = i\omega v_1 e^{i\omega t - \Gamma z} - \dot{\Gamma} v_1 e^{i\omega t - \Gamma z} (v_0 + v_1 e^{i\omega t - \Gamma z}),$$

откуда

$$\frac{dv}{dt} = (i\omega v_1 - \dot{\Gamma} v_1 v_0) e^{i\omega t - \Gamma z}, \quad (6.5)$$

где учтено, что произведение $v_1 v_1 = 0$, как малые 2-го порядка.

Подставим в (6.2) выражение (6.5) и $E_z = E_{mz} e^{i\omega t - \Gamma z}$:

$$m(i\omega v_1 - \dot{\Gamma} v_1 v_0) e^{i\omega t - \Gamma z} = -e E_{mz} e^{i\omega t - \Gamma z}.$$

Откуда

$$v_1 = \frac{e E_{mz}}{v_0 m \left(\frac{i\omega}{v_0} - \dot{\Gamma} \right)}. \quad (6.6)$$

Соотношение (6.6) дает величину переменной составляющей скорости электронов в пучке, возникшую под действием амплитуды поля E_{mz} .

Найдем переменную составляющую плотности конвекционного тока в присутствии потока из (6.4):

$$\operatorname{div} \vec{J} = \frac{\partial J}{\partial z} = -\Gamma J_1 e^{i\omega t - \Gamma z}; \quad \frac{d\rho}{dt} = i\omega \rho_1 e^{i\omega t - \Gamma z}; \quad -\Gamma J_1 e^{i\omega t - \Gamma z} = -i\omega \rho_1 e^{i\omega t - \Gamma z}.$$

Откуда величина переменной составляющей плотности:

$$\rho_1 = \frac{\Gamma J_1}{i\omega} = -i \frac{\Gamma J_1}{\omega}. \quad (6.7)$$

Из выражения плотности тока переноса (6.3) и допущений получим

$$J_0 + J_1 e^{i\omega t - \Gamma z} = (\rho_0 + \rho_1 e^{i\omega t - \Gamma z})(v_0 + v_1 e^{i\omega t - \Gamma z}) = \rho_0 v_0 + (\rho_1 v_0 + \rho_0 v_1) e^{i\omega t - \Gamma z},$$

где

$$J_0 = \rho_0 v_0, \quad J_1 = \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0.$$

$$J_1 = \frac{e E_{mz} \left(\frac{i\omega}{v_0} \right) (-v_0 \rho_0)}{v_0^2 m \left(\frac{i\omega}{v_0} - \Gamma \right)^2}. \quad (6.8)$$

Обозначим $\frac{\omega}{v_0} = K_{эл}$ — волновое число электронного потока;

заменим

$$\frac{v_0^2 m}{e} = 2U_0, \quad \text{получим}$$

$$J_1 = -\frac{E_{mz} J_0 i K_{эл}}{2U_0 (iK_{эл} - \Gamma)^2}. \quad (6.9)$$

Учитывая площадь сечения пучка S , перейдем к токам $I_1 = JS$ и $I_0 = J_0 S$.

$$I_1 = -\frac{E_{mz} I_0 (iK_{эл})}{2U_0 (iK_{эл} - \Gamma)^2}. \quad (6.10)$$

Получена амплитуда переменной составляющей конвекционного тока пучка, возникшая в результате воздействия ВЧ-поля E_{zm} в ЗС.

Переменное напряжение на ЗС, наводимое конвекционным током

Сгустки электронов,двигающиеся вдоль ЗС, наводят в ней ВЧ-токи, которые добавляются к токам волны, бегущей по ЗС, в результате чего изменяется напряженность поля E_{zm} бегущей

волны. Для определения этого изменения используем метод эквивалентных схем. Составим эквивалентную схему замещения ЗС (рис. 6.5), на которой ЗС будет представлена однородной линией без потерь с идеальными (без потерь) зазорами. Будем считать, что высокочастотное напряжение — U соответствует продольному напряжению волны в ЗС на уровне электронного потока; фазовая скорость волны v_ϕ реальной ЗС и эквивалентной пусть одинаковы, а характеристическое сопротивление эквивалентной схемы равно сопротивлению связи $R_{св}$ на уровне электронного потока.

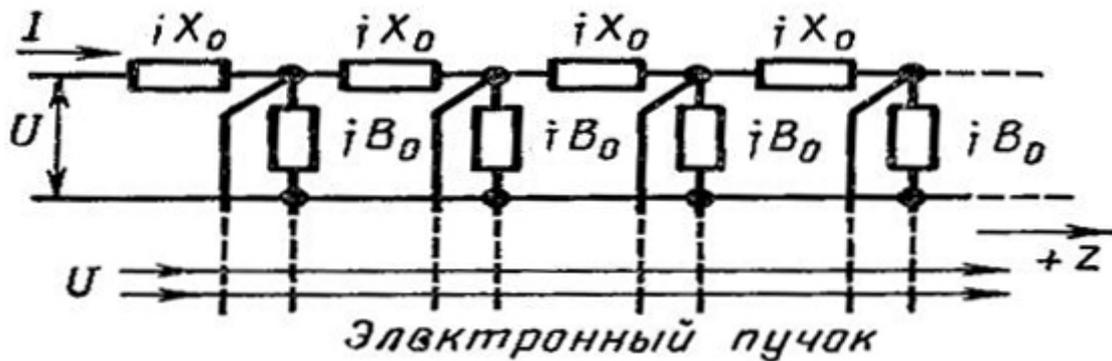


Рис. 6.5 — Эквивалентная схема замещения ЗС

Для элемента эквивалентной линии длиной dz при погонном сопротивлении iX_0 и при погонной проводимости iB_0 дифференциальные уравнения для тока и напряжения (рис. 6.6) с учетом стороннего наведенного тока, вызванного током электронов $I_{конв} = I_0$, будут иметь вид: $dU = -iX_0 dz$; $dI = -UiB_0 dz + dI_k$, где dI_k — приращение конвекционного тока пучка. Запишем эти уравнения в виде $\frac{dU}{dz} = -iX_0$, $\frac{dI}{dz} = -UiB_0 + \frac{dI_k}{dz}$, из которых определяем U . Учтем (6.1)

$$\Gamma U_1 = I_1 iX_0; \quad (6.11)$$

$$\Gamma_1 I_1 = U_1 iB_0 + \Gamma I_{1k}. \quad (6.12)$$

Из (6.11) и (6.12) получаем

$$U_1 = \frac{iX_0 \Gamma I_{k1}}{\Gamma^2 + X_0 B_0}, \quad (6.13)$$

здесь неизвестны X_0, B_0 — параметры холодной лампы, которые следует исключить. Для этого в (6.11) и (6.12) положим $I_k = 0$ и $\Gamma = \Gamma_0$, тогда получим $\Gamma_0 U_1 = I_1 iX$; $\Gamma_0 I_1 = U_1 iB_0$, из которых $\frac{U_1}{I_1} = R_{св} = \frac{iX_0}{\Gamma_0} = \frac{\Gamma_0}{iB_0}$; или

$$\Gamma_0^2 = -X_0 B_0; \quad iX_0 = R_{св} \Gamma_0. \quad (6.14)$$

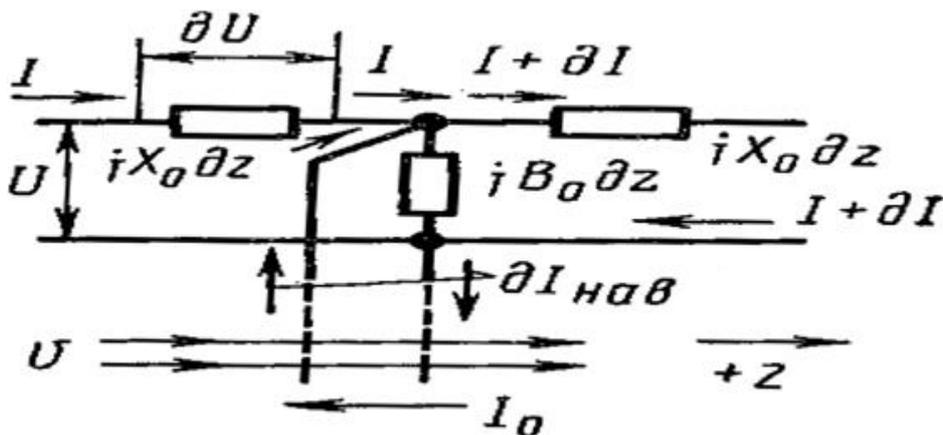


Рис. 6.6 — Эквивалентная схема элемента линии длиной dz

Подставим (6.14) в (6.13) и получим величину напряжения, создаваемого на ЗС модулированным по плотности конвекционным током $I_k = I_1$ в луче; обратное действие этого напряжения на электронный поток не учитывается:

$$U_1 = \frac{R_{св} \Gamma_0 \Gamma I_{k1}}{\Gamma^2 - \Gamma_0^2}, \quad (6.15)$$

здесь величины Γ и Γ_0 не известны.

Характеристическое уравнение ЛБВО позволит определить постоянную распространения Γ в присутствии электронного потока. Получим характеристическое уравнение, совместно решив уравнения (6.9) и (6.15). Для этого в уравнение (6.15) подставим (6.1) и E_{zm} , представив в виде

$$E_{zm} = -\frac{dU}{dz} = -gradU = \Gamma U_1.$$

Тогда характеристическое уравнение принимает вид:

$$\frac{R_c I_0}{2U_0} \frac{\Gamma^2 \Gamma_0 i K_{эл}}{(\Gamma_0^2 - \Gamma^2)(i K_{эл} - \Gamma)^2} = 1. \quad (6.16)$$

Скорости волны и потока соотносятся $v_\phi \leq v_0$, поэтому постоянная распространения Γ в присутствии луча не должна сильно отличаться от постоянной распространения в холодной лампе Γ_0 . Решаем (6.16) при близких значениях Γ , Γ_0 , $i K_{эл}$.

Электронное волновое число $K_{эл} = \frac{\omega}{v_0}$ равно постоянной холодной лампы, т.е. $\Gamma_0 = j K_{эл}$.

При наличии электронного потока (горячий режим), допустим, $\Gamma = \Gamma_0 + \xi$ незначительно отличается от Γ_0 на ξ — малую величину. Подставим Γ и Γ_0 в (6.16), преобразуем его, получим упрощенное характеристическое уравнение

$$\frac{R_c I_0}{2U_0} \frac{K_{эл}^2 (i K_{эл} + \xi)^2}{(i^2 K_{эл}^2 - (i K_{эл} + \xi)^2)(i K_{эл} - (i K_{эл} + \xi))^2} = 1;$$

$$\frac{R_c I_0}{2U_0} \frac{K_{эл}^2 (-K_{эл}^2)}{(-2\xi^3 i K_{эл})} = 1;$$

или
$$i C^3 \frac{K_{эл}^3}{\xi^3} = 1, \quad (6.17a)$$

где $C = \sqrt[3]{\frac{R_{св} I_0}{4U_0}}$ — безразмерный параметр усиления.

Решение характеристического уравнения (6.17a). Запишем его в виде

$$\xi = K_{эл} C \sqrt[3]{i} = K_{эл} C \delta, \quad (6.17)$$

где использовано обозначение $\sqrt[3]{i} = \delta$.

Если найдем δ , то сможем записать величину Γ в виде

$$\Gamma_m = \Gamma_0 + K_{эл} C \delta_m = i K_{эл} + K_{эл} C \delta_m. \quad (6.18)$$

Обозначим $\delta = e^{i\phi} = \sqrt[3]{i}$, откуда $i = e^{i3\phi}$, или $\cos 3\phi + i \sin 3\phi = i$.

Приравниваем действительные и мнимые части в последнем равенстве

$$\begin{cases} \cos 3\phi = 0 \\ \sin 3\phi = 1 \end{cases}, \text{ откуда } \begin{cases} 3\phi = 2\pi m + \frac{\pi}{2} \\ 3\phi = \frac{\pi}{2} + 2\pi m \end{cases} \text{ и} \\ \phi_m = \frac{\pi}{6} + \frac{2\pi m}{3}; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Задавая целочисленные значения m , получим величины углов ϕ_m . Запишем выражения $\delta_m = e^{i\phi_m}$ для разных m , представив его в виде

$$\delta_m = \cos\left(\frac{\pi}{6} + \frac{2\pi m}{3}\right) + i \sin\left(\frac{\pi}{6} + \frac{2\pi m}{3}\right).$$

Величина δ_m имеет 3 корня:

$$\delta_1 = \frac{\sqrt{3}^{m=0}}{2} + i0,5; \quad \delta_2 = -\frac{\sqrt{3}^{m=1}}{2} + i0,5; \quad \delta_3 = 0 - i1. \quad m=2$$

Подставляем найденные величины $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ в (6.18), получим Γ (для 4-ой волны Γ_4 приведено без вывода)

$$\Gamma_1 = iK_{эл} + CK_{эл} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i0,5 \right) = iK_{эл} (1 + 0,5C) + \frac{\sqrt{3}}{2} CK_{эл};$$

$$\Gamma_2 = iK_{эл} + CK_{эл} \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} + i0,5 \right) = iK_{эл} (1 + 0,5C) - \frac{\sqrt{3}}{2} CK_{эл};$$

$$\Gamma_3 = iK_{эл} + CK_{эл} (0 - i1) = iK_{эл} (1 - C) + 0;$$

$$\Gamma_4 = -K_{эл} \left[i \left(1 - \frac{C^3}{4} \right) \right] = -iK_{эл} (1 - 0,25C^3) + 0 \quad \text{— пропавший корень.}$$

(6.19)

Из соотношений (6.19) следует, что по ЗС в присутствии электронного потока и принятых допущений распространяются 3 волны, имеющие одинаковую структуру поля, но разные постоянные распространения. Фазовые постоянные распространения определяют фазовые скорости $v_{\phi 1}, v_{\phi 2}, v_{\phi 3}$.

$$\Gamma_1 = \alpha_1 + i\beta_1 = \alpha_1 + i\frac{\omega}{v_{\phi 1}}; \quad \Gamma_2 = \alpha_2 + i\beta_2 = \alpha_2 + i\frac{\omega}{v_{\phi 2}}; \quad (6.19a)$$

$$\Gamma_3 = \alpha_3 + i\beta_3 = \alpha_3 + i\frac{\omega}{v_{\phi 3}}; \quad \beta_i = \frac{\omega}{v_{\phi i}}.$$

Можно записать для каждой волны выражение фазовой скорости

$$v_{\phi 1} = \frac{v_0}{1+0,5C}; v_{\phi 2} = \frac{v_0}{1+0,5C}; v_{\phi 3} = \frac{v_0}{1-C}; v_{\phi 4} = -\frac{v_0}{1-0,25C^3}. \quad (6.20)$$

Фазовые скорости первой и второй волн несколько меньше скорости электронов v_0 . Третья и четвертая волны имеют несколько большую фазовую скорость, причем у 4-й волны фазовая скорость отрицательная, т.е. волна распространяется навстречу пучку. По величинам скоростей видно, что для взаимодействия с электронным потоком пригодны 1, 2-я волны.

Амплитудные постоянные распространяющихся волн (6.19a) и (6.19) равны

$$\alpha_1 = \frac{\sqrt{3}}{2}CK_{эл}; \quad \alpha_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2}CK_{эл}; \quad \alpha_3 = \alpha_4 = 0.$$

Первая волна имеет положительное затухание $\alpha_1 > 0$ и $v_{\phi 1} < v_0$; вторая волна имеет отрицательное затухание $\alpha_2 < 0$ и $v_{\phi 2} < v_0$; третья и четвертая по амплитуде не изменяются $\alpha_3 = \alpha_4 = 0$.

Выводы: а) Из всех волн пригодной для усиления колебаний является вторая волна; т.к., имея отрицательное затухание, амплитуда её возрастает по экспоненте $E_z = E_{mz} e^{i\omega t - \dot{\Gamma}z}$.

б) Поданная на вход ЗС волна при взаимодействии с пучком расщепляется на 3 волны, идущие в том же направлении, что и электронный поток. Распространяющаяся навстречу пучку четвертая волна (обратная) не зависит от качества согласования. Согласование может привести к изменению амплитуды или фазы этой волны. Наличие её создает связь выхода со входом лампы, может вызвать самовозбуждение. Это заставляет принимать меры к ослаблению обратной волны введением в замедляющую систему поглотителя (рис. 6.1). Искусственное затухание в замедляю-

щей системе может быть равномерно распределенным по всей ее длине или выполнено сосредоточенным и расположенным в определенном месте — поглощающая вставка. Длина этой вставки равна примерно $0,3 \div 0,5$ от длины замедляющей системы l лампы, а затухание до 20 дБ.

в) Амплитуда электрического поля волны, поданной на вход ЗС, в результате потери части своей энергии на модуляцию электронов по скорости падает на протяжении $z = (0,3 \div 0,5)l$ (рис. 6.7), далее располагается поглотитель. Группирование электронов происходит в пространстве поглощающей вставки, практически свободном от ВЧ-поля, и завершается к моменту выхода их из вставки. С момента выхода сгустки электронов (6), находясь в тормозящем поле, создают в ЗС наведенное ВЧ-поле. Частота следования сгустков совпадает с частотой входного сигнала. Электрическое поле нарастает вдоль замедляющей системы по экспоненте.

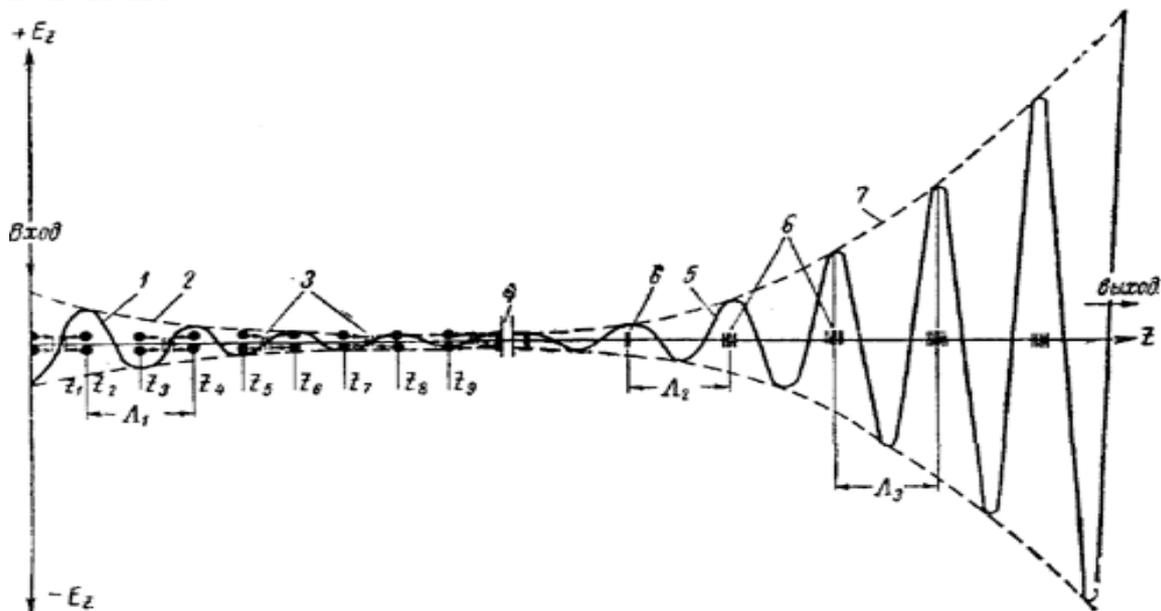


Рис. 6.7 — Процессы группировки потока и усиления амплитуды волны

6.3 Коэффициент усиления ЛБВ

Определим коэффициент усиления для второй волны, амплитуда которой нарастает по экспоненте, но в 3 раза меньше амплитуды поданного поля, т.к. входной сигнал делится поровну между тремя волнами.

$$E_{z2} = (E_{zbx})_2 e^{i\omega t - \Gamma_2 z} = (E_{zbx})_2 \frac{1}{3} e^{i(\omega t - K_{эл}(1+0,5C))} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} CK_{эл} z}, \quad (6.21)$$

где $(E_{zbx})_2$ — напряженность поля второй волны на входе ЗС.

Коэффициент усиления по мощности, согласно (4.27), определяется

$$\begin{aligned} K_{yP} &= 20 \lg \frac{1}{3} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} CK_{эл} l} = 8,68 \frac{\sqrt{3}}{2} CK_{эл} l + 20 \lg \frac{1}{3} = \\ &= 47,3C \frac{l}{\lambda_3} - 9,54 = 47,3CN - 9,54 \text{ [дБ]}, \end{aligned} \quad (6.22)$$

где $K_{эл} = \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_3}$; λ_3 — длина замедленной волны; $N = \frac{l}{\lambda_3}$ —

число замедленных длин волн вдоль длины ЗС; $C = \sqrt[3]{\frac{R_{св} I_0}{4U_0}}$ —

параметр усиления.

Уравнение коэффициента усиления K_{yP} не учитывает пространственный заряд, активные потери в ЗС и справедливо для линейного режима. Если представить (6.22) в общем виде с учетом пространственного заряда и учетом допустимого неравенства скоростей, то получим $K_{yP} = A + B \cdot (CN) - L_0$, где величины $A(q, b_p)$ и $B(q, b_p)$ определяются параметром пространственного

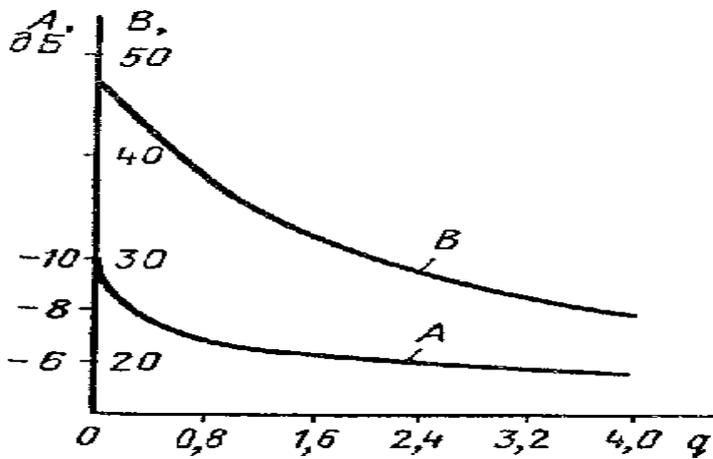


Рис. 6.8 — Зависимость коэффициентов А и В от величины q

заряда $q = \frac{1}{C^2} \frac{\omega_{nl}^2}{\omega^2}$,

причем $\omega_{nl} = \sqrt{\frac{e\rho_0}{m\varepsilon_0}}$ —

плазменная частота; и параметром неравенства скоростей потока и волны:

$$b_p = \frac{1}{C} \left(\frac{v_0}{v_{фх}} - 1 \right).$$

Учет пространст-

венного заряда показывает (рис. 6.8), что сгустки электронов расплываются быстрее, находясь в тормозящем поле, а при $b_p \neq 0$ теряют быстрее свою энергию и выходят из синхронизма скоростей, переходят в ускоряющее поле. При больших входных сигналах (E_{ex}) для увеличения коэффициента K_{yP} необходимо создать большой начальный рассинхронизм скоростей (b_p).

Оценка K_{yP} коэффициента усиления для линейного режима проводится подстановкой максимальных значений величин, входящих в уравнение

$$K_{yP} = -9,54 + 47,3CN - L_0 \quad [\text{дБ}]. \quad (6.23)$$

Параметр усиления имеет величину $C = 0,02 \div 0,2$, т.к. $R_{Cв} = 10 \div 100 \text{ Ом}$; отношение $\frac{I_0}{U_0} = 10^{-4} \div 10^{-5} \frac{1}{\text{Ом}}$; параметр $N = 10 \div 30$. Величина холодных потерь $L_0 \leq 20 \text{ дБ}$. Откуда коэффициент усиления составляет $30 \div 50 \text{ дБ}$.

Из (6.23) следует, что при увеличении N , т.е. увеличении длины спирали l , коэффициент усиления может возрастать неограниченно. Но при увеличении l уменьшается скорость электронов из-за отдачи кинетической энергии полю. А это приводит к нарушению условия $v_\phi \leq v_0$ и к уменьшению сигнала на выходе. Увеличить K_{yP} при возрастании амплитуды входного сигнала (рис. 6.9) можно, применив дополнительное ускорение электронов путем увеличения U_0 .

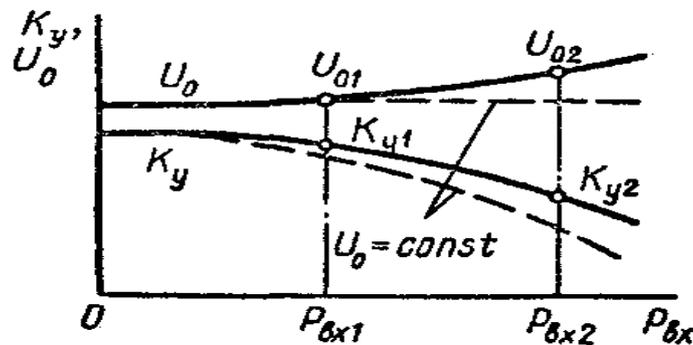


Рис. 6.9 — Поведение коэффициента усиления в ЛБВО при одновременном увеличении входной мощности

и ускоряющего напряжения

6.4 Коэффициент полезного действия ЛБВО

Теория малых амплитуд не дает ответа о предельной величине коэффициента полезного действия ЛБВО ($\eta_{эл}$), т.к. не может дать оценки допустимого различия скоростей волны и электронов. Определим электронный $\eta_{эл}$, используя для этого выражение мощности (2.21) на выходе ЗС:

$$P = \frac{|E_{zm}|^2}{2\beta_m^2 R_{св}}, \text{ где } \beta_m = \frac{\omega}{v_{фm}}. \quad (6.24)$$

Из (6.10) определим E_{zm} , подставив Γ_2 из (6.19), получим выражение

$$E_{zm} = \frac{-I_1 2U_0 \left(iK_{эл} - iK_{эл} + CK_{эл} \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} + 0,5i \right)^2 \right)}{iK_{эл} I_0},$$

от которого возьмем модуль для подстановки в (6.24)

$$E_{mz} = \frac{-I_1 U_0}{2I_0} C^2 K_{эл} (-i + 2\sqrt{3} + i3) = \frac{-I_1 U_0}{2I_0} C^2 K_{эл} 2(\sqrt{3} + i);$$

$$|E_{mz}| = \frac{I_1 U_0}{I_0} C^2 K_{эл} \sqrt{3+1} = \left| 2 \frac{I_1 U_0}{I_0} C^2 K_{эл} \right|;$$

$$P = \frac{|E_{mz}|^2}{2\beta_m^2 R_{св}} = \frac{2^2 I_1^2 U_0^2 C^2 K_{эл}^2}{2I_0^2 K_{эл}^2 R_{св}} = \frac{I_1^2 C U_0}{2I_0}.$$

В линейном режиме максимальная мощность, которая может быть получена от электронного потока, при максимальном значении величины переменного тока $I_1 = 2I_0$ (из $0,5U_1 I_1 = I_0 U_0 \rightarrow I_1 = 2I_0$) составляет:

$$P_{\max} = \frac{C U_0 4I_0^2}{2I_0} = 2I_0 U_0 C;$$

откуда $\eta_{эл \max} = 2C$. Для нелинейного режима [4]

$$\eta_{эл \max} = \xi \cdot C, \quad (6.25)$$

где $\xi \leq 2 \div 8$; $C = 0,02 \div 0,2$. Реальная величина $\eta_{эл} = 20 \div 35\%$.

Пути увеличения КПД ЛБВО

Скорость электронов при движении вдоль оси z уменьшается. Чтобы не нарушался синхронизм скоростей, следует постепенно уменьшать скорость волны v_ϕ путем конструктивного изменения шага ЗС (изохронные лампы). При этом способе встречаются технические трудности, хотя η можно увеличить в $1,4 \div 1,8$ раза.

Использование в ЗС лампы конструктивных скачков с несколькими коэффициентами замедления. В пределах каждого «скачка» v_ϕ остается постоянной, а значения постоянного напряжения на каждом скачке подбираются. Это увеличивает КПД до 50%.

Использование метода рекуперации — ступенчатого снижения постоянного напряжения на коллекторе, как в клистронах (раздел 5.9).

6.5 Характеристики ЛБВО

Характеристика взаимодействия — это зависимость выходной мощности от ускоряющего напряжения $P_{\text{вых}} = f(U_0)$ при $f = \text{const}$, постоянной входной мощности $P_{\text{вх}} = \text{const}$ и постоянном токе прибора. Наблюдается максимум выходной мощности при некотором оптимальном U_0 (рис. 6.10), что соответствует наилучшим условиям группировки и передачи энергии электронами волне. Изменения U_0 допускаются в пределах $\pm 1 \div 2\%$.

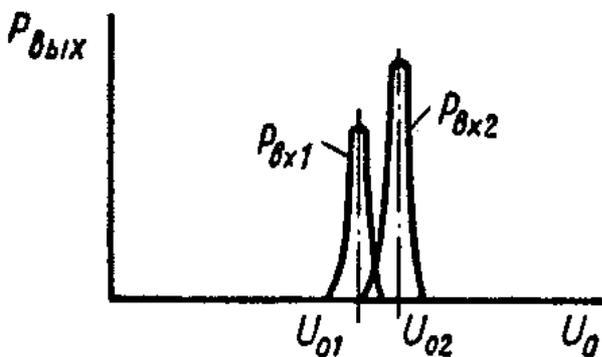


Рис. 6.10 — Характеристика взаимодействия ЛБВО

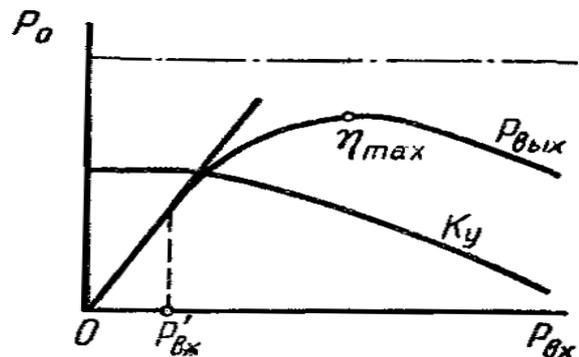


Рис. 6.11 — Амплитудная характеристика

Амплитудная характеристика (рис. 6.11) — это зависимость $P_{\text{вых}} = f(P_{\text{вх}})$ или $K_y = K_{yP} = f(P_{\text{вх}})$ при постоянных вели-

чинах частоты, токе луча и U_0 . При малых уровнях входного сигнала коэффициент усиления имеет наибольшую величину и остается практически постоянным. В этой области работают обычно усилители малых сигналов. С дальнейшим ростом P_{ex} коэффициент усиления K_y монотонно убывает, т.к. с увеличением P_{ex} растет напряженность ВЧ-поля на ЗС, возрастает модуляция скорости, группирование электронов по плотности и разгруппировка. Режим максимальной выходной мощности и наибольшего КПД используется в мощных выходных усилительных ЛБВ.

Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) — зависимость коэффициента усиления от частоты $K_y = \varphi(\omega)$ при $U_0 = \text{const}$, постоянной входной мощности и постоянном токе катода. (рис. 6.12).

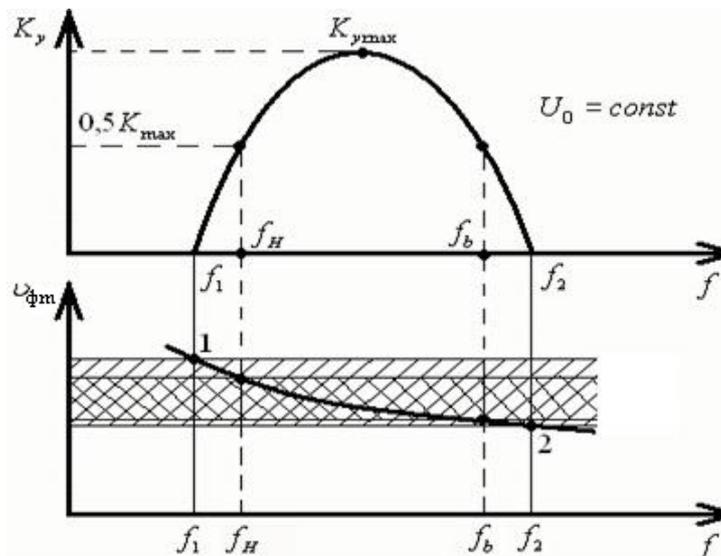


Рис. 6.12 — Амплитудно-частотная и дисперсионная характеристики

Куполообразность кривой АЧХ объясняется дисперсионной характеристикой ЗС и качеством согласования на входе и выходе. Заштрихованная область дисперсионной характеристики охватывает область частот, где имеется синхронизм скоростей потока и волны при $U_0 = \text{const}$ и, следовательно, имеется усиление сигнала. При дальнейшем изменении частоты сигнала происходит нарушение синхронизма скоростей. Точкам пересечения 1 и 2 кривой $v_{\phi}(\omega)$ соответствует $K_y = 0$ на частотах f_1 и f_2 . Полоса про-

пускания определяется частотами f_H и f_b , при которых уменьшается K_y до $0,5K_{y\max}(P)$ по мощности. При слабой дисперсии (наблюдается в спиральных ЗС) отношение частот равно «октаве», т.е. $f_b/f_H = 2$.

Фазовая характеристика — зависимость разности фаз $\Delta\phi$ выходного и входного сигналов от различных факторов, например от частоты сигнала, от ускоряющего напряжения или от входной мощности (рис. 6.13).

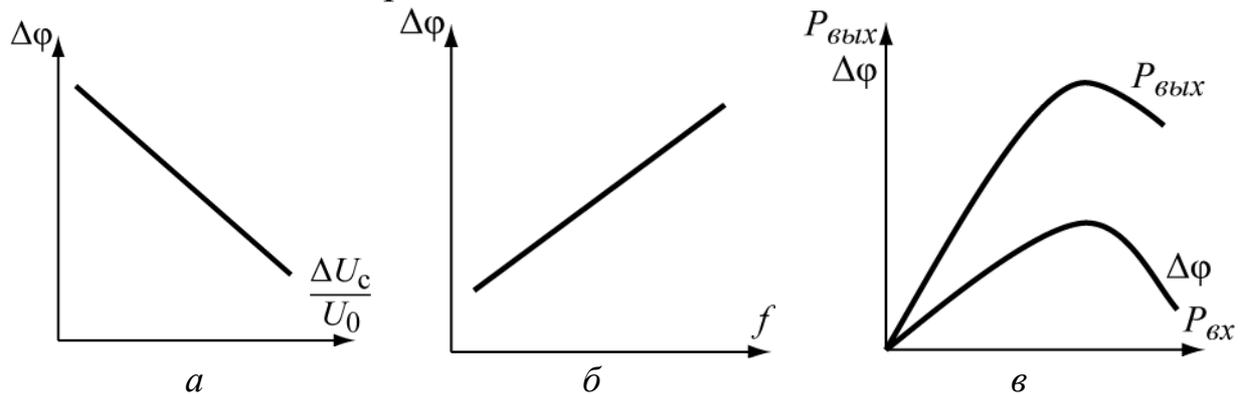


Рис. 6.13. Фазовые характеристики ЛБВО:

a — зависимость $\Delta\phi$ от $\Delta U_0/U_0$; *б* — зависимость $\Delta\phi$ от частоты;
в — зависимость $\Delta\phi$ от входной мощности

Эти характеристики необходимы для оценки искажений сигнала с широким спектром частот (в усилителях импульсных сигналов). Ускоряющим напряжением U_0 определяется скорость электронов v_0 , а следовательно, время пролета в ЗС. Время пролета электронов пропорционально электрической длине N , которая равна $10 \div 30$. Следовательно, небольшие отклонения ΔU_0 от U_0 должны приводить к значительному изменению фазы выходного сигнала $\Delta\phi$. ЛБВО, используемая для регулировки разности фаз, называется электронным фазовращателем

$\Delta\phi \approx -105N \left(\frac{\Delta U_0}{U_0} \right)$ град, $N = \frac{l}{\lambda_s}$. Когда нежелательно $\Delta\phi(U)$,

необходимо применять стабилизацию напряжения U_0 . На рис. 6.13, *в* показана паразитная фазовая модуляция, наблюдающаяся при усилении модулированных по амплитуде сигналов.

Чувствительность и шумы в ЛБВ характеризуют способность усиливать слабые сигналы (раздел 4.5). Предел чувствительности определяется собственными шумами ЛБВ. Источники шумов ЛБВ: флуктуации плотности конвекционного тока и скоростей электронов, эмитированных катодом (дробовой шум); оседание электронов на ЗС при движении к коллектору; ионные шумы за счет остаточных газов; тепловые шумы и шумы вторичной эмиссии.

Для достижения минимального коэффициента шума при разработке приборов следует устранить источники шумов, для этого рекомендуется:

- а) применять электронные пушки многоанодной конструкции с трубкой дрейфа перед входом в ЗС, снижать ток луча до величин $100 \div 200$ мкА;
- б) располагать вход ЗС в область узла стоячей шумовой волны, существующей в пространственном заряде. Отсчет расстояния ведется от катода;
- в) использовать тонкий, хорошо сфокусированный соленоидом электронный пучок;
- г) использовать дополнительное охлаждение ЛБВ;
- д) не допускать вторичной эмиссии коллектора.

6.6 Лампа обратной волны типа О (ЛОВО)

ЛОВО — электровакуумный прибор СВЧ-диапазона, в котором используется длительное взаимодействие сгруппированного потока электронов с полем волны обратной пространственной гармонике, распространяющейся вдоль замедляющей системы. **ЛОВО** используются как маломощные генераторы с электронной перестройкой частоты. Схема устройства ЛОВО на рис. 6.14.

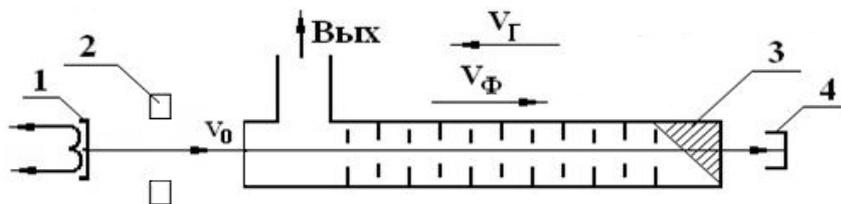


Рис. 6.14 — Схема устройства ЛОВО:

1 — катод; 2 — анод электронной пушки; 3 — замедляющая

система типа встречных штырей заканчивается поглотителем;

4 — коллектор

Принцип действия ЛОВО состоит в следующем: электронная пушка создаёт пучок электронов, движущийся к коллектору со скоростью v_0 . Заданное сечение пучка сохраняется постоянным магнитным полем фокусирующей системы. Электронный поток создает в замедляющей системе наведенный ток и электромагнитное поле на одной из пространственных гармоник m , для которой выполнено условие фазового синхронизма ($v_{\phi m} < v_0$). В отличие от ЛБВО в ЛОВО направления фазовой и групповой скоростей волны в ЗС противоположны. При взаимодействии с волной электроны группируются в тормозящем поле волны, движутся к коллектору, к концу замедляющей системы, а энергия электромагнитной волны — им навстречу, к началу замедляющей системы, где расположен выход энергии. При этом между полем волны и электронным потоком возникает положительная обратная связь, когда волна, отдавая часть своей энергии на группировку электронов, приобретает большее её количество за счет взаимодействия с более сгруппированным электронным потоком. В ЛОВО используются замедляющие системы, в которых основной обратной пространственной гармоникой является минус первая (системы типа «встречные штыри» или «двухзаходная спираль», см. раздел 2). Для устранения возможных отражений мощности от вывода энергии лампы из — за не идеальности согласования с нагрузкой применяют поглотитель, располагаемый у коллектора. Эта отраженная мощность при повторном отражении со стороны коллектора взаимодействует с электронным потоком, изменяя величину выходной мощности не одинаково на разных частотах. Поглотитель, поглощая отраженную мощность, стабилизирует работу генератора.

Для самовозбуждения ЛОВО необходимо обеспечить баланс фаз и амплитуд.

Баланс фаз состоит в том, что образовавшийся сгусток электронов не должен выходить из тормозящего полупериода поля до конца ЗС, т.е. относительный сдвиг фаз волны и сгустка — Φ не должен превышать π :

$$\Phi = \frac{\omega l}{v_{\phi(-1)}} - \frac{\omega l}{v_0} = (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (6.26)$$

где $v_{\phi(-1)} = \frac{\omega D}{\beta_0 D - 2\pi}$ — фазовая скорость гармоники $m = -1$, согласно (2.15).

Первое слагаемое в (6.26) характеризует изменение фазы волны при её движении вдоль замедляющей системы длиной l , второе слагаемое — изменение фазы (угол пролета) электронного сгустка за время его движения на этом же пути. Очевидно, что в общем случае Φ может быть равно нечетному числу π .

Таким образом, условие фазового баланса может выполняться при различных углах пролета электронных сгустков в поле волны. При $n = 0$ электронный сгусток при движении смещается относительно волны на угол π (основной вид колебаний); при $n = 1$ на 3π (колебания первого порядка) и т.д. в зависимости от значения n . Число n называют *порядком колебаний* в ЛОВО, или *номером зоны генерации*. Переход от одной зоны генерации к другой осуществляется при помощи изменения скорости v_0 , которое, в свою очередь, определяется изменением U_0 . Генерируемая длина волны, если известна фазовая скорость для гармоники $m = -1$ и ускоряющее напряжение, определяется в виде

$$\lambda = \frac{2l}{2n + 1} \left(\frac{c}{v_{\phi(-1)}} - \frac{505}{\sqrt{U_0}} \right). \quad (6.27)$$

Изменение длины волны (частоты) генерируемых колебаний при изменении напряжения U_0 (*электронная перестройка частоты*) объясняется тем, что при изменении U_0 происходит изменение скорости электронов v_0 и, согласно условию фазового синхронизма ($v_{\phi} \leq v_0$), — фазовой скорости волны. Поскольку для обратных пространственных гармоник $\partial v_{\phi} / \partial \omega > 0$, то с увеличением напряжения частота генерируемых колебаний увеличивается.

Крутизна электронной перестройки ЛОВО определяется соотношением

$$S_f = \partial \lambda / \partial U_0 = (\lambda / 2U_0)(1 + v_0 / v_{\phi})^{-1}. \quad (6.28)$$

Баланс амплитуд генератора на ЛОВО предусматривает, что энергия, получаемая волной в результате взаимодействия с электронным потоком за вычетом потерь в ЗС, должна быть достаточной для поддержания $P_{вых}$. Для этого в ЛОВО необходимо создать *пусковой ток*. Величина пускового тока для основного порядка колебаний ($n = 0$) определяется

$$I_{пуск} \approx 0,124 \cdot \frac{U_0}{R_{св} \cdot N^3}. \quad (6.29)$$

С ростом номера колебаний пусковой ток увеличивается, поэтому генераторы на ЛОВО обычно работают на колебании основного порядка. Для предотвращения самовозбуждения колебаний высших порядков следует оптимальную величину рабочего тока пучка в основной зоне генерации $I_{0онт}$ не делать больше пускового тока колебания первой зоны генерации $I_{пуск(1)} = 6,3 I_{пуск(0)}$, т.е. должно выполняться $I_{0онт} \leq (5 \div 6) I_{пуск(0)}$, или $I_{пуск(1)} > I_{0онт}$.

Электронный КПД ЛОВО определяется величиной параметра усиления

$$\eta_e \approx 0,84C \approx 2/(\pi N). \quad (6.30)$$

Колебательная мощность P_e генератора на ЛОВО определяется из

$$P_e = \eta_e U_0 (I_0 - I_{пуск}). \quad (6.31)$$

Основные выходные характеристики генераторной ЛОВО приведены в разделе 4.5, на рисунке 6.15 приведены режимные характеристики — зависимости частоты, выходной мощности и крутизны перестройки частоты от ускоряющего напряжения U_0 , которые сняты при постоянном токе с катода.

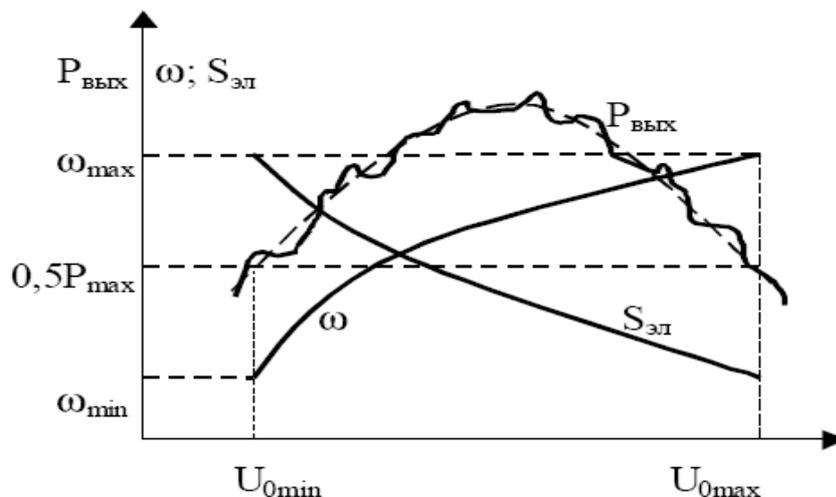


Рис. 6.15 — Зависимости частоты, выходной мощности и крутизны перестройки частоты от ускоряющего напряжения U_0 в ЛОВО

ЛОВО широко используются в автоматических измерителях КСВ и потерь в качестве свип – генераторов. Они разработаны на все поддиапазоны длин волн от метрового до децимиллиметрового (субмиллиметрового) Электронная перестройка частоты в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне составляет около половины октавы. В ЛОВО выходная мощность составляет от нескольких десятков милливатт до нескольких ватт. Соответственно, электронный КПД ЛОВО $2 \div 5 \%$.

Глава 7. МАГНЕТРОНЫ — РЕЗОНАНСНЫЕ ПРИБОРЫ ТИПА М

7.1 Устройство магнетрона

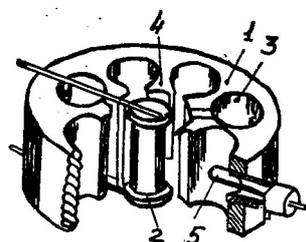


Рис. 7.1 — Схема устройства многорезонаторного магнетрона

Магнетрон прибор М-типа, в котором замкнутый электронный поток взаимодействует с СВЧ- полем замкнутой колебательной системы (ГОСТ 23769 - 79).

Приборам со скрещенными постоянными ($\vec{E} \perp \vec{B}$) полями (приборы типа М) свойственны значения КПД до $70 \div 85 \%$, что обусловило их широкое применение в качестве автогенераторов и усилителей. Разработаны различные модификации таких

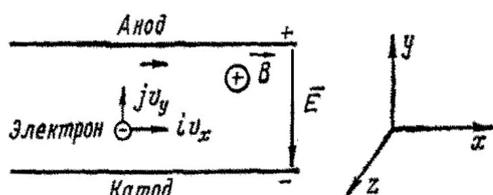


Рис. 7.2 — Положение электрона в системе координат в скрещенных полях

приборов: ЛОВ и ЛБВ типа М, митроны, платинотроны, карматроны и др. Прообразом этой серии приборов является многорезонаторный магнетрон — мощный автогенератор СВЧ, КВЧ, ГВЧ диапазонов.

Схема устройства магнетрона показана на рис. 7.1.

Прибор представляет цилиндрический диод, на оси которого находится нагреваемый катод (2). Анодный блок (1) состоит из N числа одинаковых резонаторов (3) и образует свернутую в кольцо (замкнутую) замедляющую систему (ЗС). В одном из резонаторов располагается петля связи (5) (или отверстие связи), с помощью которой энергия высокочастотного поля отводится к нагрузке.

В пространстве взаимодействия, расположенном между анодом и катодом, параллельно оси прибора создается постоянное магнитное поле. Постоянное электрическое поле образуется внешним источником напряжения, положительный потенциал которого находится на аноде (анодный блок всегда заземляется), а отрицательный — соединен с катодом.

7.2 Движение электронов в скрещенных полях

Введем плоскую систему координат, как показано на рис. 7.2, и обозначим \vec{E} — вектор напряженности электрического поля; \vec{B} — вектор магнитной индукции. Тогда $U_a = d \cdot E$ — анодное напряжение; $d = r_a - r_k$ — расстояние между анодом и катодом; r_a, r_k — радиусы анода и катода.

Для того чтобы понять принцип работы магнетрона, рассмотрим вначале особенности движения электронов в статическом режиме (без высокочастотных полей).

Уравнение движения электрона (1.5) в этом случае будет вида:

$$m d\vec{v} / dt = m \cdot d^2\vec{r} / dt^2 = -e[\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]]. \quad (7.1)$$

Если в (7.1) подставить выражения для векторов \vec{E} , \vec{B} , \vec{v} , перейти от векторной формы уравнения к координатной (прямоугольной), то получим:

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{eB}{m} \frac{dy}{dt} = -\omega_u \frac{dy}{dt}; \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{eE}{m} + \frac{eB}{m} \frac{dx}{dt} = -\omega_u \left(v_u + \frac{dx}{dt} \right); \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= 0,\end{aligned}\quad (7.2)$$

где $\omega_u = \frac{eB}{m}$ — циклотронная частота; $v_u = \frac{E}{B} = \frac{[\vec{E} \cdot \vec{B}]}{B^2}$ — циклотронная скорость. Решение (7.2) проводится [11] для общего случая, и при следующих начальных условиях: в момент $t = 0$ координаты электрона были $x = x_0$; $y = y_0$; $z = z_0$; скорости v_{x0} , v_{y0} , v_{z0} , будет иметь вид:

$$\begin{aligned}x &= x_0 + v_{y0}t - R \left(1 - \frac{v_{x0}}{v_u} \right) \sin \omega_u t - \frac{v_{y0}}{\omega_u} (1 - \cos \omega_u t); \\ y &= y_0 - \frac{mE}{eB^2} (1 - \cos \omega_u t) \left(1 - \frac{B}{E} v_{x0} \right) + \frac{v_{y0}}{\omega_u} \sin \omega_u t = \\ &= -R(1 - \cos \omega_u t) \left(1 - \frac{v_{x0}}{v_u} \right) + \frac{v_{y0}}{\omega_u} \sin \omega_u t; \\ z &= z_0.\end{aligned}\quad (7.3)$$

Для магнетрона катод лежит в плоскости $y_0 = 0$ (рис. 7.2), начальные скорости электронов с катода отсутствуют, решение имеет вид [2]

$$\begin{aligned}x &= x_0 + v_{y0}t - R \sin \omega_u t; \\ y &= -R(1 - \cos \omega_u t); \\ z &= z_0.\end{aligned}\quad (7.4)$$

Движение электрона (7.4) происходит в плоскости (x, y) по траектории, называемой циклоидой. Циклоида — кривая, описываемая точкой окружности, катящейся без скольжения по прямой

линии. (если точка находится на плоскости или вне круга, то описываемая ею кривая называется трохойдой, или, в первом случае, укороченной циклоидой, во втором случае — удлиненной циклоидой). Различные виды циклоиды показаны на рис. 7.3.

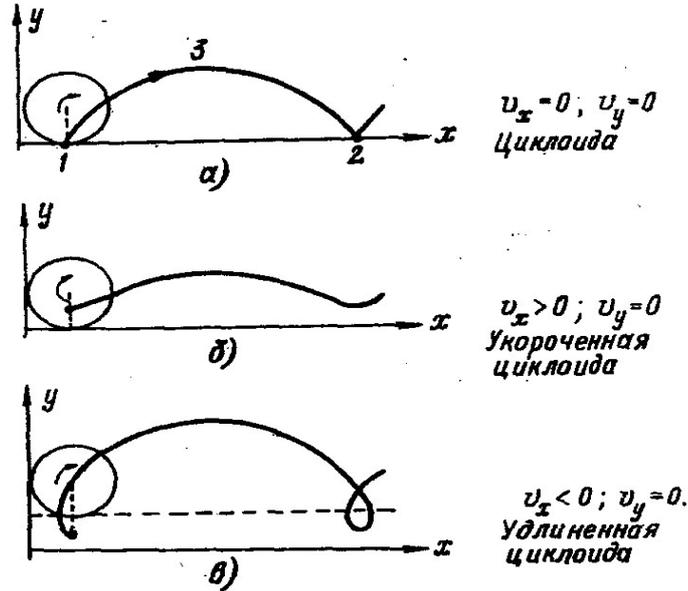


Рис. 7.3 — Формы траекторий движения электрона в зависимости от его местонахождения на плоскости катящегося без скольжения круга

Радиус катящегося круга $R = \frac{mE}{eB^2} = \frac{mU_a}{edB^2}$, скорость его движения v_y . Таким образом, электрон совершает: поступательное движение со скоростью v_y и вращательное - с угловой скоростью $\Omega = v_y / r_a$. Полное время пролета электрона τ к вершине циклоиды и обратно к катоду определяется магнитной индукцией

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_y} = \frac{2\pi m}{eB}. \quad (7.5)$$

Если в работающем магнетроне увеличивать напряжение U_a или уменьшать магнитную индукцию B , то кривизна траекторий уменьшается, радиус увеличивается и при некоторых $U_{акр}$, $B_{кр}$ электрон попадет на анод, циклоидальный режим прекратится. Критические значения $B_{кр}$ и $U_{акр}$ можно найти из условия $2R = d$. Получаем соотношение, называемое параболой критического режима:

$$U_{a\text{кр}} = \frac{e(r_a - r_k)^2}{2m} B_{\text{кр}}^2. \quad (7.6)$$

Для цилиндрического магнетрона соотношение (7.6) имеет вид

$$B_{\text{кр}} = \frac{0,68 \cdot 10^{-5} \sqrt{U_{\text{кр}}}}{r_a \sqrt{1 - (r_k/r_a)^2}}. \quad (7.6a)$$

На рис. 7.4 построена по (7.6) парабола критического режима, разделяющая рабочую (ниже параболы) и нерабочую (выше параболы) области. В работающем магнетроне значения величин U_a и B следует выбирать справа от параболы критического режима.

В пространстве взаимодействия электрон обладает потенциальной энергией, которая максимальна и равна eU_a у катода и обращается в нуль возле анода.

В статическом режиме (в отсутствие СВЧ - колебаний) при движении электрона по циклоидальной кривой, как показано на рис. 7.3, а, его потенциальная энергия в точках возврата 1 и 2 равна eU_a , а на вершине (точка 3) она меньше на величину кинетической энергии, которая определяется выражением $0,5mv_{(3)}^2$, где $v_{(3)} = 2v_y$ — скорость на вершине циклоиды в два раза больше скорости движения центра катящегося круга. Таким образом, при циклоидальном движении электрон не меняет своей полной энергии, она периодически переходит из потенциальной в кинетическую и обратно.

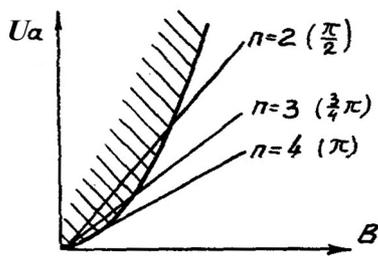


Рис. 7.4 — Парабола критического режима для выбора анодного напряжения и магнитной индукции

7.3 Виды колебаний в магнетроне

Рассмотрим замкнутую цепочку из N идентичных резонаторов расположенных на равных расстояниях по внутренней поверхности анодного блока (рис. 7.1). В динамическом режиме между анодом и катодом суще-

ствуется переменное электромагнитное поле, с которым взаимодействуют электроны, вращающиеся вокруг катода. При этом электроны и электромагнитная волна обмениваются энергией при совпадении их скоростей. Процессы, происходящие в магнетроне, легко понять, если знать структуру ВЧ-поля в пространстве взаимодействия. Точное решение электродинамической задачи о структуре поля в пространстве взаимодействия затруднительно из-за сложной конфигурации поверхности анода. Обычно используется приближенный подход, основанный на том, что поле в пространстве взаимодействия обусловлено краевым эффектом в щелях резонаторов, который проявляется в «провисании» электрических силовых линий. При таком подходе задача сводится к изучению собственных колебаний в цепочке из N резонаторов, связанных друг с другом и свернутых в кольцо.

При решении поставленной задачи примем следующие допущения: все резонаторы считаем одинаковыми и не имеющими потерь; резонатор заменяем контуром с сосредоточенными индуктивностью L и емкостью C ; связь между контурами индуктивная (при коротких вдоль оси z анодах) или емкостная — в случае длинных анодов; взаимодействуют лишь соседние контуры.

Выделим из цепочки резонаторов три произвольных рядом расположенных контура (рис. 7.5), в которых протекают токи с комплексными амплитудами J_{k-1} , J_k , J_{k+1} ($k = 1, 2, \dots, N$). Запишем для каждого контура уравнение Кирхгофа относительно напряжений:

$$J_k \left(i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \right) - i\omega M (J_{k-1} + J_{k+1}) = 0. \quad (7.7)$$

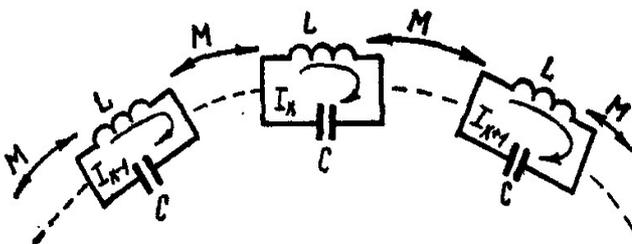


Рис. 7.5 — Эквивалентная схема колебательной системы магнетрона

Решение (7.7) ищется в форме $J_k = Ae^{\gamma k}$, где A и γ — неизвестные, подлежащие определению. Система контуров (рис. 7.5) является полосовым фильтром. В пределах его полосы пропуска-

ния затухание волны отсутствует, так как контуры — без потерь. Поэтому $\gamma = i\psi$, и токи \dot{J}_k , \dot{J}_{k+1} отличаются лишь сдвигом фазы на угол ψ . Подставляя $J_k = Ae^{i\psi k}$ в (7.7) и сократив на $Ae^{i\psi k}$, получаем для величины ψ уравнение:

$$\cos \psi = \frac{1 - \omega_0 / \omega}{2M / L}, \text{ где } \omega_0 = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Отсюда найдем рабочую частоту ω , при которой образуется фазовый сдвиг ψ на ячейку волны, проходящей через систему контуров:

$$\omega_n = \omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{2M}{L} \cos \psi}}. \quad (7.8)$$

В случае электрической связи между резонаторами частоты и длины волн видов колебаний в магнетроне определяются выражениями [2], [3]:

$$\omega_n = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{C_1}{2C} (1 - \cos \psi)}}, \quad \lambda_n = \lambda_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{C_1}{2C} (1 - \cos \psi)}, \quad (7.8a)$$

где C_1 — емкость связи между сегментом анода (ячейка резонатора) и катодом; C — емкость одного резонатора. Зависимость ω от ψ_n приведена на рис. 7.6.

Рассматриваемая цепочка контуров замкнута в кольцо (первый контур связан с N -ым), сдвиг фазы на один резонатор ψ , а суммарный набег фаз должен быть

$$N\psi = 2\pi n. \quad (7.9)$$

Сдвиг фаз ψ на основной волне $3C$ происходит в пределах периода $-\pi < \psi \leq \pi$. Поэтому в (7.9) следует задавать $|n| = 0, 1, \dots, \frac{N}{2}$. Число резонаторов в магнетроне N четное.

Уравнения (7.8), (7.8a), (7.9) определяют частоты собственных колебаний системы связанных контуров, замкнутых в кольцо. На рис. 7.6 по этим уравнениям построена зависимость между фазами ψ_n и частотами ω . Каждому значению n отвечает определенная величина ψ_n (набег фазы на один резонатор) и определенная собственная частота ω_n . В магнетроне принято говорить о ви-

дах колебаний, характеризуя их значением n , фазой ψ_n или собственной частотой ω_n . Из рис. 7.6 видно, что для всех видов колебаний, кроме видов π и 0 , собственные частоты попарно совпадают.

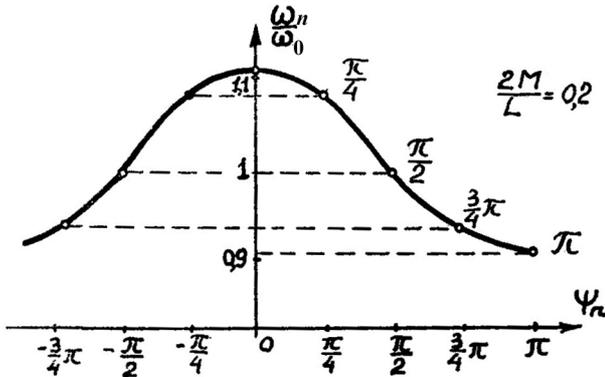


Рис. 7.6 — Зависимость частоты от фазового сдвига на ячейку при разных n

время прохождения волной пути l , которое находится из $\psi = \omega \cdot \Delta t = \omega(t_2 - t_1) = 2\pi n/N + 2\pi m$ и имеет вид $\Delta t = 2\pi n/(N\omega) + mT$. Откуда

$$v_{\phi mn} = \omega r_a / (n + mN). \quad (7.10)$$

Колебания вида $n = 0$ («синфазный вид») не возбуждаются, так как фазовая скорость этой волны на основной гармонике (7.10) бесконечно велика и невозможно обеспечить синхронизм с электронами. Практически резонаторы магнетронов работают на противофазных колебаниях вида π , поэтому используется четное число резонаторов.

На длине кольца связанных контуров укладывается целое число длин волн Λ , определяемое значением n . Структура поля для видов с равными $|n|$ совпадает, так что имеет смысл говорить далее лишь о значениях $1 \leq n \leq N/2$.

Распределение тангенциальной составляющей высокочастотного поля E_t при $t = \text{const}$ в восьмirezонаторном магнетроне на виде колебаний $n = 2$ показано на рис. 7.7. Расстояние между точками с одинаковой фазой определяет длину волны Λ данного вида (на рисунке изображены две длины волны, т.к. $n = 2$). Для колебания вида π на всей кольцевой ЗС укладывается $N/2$ длин Λ_π .

Фазовая скорость волны в замкнутой ЗС на n -ом виде колебаний и m -ой гармонике определяется выражением $v_{\phi mn} = l/\Delta t$, где $l = (2\pi r_a)/N$ — расстояние между двумя ближайшими резонаторами вдоль поверхности анода; $\Delta t = t_2 - t_1$ —

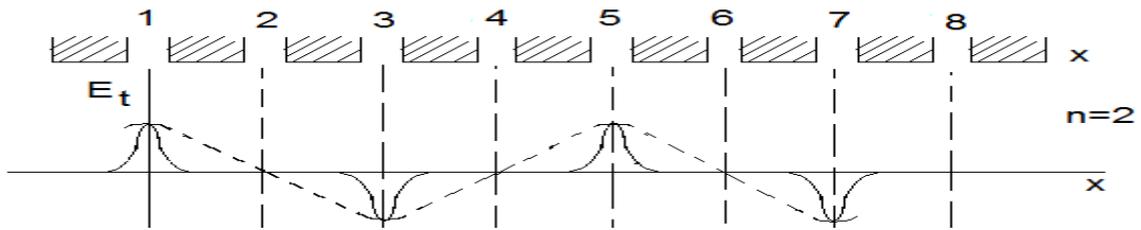


Рис. 7.7 — Распределение тангенциальной составляющей E -поля вдоль поверхности анода магнетрона на виде колебаний $n = 2$ при $N = 8$. Пунктиром показано число длин волн, соответствующее виду колебания $n = 2$

Дисперсионная характеристика магнетрона на основной гармонике для любого n находится из (7.10) и имеет вид

$$\frac{v_{\phi}}{c} = \frac{1}{K_3} = \frac{1}{\lambda_0} \frac{2\pi r_a}{n} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) = \frac{1}{\lambda_0} \frac{2\pi r_a}{n} \left(\frac{f}{f_0} \right), \quad (7.11)$$

где λ_0 — резонансная длина волны одного контура анодного блока. По приведенной формуле с помощью (7.8) на рис. 7.8 построена дисперсионная характеристика. При расчете принималось: $r_a = 0,5$ см; $L/M = 0,1$; $N = 8$; $\lambda_0 = 10$ см. Точками на этом рисунке отмечены значения $V_{\phi n}$ и $f_n = f$ для восьмirezонаторного магнетрона. Для синфазного вида $\psi = 0$ фазовая скорость бесконечно велика, как уже отмечалось ранее.

Из рис. 7.8 видно, что π -вид имеет наименьшую фазовую скорость и что дисперсия замедляющей системы аномальная (фазовая скорость растет с увеличением частоты). Можно получить из выражения для групповой скорости (2.17), что основная волна в данной ЗС — обратная, т.е. направление фазовой скорости противоположно групповой.

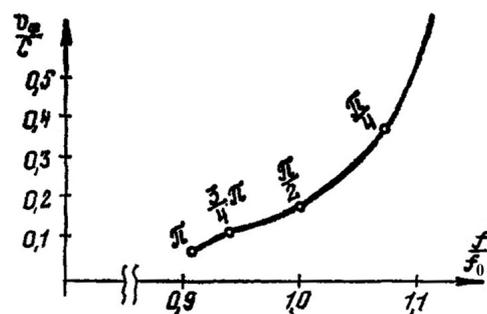


Рис. 7.8 — Дисперсионная характеристика ЗС магнетрона

Разделение видов колебаний по частоте очень важно для стабильной работы магнетрона. Работа магнетрона на π -виде не сопровождается скачкообразным переходом на другие виды, если частота ближайшего к нему вида колебания отличается не менее чем на 3 %. Из рис. 7.8 следует, что ближайший к π -колебанию вид $3\pi/4$ отличается по частоте примерно на 3 %. Для увеличения разделения частот при $N > 10$ необходима большая связь между контурами. С этой целью в магнетроне применяются так называемые связки (рис. 7.9, а, в).

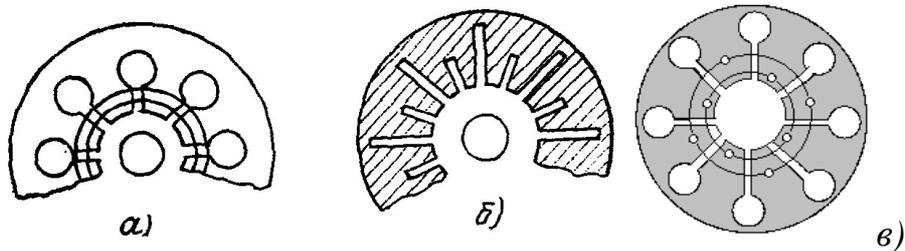


Рис. 7.9 — Методы разделения вида колебаний в магнетроне

Они представляют металлические кольца — шины, располагаемые на торцах анодного блока, которые соединяют эквипотенциальные для π -вида сегменты через один (рис. 7.9, в). В магнетронах СМВ, ММВ и ДММВ используется иной способ разделения частот — разнорезонаторные анодные блоки (рис. 7.9, б). При этом собственные частоты системы распадаются на две группы (рис. 7.10, б), соответствующие «длинноволновым» и «коротковолновым» резонаторам. Выбором размеров резонаторов удастся частоту π -вида расположить между обеими группами и обеспечить требуемое разделение частот. На рис. 7.10, а, б показано распределение резонансных длин волн для разных видов колебаний анодных блоков магнетронов с различными способами разделения частот.

Разделение частот может быть оценено с помощью соотношения [4]

$$\zeta = \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_{(N/2)} - \lambda_{(N/2)-1}}{\lambda_{(N/2)}} \cdot 100\% . \quad (7.12)$$

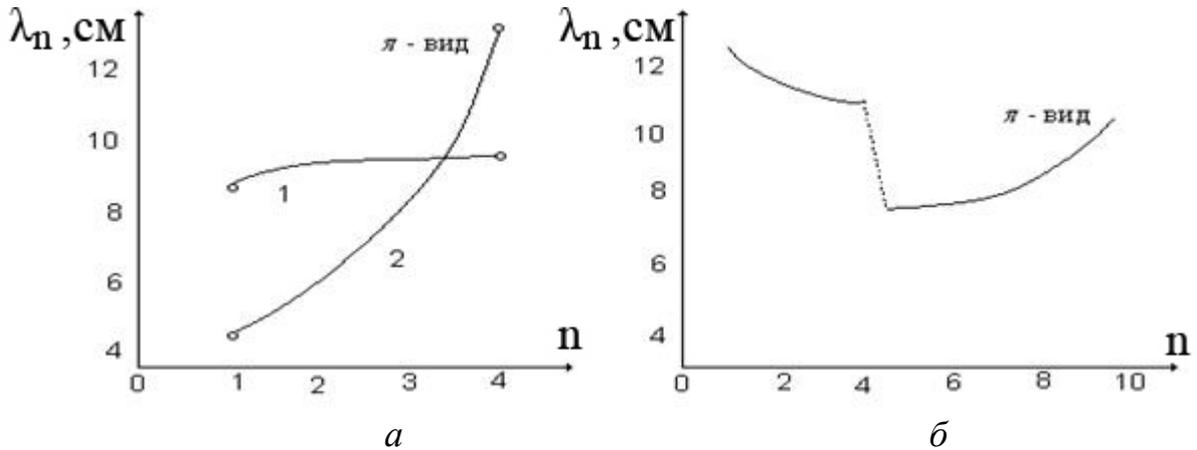


Рис. 7.10. Распределение резонансных длин волн для разных видов колебаний

(n — целое число) анодных блоков магнетронов

10-сантиметрового диапазона:

a — резонаторный блок при $N = 8$: кривая 1 — блок без связей, кривая 2 — тот же блок с двойными и двухсторонними связками;

$б$ — разнорезонаторный блок, $N = 20$

В случае анодных блоков со связками используется формула

$$\zeta = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1 - \sqrt{\frac{1}{1 + \beta_{св}}},$$

где

$$\beta_{св} = \frac{C_{св}}{C_{\Sigma}} \left(\frac{\lambda_{\pi}}{2\pi r_{св}} \right)^2 \cdot \left\{ 1 + \frac{C_{св}}{C_{\Sigma}} \left(\frac{hN}{2\pi r_{св}} \right)^2 \right\}^{-1}; \quad (7.13)$$

h — высота анодного блока;

$r_{св}$ — радиус шины связей;

$$C_{\Sigma} = C_0 + C_1 + C_{св}.$$

7.4 Формирование электронных сгустков. Условие синхронизма в магнетроне

Высокочастотное поле ЗС магнетрона представляет бегущую со скоростью v_{ϕ} волну. С другой стороны, облако электронов вращается вокруг катода со скоростью v_u

$$v_u = v_0 = E_0/B. \quad (7.14)$$

Взаимодействие электронов с полем происходит при выполнении условия равенства скоростей $v_\phi = v_0 = v_u$.

Рассмотрим процессы группировки и отдачи энергии электронами полю волны, протекающие при выполнении этого условия.

Для этого рассмотрим поведение типичных электронов, находящихся в разных участках пространства взаимодействия в присутствии постоянного и переменного полей.

На рис. 7.11 для фиксированного момента времени изображено постоянное E_0 и переменное электрическое поле резонаторов E , имеющее радиальную — E_r и тангенциальную E_τ составляющие, которые периодически изменяются в пространстве. Суммарное электрическое поле $E_\Sigma = E_0 + E_\sim$ в различных точках пространства взаимодействия имеет различную величину и направление.

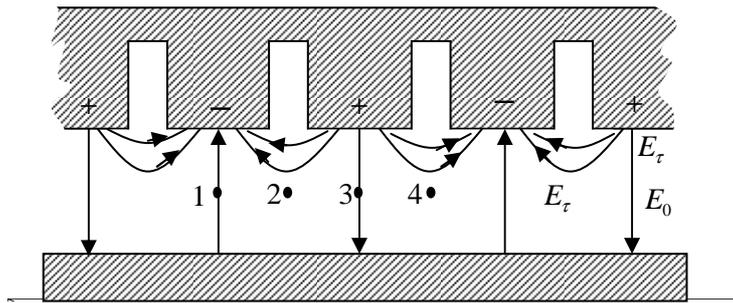
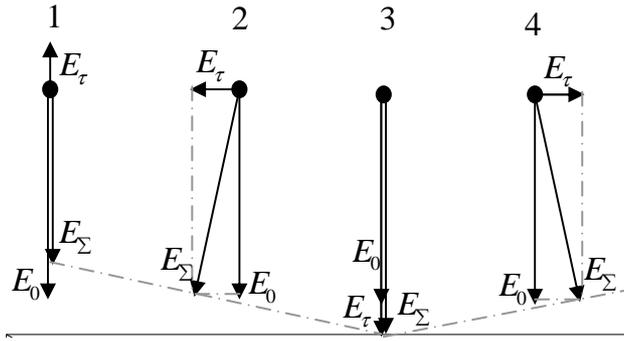


Рис. 7.11 — Высокочастотное поле в резонаторном блоке магнетрона

Действие суммарного электрического поля на электрон в скрещенных полях сводится к изменению его скорости и направления движения. Рассмотрим действие результирующего электрического поле E_Σ на электроны типов 1, 2, 3 и 4 (рис. 7.12):

Рис. 7.12 — Суммарное поле E_{Σ}

- электрон 1 движется вдоль анодного блока, не изменяя своего направления, но уменьшенное поле E_{Σ} уменьшает скорость центра катящегося круга (электрона). В результате электрон 1 начинает отставать от волны и постепенно смещается назад, по направлению к предыдущему электрону 4;
- для электрона 3 результирующее электрическое поле несколько увеличивается на величину E_r . Поэтому электрон 3 будет двигаться вдоль анодного блока вперед и быстрее волны и приближаться к электрону 4;
- электрон 4 движется в электрическом суммарном поле E_{Σ} по прямой линии, направляющей этот электрон в сторону анода. К тому же электрон 4 является «благоприятным» для поддержания автоколебаний, т.к. движется в тормозящем переменном поле и может отдавать свою энергию;
- электроны 1 и 3, примкнувшие к электрону 4, также становятся «благоприятными» для отбора энергии и генерации;
- электрон 2, после выхода из катода, подвергается действию ускоряющего тангенциального поля, но линия, по которой он катится, наклонена к катоду, поэтому он скатывается на катод как «неблагоприятный».

Таким образом, происходит сортировка электронов на благоприятные и неблагоприятные, группировка в сгустки вокруг электронов, которые начали свое движение в максимуме тормозящего тангенциального поля. Модуляция электронного потока по плотности происходит автоматически, без участия какого-либо внешнего управляющего устройства.

Основную роль в группировке электронов в магнетроне играет радиальная E_r составляющая. Роль тангенциальной составляющей сводится к отбору энергии от электронов. В пределах длины волны Λ есть два участка: на одном тангенциальная ком-

понента электрического поля E_τ ускоряет электроны, а на другом тормозит. Ускоряющиеся электроны, отбирая мощность от поля,

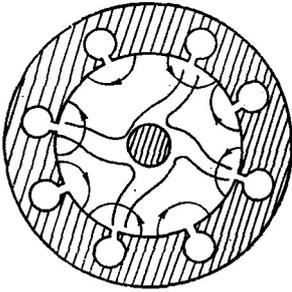


Рис. 7.13 — Форма пространственного заряда в магнетроне

увеличивают собственную энергию и удаляются на катод. Тормозящиеся электроны, отдавая энергию полю, уменьшают запас собственной энергии и приближаются к аноду. Поскольку соблюдается синхронизм, то процесс передачи энергии полю продолжается до тех пор, пока электрон не попадет на анод. При этом он совершит перемещение по нескольким петлям циклоиды.

В магнетроне вращающееся электронное облако деформируется: в областях, где существует тормозящее поле, электроны поднимаются к аноду, образуя «спицы» (рис. 7.13). Число спиц равно числу n периодов на длине пространства взаимодействия, т.е. $N/2$ для π -вида.

Описанная качественная картина взаимодействия электронов с полем позволяет отметить ряд важных моментов.

Хотя количество ускоряемых и тормозящихся электронов, участвующих во взаимодействии с полем, примерно одинаково, электромагнитная волна получает больше энергии, чем теряет при ускорении электронов. Объясняется это тем, что электронное облако находится вблизи катода. Энергия, отбираемая от поля, пропорциональна изменению потенциальной энергии электрона при движении его к катоду, а отдаваемая полю — при движении к аноду. Скорость электронов в спице постоянна и равна фазовой, причем, поднимаясь к аноду, электрон не выходит из синхронизма скоростей и отдает полю почти всю свою потенциальную энергию.

Условие самовозбуждения магнетрона вытекает из условия синхронизма $v_\phi = v_0$. Фазовая скорость, согласно (7.10), для

среднего радиуса записывается $v_\phi = \frac{\omega_n}{n + mN} \cdot \frac{r_a + r_k}{2}$. Скорость электронов равна $v_0 = U_a / \{B(r_a - r_k)\}$. Тогда условие самовозбуждения на основной гармонике $m = 0$ примет вид:

$$U_a = B \frac{\omega_n}{2n} (r_a^2 - r_k^2). \quad (7.15)$$

Таким образом, при постоянной частоте ω_n , между U_a и B наблюдается прямая пропорциональность, а коэффициент пропорциональности зависит от вида колебаний и геометрии анодного блока. На рис. 7.4 нанесены прямые линии условия самовозбуждения (7.15) для разных видов колебаний n восьмirezонаторного магнетрона. Из рисунка видно, что колебанию π -вида требуется наименьшее анодное напряжение, что является еще одним его преимуществом. Небольшие отклонения U_a или B от значения, предписанного (7.15), вызывают отклонение частоты генерации от ω_n т.е. электронную перестройку частоты. Однако из-за узкополосности резонаторов большие отклонения частоты приводят к срыву генерации.

Соотношение (7.15) поясняет, почему магнетроны миллиметрового диапазона имеют большее число резонаторов (до 40—50), чем магнетроны сантиметрового (в трехсантиметровом 12—18, в десятисантиметровом 8—12). Действительно, если величина U_a ограничена, то для повышения частоты надо уменьшать радиус анода и увеличивать количество резонаторов ($N = 2n$ для π -вида).

7.5 Электронный КПД магнетрона

Выражение для КПД запишем через потребляемую W_0 и рассеиваемую на аноде энергию W_{pac} : $\eta_э = 1 - W_{pac}/W_0$. Будем учитывать в W_{pac} лишь те потери, которые связаны с попаданием на анод электронов, участвовавших в энергообмене. Полагаем, что на анод они попадают с вершины циклоиды, где скорость электронов равна $v_p = 2v_0$. Тогда полная потенциальная энергия равна eU_a , а рассеиваемая при ударе кинетическая $W_{pac} = mv_p^2/2 = 2mv_0^2$. Выражение для КПД, без учета потерь энергии вернувшихся электронов на катоде, записывается в следующем виде:

$$\eta_э = 1 - \frac{2mU_a}{e(r_a - r_k)^2 B^2}. \quad (7.16)$$

Если из условия (7.15) выделить U_a/B и подставить в (7.16), то получим:

$$\eta_{\vartheta} = 1 - \frac{m}{e} \cdot \frac{r_a + r_k}{r_a - r_k} \cdot \frac{\omega}{nB}. \quad (7.17)$$

В уравнении (7.17) $n \leq N/2$. Следовательно, КПД π -вида ($n = N/2$) наибольший по сравнению с остальными колебаниями. На фиксированной рабочей частоте КПД растет с увеличением индукции B , приближаясь к единице. Реальные КПД достигают 60—75 %. Ограничение КПД ставится невозможностью создания требуемых магнитных полей и электрической прочностью, поскольку с ростом B нужно увеличивать U_a , согласно условию синхронизма скоростей (7.15). Объяснить рост КПД с увеличением индукции можно на основе (7.16) тем, что уменьшается радиус циклоиды, определяющий ту долю энергии электрона, которая рассеивается при ударе об анод.

Отметим, в мощных приборах после начала генерации выключают накал, и нагрев катода обеспечивается электронами, возвращающимися на катод.

7.6 Рабочие характеристики магнетрона

Режим работы магнетрона определяется анодным напряжением U_a , индукцией магнитного поля B и нагрузкой Y_n . При правильном выборе режима можно получить оптимальную мощность в нагрузке, максимальный КПД и необходимую частоту колебаний.

Выбор режима производится по рабочим и нагрузочным характеристикам. Рабочие характеристики строятся на плоскости (U_a, I_0) (I_0 — постоянный ток магнетрона).

Линии $U_a(I_0)$ при $B = \text{const}$ (рис. 7.14, а) представляют собой вольт-амперные характеристики прибора. Практически удобнее ток анода откладывать по оси абсцисс, т.к. \max и \min токи при генерации отличаются примерно на порядок, а анодное напряжение изменяется всего на 10—20 %. С ростом индукции B вольт – амперная характеристика перемещается в сторону больших U_a , что соответствует условию синхронизма (7.15). Изменение U_a при $B = \text{const}$ приводит в связи с увеличением амплитуды

колебаний к росту тока луча I_0 , а изменение тока луча — к изменению частоты генераций при увеличении.

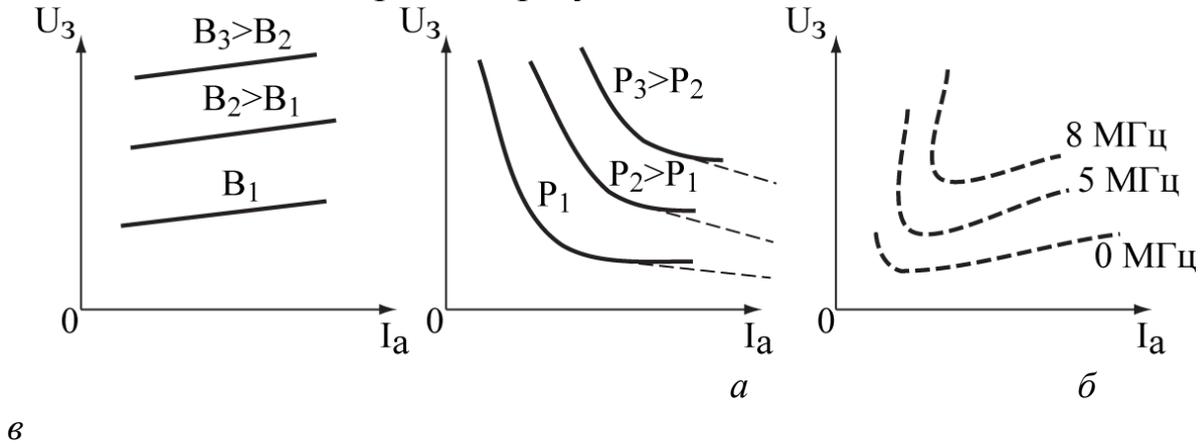


Рис. 7.14 — Рабочие характеристики магнетрона

Линии постоянной мощности в нагрузке $P_n = \text{const}$ на плоскости (U_a, I_0) изображены на рис. 7.14, б. Чтобы мощность была постоянной $P_n = \text{const}$ с ростом I_0 , значение U_a должно уменьшиться, согласно соотношению $P_0 = U_a \cdot I_0 = P_n \cdot \eta_\varepsilon \cdot \eta_\kappa$.

Линии постоянного КПД ($\eta_\varepsilon = \text{const}$) на плоскости (U_a, I_0) подобны линиям $\omega = \text{const}$ (рис. 7.14, в). Ход линий η_ε можно объяснить с помощью соотношения (7.16), учитывая, что U_a незначительно растет с увеличением тока I_0 . Уменьшение η_ε при малых токах I_0 объясняется недостаточной амплитудой колебаний при работе вблизи порога самовозбуждения.

Частота колебаний с ростом I_0 увеличивается из-за роста U_a в соответствии с тем же условием (7.15). При больших токах луча, но постоянном напряжении U_a сначала наблюдается максимум частоты, а затем ее уменьшение, что связано с нагревом резонатора из-за роста рассеиваемой мощности, увеличением геометрических размеров резонаторов и уменьшением их собственной частоты.

7.7 Коаксиальные и обращенные магнетроны

Среди магнетронных генераторов особое место занимают *коаксиальные магнетроны* (рис. 7.15, а), позволяющие повысить

Резонатор настраивается коаксиальным поршнем 6, который вводится в торец резонатора. Волноводный вывод энергии 5 связан с коаксиальным резонатором через щель 4, расположенную в торце прямоугольного волновода. Электромагнитное поле колебания вида H_{011} в коаксиальном резонаторе возбуждает волну H_{10} в прямоугольном волноводе.

Электромагнитное поле вида колебаний H_{011} коаксиального резонатора 2 через щели связи 3 возбуждает синфазные колебания в тех резонаторах анодного блока, которые связаны с коаксиальным резонатором. При этом в многорезонаторной системе возникают и поддерживаются колебания π -вида. Путем настройки поршнем 6 коаксиального резонатора нетрудно выделить π -вид колебаний. Такой принцип выделения π -вида колебаний (посредством связи щелью через один резонатор) аналогичен действию связей, которые также подключаются к равнопотенциальным сегментам через один резонатор и является как бы ещё одним способом разделения видов колебаний. Разделение видов колебаний в коаксиальном магнетроне при перемещении поршня в коаксиальном резонаторе достигает 10 % в 40-резонаторном магнетроне.

Высокое значение собственной добротности коаксиального резонатора приводит к повышению добротности всей системы и позволяет повысить стабильность частоты генерируемых колебаний как по отношению к изменениям нагрузки, так и по отношению к нестабильности электрического режима питания.

Итак, коаксиальные магнетроны обладают большей мощностью на более высоких частотах, высокой стабильностью частоты генерации и широким диапазоном механической перестройки частоты. Однако они конструктивно сложнее и дороже в производстве, чем «классические» магнетроны.

В обращенных магнетронах (рис. 7.15, б) использован аналогичный принцип стабилизации частоты. Такое название обращенные магнетроны получили потому, что в их конструкции использовано обратное, взаимное расположение анода и катода, причем радиус анода оказался меньше радиуса катода. Эмитирующее покрытие нанесено на внутреннюю цилиндрическую поверхность катода K , который окружает многорезонаторную систему 1 анодного блока. Ламели многорезонаторной системы 7 на-

правлены наружу, к катоду. Стабилизирующий резонатор 2 цилиндрического типа находится в центре магнетрона и связан с многорезонаторной системой через щели связи 3, аналогичные щелям в коаксиальном магнетроне.

При наличии π -вида колебаний в многорезонаторной системе, связанной с цилиндрическим резонатором через $N/2$ щелей системы, в нем возбуждается азимутально-симметричный вид колебаний H_{011} , структура поля которого показана на рисунке.

Цилиндрический резонатор является полуволновым и перестраивается поршнем 6, включенным в один из торцов резонатора. В другом торце размещены отверстия связи 4 между круглым волноводом и стабилизирующим резонатором. Центры отверстий связи находятся на уровне максимума напряженности азимутального электрического поля вида колебаний H_{011} . Круглый волновод 5 является продолжением цилиндрического резонатора, и в нем возбуждается волна типа H_{01} .

Отверстия связи заполняют керамикой. Они выполняют роль вакуумных уплотнений между стабилизирующим резонатором и невакуумным круглым волноводом.

Основным достоинством обращенного магнетрона является большой срок службы, так как катод имеет большую эмитирующую поверхность.

Цилиндрический резонатор магнетрона с колебаниями вида H_{011} имеет еще более высокую собственную добротность, чем коаксиальный, что особенно важно в миллиметровом диапазоне длин волн, где высокая стабильность π -вида колебаний позволяет увеличивать количество резонаторов до $N = 120$ и увеличить диаметр цилиндрического резонатора и анода.

Разработанные конструкции обращенных магнетронов работают на частотах от 30 до 60 ГГц с выходной мощностью от 40 до 125 кВт в импульсе. Обращенные магнетроны используют в РЛС различного назначения, где требуется высокая стабильность частоты генерации.

7.8 Магнетроны, настраиваемые напряжением

Магнетроны, настраиваемые напряжением (МНН), широко известные под названием *митроны*, предназначены для получе-

ния больших мощностей и обеспечения широкой полосы электронной перестройки частоты. При изменении анодного напряжения изменяется скорость вращения электронных «спиц» v_0 , а передача энергии от электронов высокочастотному полю бегущей волны в условиях фазового синхронизма происходит на той частоте, где фазовая скорость волны соответствует скорости электронных «спиц». Поэтому изменение анодного напряжения приводит к перестройке частоты генерации магнетрона.

Зависимость частоты от анодного напряжения в магнетроне на π -виде колебаний из формулы (7.15) имеет вид

$$f = NU_a / \left[2\pi(r_a^2 - r_k^2)B \right], \quad (7.18)$$

т.е. при постоянной магнитной индукции частота линейно зависит от анодного напряжения.

Из вольтамперной характеристики (рис. 7.14, а) следует, что анодный ток сильно меняется при изменении анодного напряжения, и существенно изменяется мощность генерации (рис. 7.14, б). Для получения линейной зависимости частоты от анодного напряжения в магнетроне, необходимо ограничить анодный ток, изменить вольтамперную характеристику так, чтобы при изменении анодного напряжения анодный ток слабо менялся.

Анодный ток в магнетроне можно ограничить, если вынести электронный инжектор из пространства взаимодействия. Это одна из конструктивных особенностей МНН, отличающих его от конструкций классического магнетрона. Чтобы обеспечить перестройку частоты в широком диапазоне, необходимо взять либо замедляющую систему, либо низкодобротную резонаторную систему с большим разделением видов колебаний — это вторая особенность.

Основными узлами МНН (рис. 7.16) являются магнетронная пушка 1, низкодобротная резонаторная система 2 с выводом энергии 3 и отрицательный электрод 4, называемый иногда «холодным» катодом.

Магнетронная пушка (электронная пушка Кайно), используемая в МНН содержит конические катод и анод, формирующие трубчатый электронный поток, инжектируемый в пространство взаимодействия.

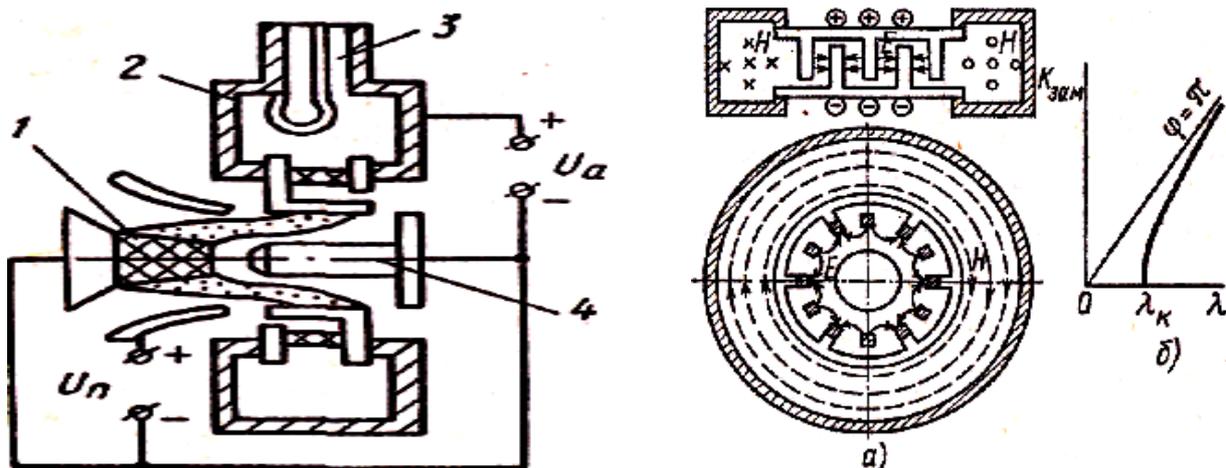


Рис. 7.16 — Схема устройства МНН:

a — схема тороидального резонатора со встречно-штыревой замедляющей системой в пространстве электрического поля;

б — дисперсионная характеристика ЗС

Под действием постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси пушки, и постоянного электрического поля, имеющего радиальную и азимутальную составляющие, электроны совершают трехмерное движение, смещаясь в осевом направлении так, что центры электронных орбит описывают спирали в трубчатом потоке. Полный электронный пучок поступает в пространство взаимодействия между холодным катодом и замедляющей системой (анодом). Отдавший энергию электронный поток оседает на аноде — ЗС МНН, создавая постоянный анодный ток. На аноде пушки Кайно ток не оседает.

Резонаторная система МНН содержит квазиторoidalный резонатор, часть которого находится в вакуумной оболочке и другая часть находится в невакуумной оболочке, разделенных керамической шайбой. В вакуумной системе резонатора расположена замкнутая встречно-штыревая система (рис. 7.16, *a*). Встречно-штыревая система имеет широкую полосу рабочих частот. Когда в резонаторе возбуждаются электромагнитные колебания на виде E_{010} , то в соседних ячейках системы встречных штырей устанавливаются противофазные колебания (рис. 7.16, *a*). Квазиторoidalный резонатор, нагруженный в емкостной части системой встречных штырей, имеет сравнительно низкую собственную добротность (около 50—100). Сильная связь вывода энергии с нагрузкой, где сконцентрированы магнитные силовые линии, по-

звolyает получать нагруженную добротность резонатора несколько единиц, что обеспечивает диапазон электронной настройки в октаву и более.

Характеристики МНН приведены на рис. 7.17, где вольт-амперная характеристика изображена в виде зависимости $I_a(U_a)$ при фиксированном значении потенциала анода магнетронной пушки U_n . Зависимость $I_a(U_a)$ для МНН отличается от аналогичной зависимости для классического магнетрона (рис. 7.14, а): в МНН анодный ток слабо зависит от анодного напряжения, более сильное влияние на I_a оказывает изменение потенциала анода пушки (рис. 7.17, б).

Зависимость частоты генерации МНН от анодного напряжения близка к линейной. Для ее изменения на октаву следует изменять анодное напряжение в два раза.

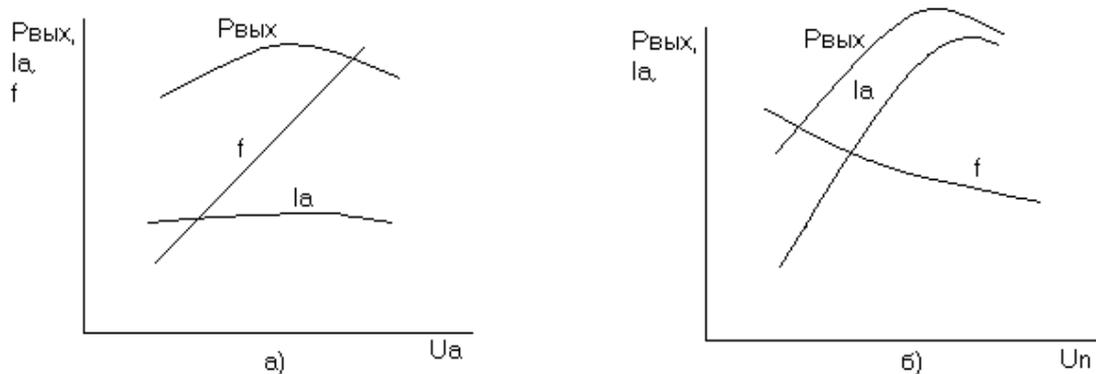


Рис. 7.17 — Характеристики МНН

Из рис. 7.17, б видно, что частота генерации зависит и от напряжения анода пушки. Зависимость $f_{\text{ген}}(U_n)$ имеет падающий характер, так как с ростом анодного тока МНН возрастает плотность пространственного заряда и увеличивается емкостная электронная проводимость. Эта зависимость нелинейна и не используется для перестройки частоты. Маломощные МНН имеют диапазон перестройки пол-октавы в СВЧ, их КПД составляет 10—20 %. Мощные МНН имеют КПД 70 %, но диапазон электронной перестройки всего 7—10 %. МНН имеют малые габариты и вес.

МНН используют в быстро перестраиваемых передатчиках станций заградительных помех систем радиопротиводействия, в передающих устройствах радиовзрывателей, в панорамных измерительных установках, в электронных СВЧ - печах. Благодаря

тому, что электронно-оптическая система МНН вынесена из пространства взаимодействия, срок службы для МНН средней мощности с $P_{вых} = 3 \div 10$ Вт составляет $3 \div 5$ тыс. ч, для мощных МНН — не менее 1000 ч.

Глава 8. НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ПРИБОРЫ ТИПА М

8.1 Платинотроны

Платинотроны принадлежат к классу приборов со скрещенными полями, у которых электронный поток замкнут, а замедляющая система (анодный блок) — разомкнута, что обеспечивает по сравнению с магнетроном большую полосу рабочих частот. Платинотрон сохраняет важные преимущества магнетронов — высокий КПД, простоту устройства, достаточно малые габариты и сравнительно низкое сопротивление по постоянному току.

По устройству платинотрон отличается от магнетрона тем, что разделение входа и выхода энергии создается разрывом коль-

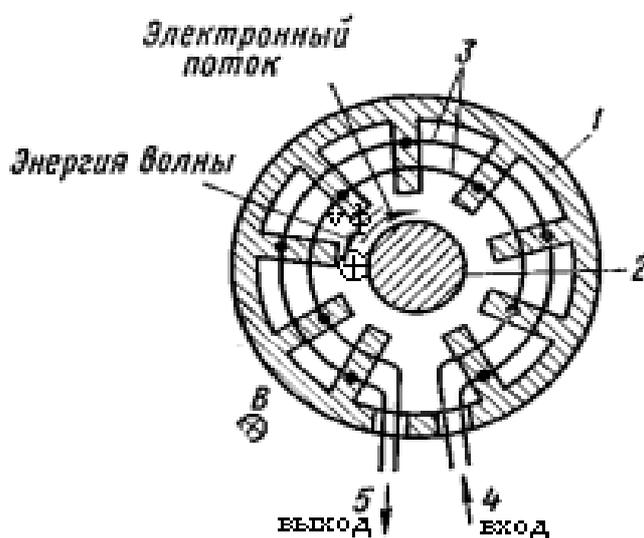


Рис. 8.1 — Схема платинотрона

цевых связок в одном резонаторе (рис. 8.1). Второе отличие — в числе резонаторов: у платинотрона оно нечетное, и берется таким для того, чтобы предотвратить возбуждение колебания вида π .

Все платинотроны имеют аксиальную конструкцию. Основным узлом платинотрона является анодный блок с резонаторами лопаточного типа (1), цилиндрический катод (2), кольцевые связки (3) не замкнуты, а переходят в ввод энергии — (4) и вывод — (5).

Взаимодействие электронного потока с электромагнитным полем в пространстве между анодом и катодом протекает так же, как и в магнетроне: оно наступает при выполнении условий синхронизма скоростей $v_0 = v_{\phi(-1)}$, пространственный заряд имеет форму вращающегося «колеса со спицами». Электронный поток в платинотроне взаимодействует с обратной волной на гармонике $m = -1$, когда скорости v_{zp} и v_0 противоположно направлены.

Платинотрон может работать в двух режимах: в режиме усиления сигналов и в режиме генерации.

Платинотрон-усилитель называется **амплитроном**.

Усиление сигнала, поступающего на вход амплитрона, будет максимальным, если спицеобразные группы электронов будут проходить под щелями резонаторов в моменты, когда поле в них максимально тормозящее. Так должно повторяться после каждого оборота спиц вокруг катода. Тогда набег фазы ψ на ячейку замедляющей структуры подчиняется равенству: $N\psi = 2\pi\beta$, где N — количество резонаторов; β — целое число. Наибольшее усиление в амплитроне соответствует такой оптимальной частоте, на которой полный набег фазы кратен 2π . При изменении частоты относительно оптимальной усиление уменьшается, потому что теперь спицы будут проходить под щелями в моменты, когда поле хотя и тормозящее, но не максимальное. Таким образом, у амплитронов усиление наблюдается в некоторой узкой полосе частот входного сигнала, определяемой условием усиления.

Условие усиления сигнала в амплитроне записывается так: полное время одного оборота спицы вокруг катода T_{cn} должно быть примерно равно целому числу β периодов T колебаний с некоторым Δt — допустимым отставанием или опережением спицей высокочастотного поля, при котором усиление не прекращается, а лишь слегка уменьшается по сравнению с оптимальным временем:

$$T_{cn} = \beta T \pm \Delta t, \quad \text{где } \Delta t \leq \pm \frac{\pi}{2} = \pm \frac{T}{4}. \quad (8.1)$$

Период вращения спицы T_{cn} можно определить выражением

$$T_{cn} = \frac{2\pi r_a}{v_0} = \frac{2\pi r_a}{v_{\phi(-1)}}. \quad (8.2)$$

Фазовая скорость m -ой гармоники ЗС платинотрона [2],[11] равна

$$v_{\phi(m)} = \frac{\omega d}{\pi + \theta + 2\pi m} = \frac{\omega 2\pi r_a}{(\pi + \theta + 2\pi m) N},$$

где θ — сдвиг фазы по связкам на одну ячейку — резонатор для бегущей волны типа TEM. Для гармоники $m = -1$ фазовая скорость

$$v_{\phi(-1)} = -\frac{\omega d}{\pi - \theta} = -\frac{\omega 2\pi r_a}{(\pi - \theta) N}. \quad (8.3)$$

Условие усиления (8.1) запишем в другом виде и определим θ

$$T_{cn} = \frac{2\pi r_a}{v_{\phi(-1)}} = \frac{2\pi r_a N}{N\omega d} (\pi - \theta) = \frac{N}{\omega} (\pi - \theta) = \beta T \pm \Delta t; \quad (8.4)$$

$$\theta = \pi \left(1 - \frac{2\beta}{N}\right) \pm \frac{\omega \cdot \Delta t}{N} = \theta_{opt} \pm \frac{\Delta\varphi}{N}, \quad (8.5)$$

где
$$\theta_{opt} = \pi \left(1 - \frac{2\beta}{N}\right); \quad \Delta\varphi = \omega \cdot \Delta t \leq \pm\pi/2. \quad (8.6)$$

Если частота подобрана так, что удовлетворяется (8.6), то в приборе наблюдаются наилучшие условия взаимодействия электронных «спиц» и высокочастотного поля. Выходные параметры будут максимальными. Если частота изменится и спица после одного оборота будет несколько опережать или отставать от поля, то будет выполняться условие (8.5). При $\Delta\varphi > \pm 90^\circ$ спица попадает в ускоряющее поле и «рассыпается».

Выражение (8.6) даёт дискретные значения для оптимальных фазовых сдвигов на ячейку θ_{opt} , при которых наблюдается эффективное взаимодействие. Оптимальное значение фазового сдвига φ_{opt} на одну ячейку по пространству взаимодействия имеют вид

$$\varphi_{opt} = \pi - \theta_{opt} = \frac{2\beta\pi}{N}, \text{ откуда } \beta = \frac{N\varphi_{opt}}{2\pi} = \frac{N}{2} \left(1 - \frac{\theta}{\pi}\right). \quad (8.7)$$

Зоны усиления можно получить, располагая дисперсионной характеристикой ЗС. На рис. 8.2 в координатах $\theta \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)$ или

$\frac{c}{v_{\phi(-1)}}(\lambda)$ приведена дисперсионная характеристика платинотрона. Дисперсионные характеристики в указанных координатах изменяются одинаково. Зависимость $\theta\left(\frac{\omega}{\omega_H}\right)$ [11] имеет вид:

$$\theta = \arccos \left[\frac{i\omega L_{св}}{Z_p} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_H}\right) + 1 \right],$$

где $L_{св}$ — эквивалентная индуктивность связей; ω_H — нижняя рабочая частота ЗС; Z_p — резонансное сопротивление одного резонатора ЗС.

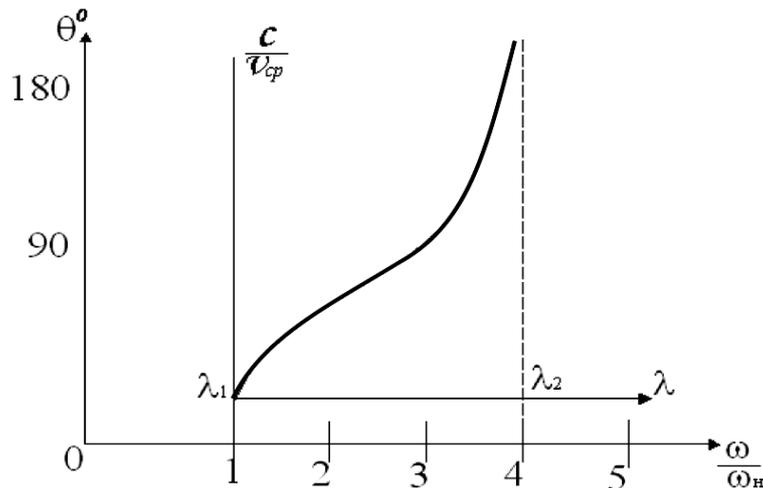


Рис. 8.2 — Дисперсионная характеристика

Из рисунка 8.2 видно, что дисперсионная характеристика платинотрона обладает аномальной дисперсией. Для получения зон усиления следует задавать целые значения величине $\beta = 1, 2, 3, \dots$ в (8.6), определять угол $\theta_{онт}$ и откладывать его на характеристике (рис. 8.2), причем величина угла $\theta_{онт} \leq \pi$. Ширина зоны усиления по углам θ для всех зон одинакова, т.к. определяется числом резонаторов, и равна

$$\theta - \theta_{онт} = \pm \frac{\pi}{2N}. \quad (8.8)$$

В пределах полосы пропускания замедляющей системы

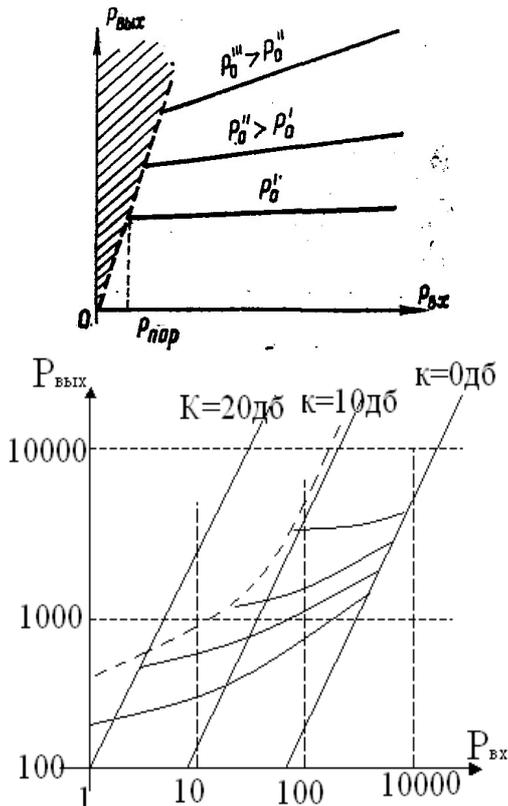


Рис. 8.3 — Амплитудные характеристики амплитрона, сверху при $P_0 = \text{const}$, внизу при $K = \text{const}$

$0 < \theta < \pi$ число зон усиления определяется величиной $\beta = \frac{N-1}{2}$; первой зоной принято называть зону, соответствующую максимальному значению β , где $\theta_{\text{онт}}$ имеет наибольшее значение, а ускоряющее напряжение U_a — наименьшее. Работают амплитроны обычно в зоне, расположенной на пологом участке дисперсионной характеристики, там полоса рабочих частот $\Delta\omega$ больше. Число резонаторов более чем $N = 11$ обычно не делается, так как уменьшается полоса рабочих частот с ростом

их числа.

Амплитудные характеристики амплитронов в виде $P_{\text{вых}}(P_{\text{вх}})$ при $P_0 = \text{const}$ приведены на рис. 8.3.

Начинаются Характеристики имеют насыщенный характер. При неизменной подводимой мощности питания P_0 существует минимальная величина входной мощности $P_{\text{вх}} = P_{\text{нор}}$, ниже которой платинотрон перестает усиливать частоту. Заштрихованная на рисунке область соответствует паразитным колебаниям. Поясним эту особенность характеристик.

Пусть вначале сигнал на входе амплитрона отсутствует, но на его электроды подается рабочее напряжение. В движущемся потоке электронов всегда имеются флуктуации плотности, что может возбудить в системе случайные колебания. Под влиянием поля этих колебаний начнётся формирование спиц, которые увеличивают энергию паразитного колебания.

Поданный на вход амплитрона сигнал с частотой ω , подлежащий усилению, если его мощность P_{ex} мала, не может «разрушить» спицы случайного колебания. Только при мощности входного сигнала $P_{ex} \geq P_{пор}$ его поле в ЗС станет доминирующим. Поле этой волны начнёт возрастать, и на выходе появится усиленный сигнал с частотой ω , а случайные колебания сорвутся. Амплитрон представляют собой насыщенные усилители.

Пунктирная линия (рис. 8.3), где входной сигнал начинает управлять выходным и областью, где этого управления нет, определяется эмпирическими соотношениями [10]

$$P_{вых} = 145(P_{ex})^{0,45} \text{ или } P_{вых} = \frac{K_{\varepsilon}^2}{4} + K_{\varepsilon} \sqrt{P_{ex}} + P_{ex}, \text{ где } K_{\varepsilon} = 43,2. \quad (8.9)$$

$P_{вых}$, P_{ex} в формулах в кВт. Из последнего соотношения можно получить выражение для тах коэффициента усиления амплитрона.

$$K_{ус} = \frac{P_{вых}}{P_{ex}} = \frac{K_{\varepsilon}^2}{4P_{ex}} + \frac{K_{\varepsilon}}{\sqrt{P_{ex}}} + 1. \quad (8.10)$$

Фазочастотная характеристика приведена на рис. 8.4. Как известно, увеличение пространственного заряда (тока луча) в приборах М-типа приводит к изменению частоты колебаний, т.е. вызывает электронное смещение частоты. Одним из достоинств платинотронов является минимальное значение электронного смещения фазы (ЭСФ), т.е. изменение фазы выходного сигнала при изменении тока на один ампер. ЭСФ меняется от $0,8 \div 0,9$ $[\frac{\text{град}}{\text{А}}]$.

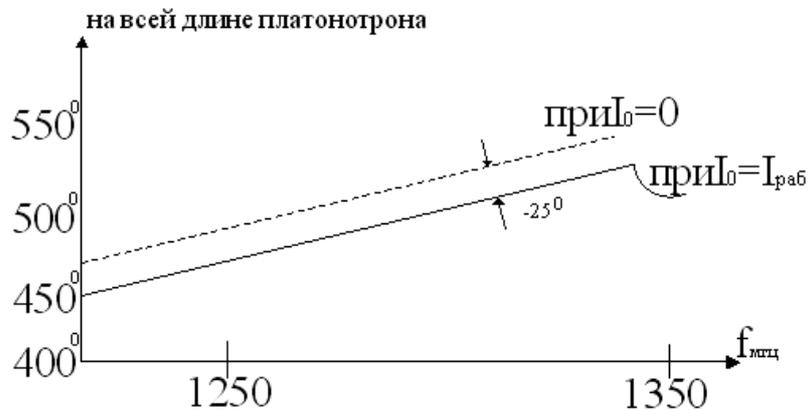


Рис. 8.4 — Характеристика ЭСФ

Коэффициент полезного действия, учитывающий входную мощность, которая довольно велика и составляет часть выходной мощности, определяется соотношением:

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}}{P_0} = \frac{P_{\text{вых}} - P_{\text{прх}}}{P_0} = \frac{P_{\text{вых}} - \xi P_{\text{вх}}}{P_0}, \quad (8.11)$$

где $P_{\text{прх}} = \xi P_{\text{вх}}$; $\xi = 1,3 \div 1,5$.

Итак, коэффициент усиления платинотронов не более 25дБ, полоса частот — $\pm(8-10)\%$; КПД — 80%; выходная мощность — в непрерывном режиме — сотни кВт, в импульсном — до десятков МВт. Амплитроны используют в оконечных каскадах усилительных цепочек РЛС дальнего обнаружения, в установках промышленного нагрева, в ускорителях заряженных частиц и других мощных электронных устройствах.

Амплитрон, работающий в режиме генерации, называется стабилотроном, но требует специальной схемы с внешним резонатором и дополнительной обратной связью. Преимущество стабилотронов по сравнению с магнетроном — большая стабильность частоты, слабое влияние нагрузки. Простейшая схема генератора на амплитроне приведена на рисунке 8.5.

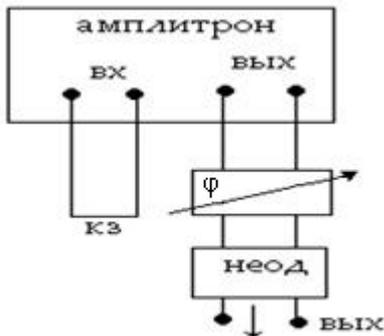


Рис. 8.5 — Схема амплитрона-стабилотрона

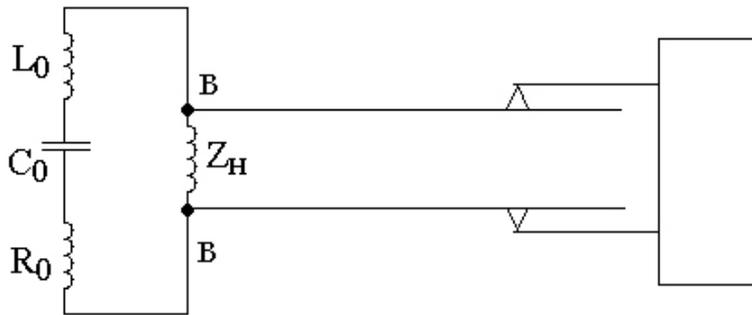


Рис. 8.6 — Стабилизирующий резонатор на входе амплитрона

Вход системы может быть замкнут накоротко, а может иметь вид как на рисунке 8.6. В выходном тракте должны быть включены неоднородность, отражающая часть энергии обратно в прибор, и фазовращатель (ϕ). Неоднородность создает необходимую величину амплитуды ($P_{\text{вх}} \geq P_{\text{нор}}$) входного сигнала, фаза этой волны регулируется фазовращателем. Для стабильной работы генератора вариант схемы рис. 8.6 предпочтительнее.

Принцип работы стабилотрона состоит в следующем. При подаче постоянного напряжения возникает шумовой сигнал. Часть мощности (рис. 8.5) этого сигнала отражается от неоднородности и движется в обратном направлении. Через фазовращатель, ЗС амплитрона и волновод эта мощность попадает на вход линии передачи, к которой подключена схема резонатора (рис. 8.6), расположенного в плоскости $B-B$. Волна, отраженная от плоскости $B-B$, поступает на вход платинотрона, усиливается как в амплитроне и попадает на выход. Часть мощности выходного сигнала вновь отражается от неоднородности и возвращается в платинотрон и т.д. Цепь обратной связи оказывается замкнутой на тех частотах, для которых полный фазовый набег $\vartheta_n = 2\pi n$. Отражение мощности сигнала в плоскости $B-B$ происходит только вблизи резонансной частоты стабилизирующего резонатора (C_0, L_0, R_0), имеющего последовательную эквивалентную схему, для которой характерно: при $\omega = \omega_0$; $R_0 = 0$, Z_n — коротится резонатором; при $\omega \neq \omega_0$, $R_0 \rightarrow \infty$, $Z_n = Z_c$ — характеристическое сопротивление линии передачи на входе, сигнал уходит в нагрузку Z_H .

8.2 Усилители на ЛБВ типа М (ЛБВМ)

ЛБВМ и **ЛОВМ** называются приборы со скрещенными полями, у которых замедляющая система и электронный поток разомкнуты. Приборы имеют КПД примерно 50 %. Поэтому область их применения — мощные выходные усилители, работающие в непрерывном или импульсном режиме, и мощные генераторы. Уровень выходной мощности в непрерывном режиме составляет единицы кВт, в импульсном — единицы МВт. Коэффициент усиления по мощности редко превышает 25 дБ. Полоса усиливаемых частот 25 %.

Конструктивное оформление ламп может быть линейным или цилиндрическим в зависимости от способа выполнения магнита, создающего индукцию B . В этих приборах обычно используются электронные пушки типа короткой оптики (см. раздел 3), создающие движение электронов по укороченной циклоиде, вырождающейся в прямую (рис. 8.7, б). Схема устройства ЛБВМ линейного

Процессы в ЛБВМ можно описать следующим образом. Высокочастотный сигнал, поданный на вход прибора, создает в ЗС и пространстве взаимодействия электромагнитную волну, движущуюся со скоростью v_ϕ . Электронный поток вступает во взаимодействие с основной прямой пространственной гармоникой в ЛБВМ, фазовая скорость которой совпадает со скоростью электронов v_0 . Характер взаимодействия такой же, как и в магнетроне: электроны, оказавшиеся в тормозящем поле бегущей волны, отдают свою потенциальную энергию и поднимаются к замедляющей системе; электроны, попавшие в ускоряющее поле волны, приближаются к холодному катоду, увеличивая запас потенциальной энергии. Картина пространственного заряда, образуемого при этом, показана на рис. 8.9. В результате решения уравнения движения электрона в скрещенных E и H полях (раздел 7) для ЛБВМ и ЛОВМ получено, что прямолинейная траектория, параллельная поверхностям электродов, наблюдается при условии:

$$\begin{cases} 1 - \frac{B}{E} v_{x0} = 0; \\ v_{y0} = 0, \end{cases}$$

откуда, начальные скорости должны быть:

$$\begin{cases} v_{x0} = \frac{E}{B}; \\ v_{y0} = 0. \end{cases}$$

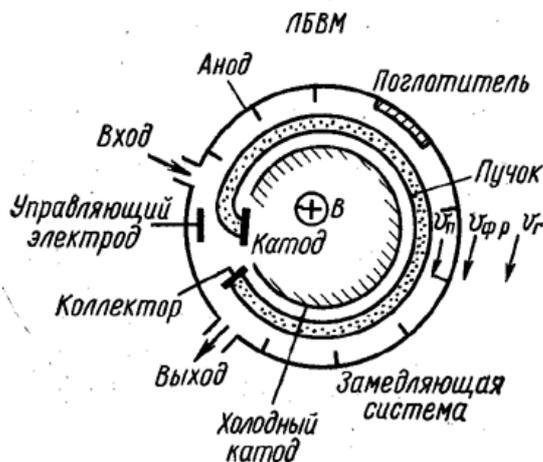


Рис. 8.8 — Схема устройства ЛБВМ цилиндрического типа

Уравнения (7.3) для ЛБВМ и ЛОВМ имеют вид:

$$y = y_0; \quad x = x_0 + \frac{E}{B} t = x_0 + v_{x0} t$$

$$\text{, где } v_{x0} = \frac{E}{B} = v_{x0}. \quad (8.12)$$

$$\omega_{\phi} = \frac{eB}{m}, \quad E = \frac{U_2 + |U_1|}{d}$$

— циклотронная частота и напряжённость постоянного электрического поля в пространстве взаимодействия.

Скорость движения электронов вдоль замедляющей системы в пространстве взаимодействия равна скорости движения центра катящегося круга. С физической точки зрения прямолинейность траектории электронов получается за счёт равенства величины и направления скорости, полученной в электронной пушке, и скорости центра катящегося круга на расстоянии $y_0 = y_{вл}$ от холодного электрода. Подставляя выражения скоростей, получаем соотношение, связывающее ускоряющее напряжение на пушке с напряжениями U_1 , U_2 на ЗС, магнитным полем B и геометрией d :

$$\sqrt{\frac{2e}{m}U_0} = \frac{U_2 + |U_1|}{Bd}. \quad (8.13)$$

Работа рассматриваемых ламп характеризуется условием $v_{y0} = 0$, а чтобы выполнить его, электронный поток должен вводиться в пространство между ЗС и отрицательным электродом в плоскость, на которой постоянный потенциал равен потенциалу пушки U_0 , и плоскость имеет малую толщину. Если толщина пучка конечна, то не будет выполняться условие прямолинейности траектории.

Формирование сгустков (рис. 8.9) в отличие от приборов О-типа, не сопровождается увеличением или уменьшением плотности пространственного заряда, а происходит за счёт изменения границы электронного пучка при постоянной плотности в любом сечении.

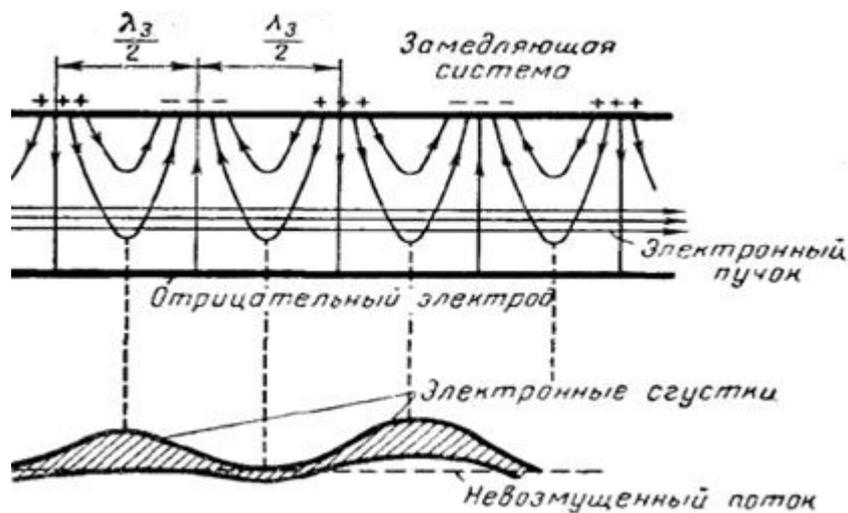


Рис. 8.9 — Формирование электронных сгустков в переменном поле

КПД ламп М-типа можно определить, если использовать закон сохранения энергии, позволяющий определить энергию, рассеянную на аноде и подведенную к лампе. На коллектор электроны удаляются со скоростью $v_0 = v_{Ц}$, поэтому рассеянная

энергия равна $W_{расс} = \frac{mv_{Ц}^2}{2}$, где величина скорости

$v_{Ц} = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}$, (U_0 — напряжение на аноде пушки), или $W_{расс} = eU_0$.

Максимальная потенциальная энергия электрона в системе равна

$$W_{ном} = e(U_2 + |U_1|) = U_a e.$$

Электрон отдает СВЧ-полю энергию, равную:

$$\Delta W = W_{ном} - W_{расс} = e(U_a - U_0).$$

Отсюда электронный КПД

$$\eta_{эл\max} = \frac{\Delta W}{W_{ном}} = 1 - \frac{U_0}{U_a} = 1 - \frac{U_0}{U_2 + |U_1|}. \quad (8.14)$$

Реальное значение КПД ниже, т.к. во-первых, не учтены «неблагоприятные» электроны, которые, оказавшись в ускоряющей фазе электрического поля, отклоняются к отрицательному холодному катоду и даже могут попасть на него (n — коэффициент оседания на холодном катоду) и отбирающие часть энергии поля, и т.к., во-вторых, не учитывается непрямолинейность траекторий этих электронов при движении (m — коэффициент непрямолинейности). Учитывая эти коэффициенты, получим

$$\eta_{эл} = n \left(1 - m \frac{U_0}{U_a} \right). \quad (8.15)$$

Для прямолинейных траекторий пучка $m=1$; для циклоидальных — $m=4$, т.е. $m=1 \div 4$, или $\approx 2 \div 3$; $n=0,8$. Если величина $\frac{U_0}{U_a} \approx 0,1 \div 0,2$, то $\eta_{эл} = 40 \div 60\%$.

Зависимость КПД от геометрии системы (рис. 8.7) получается вида

$$W_{nom} = U_a e = e E_a d, \quad W_{omd} \Rightarrow e E_a (d - y_{ex}), \text{ тогда}$$

$$\eta_{эл} = \frac{E_a (d - y_{ex})}{E_a d} = 1 - \frac{y_{ex}}{d}. \quad (8.16)$$

Откуда, чем ближе к поверхности холодного электрода инжектируются электроны, тем больше величина КПД. Но $y_{ex} = R = \frac{m U_a}{e B^2 d}$ (рис. 8.7, б), и его уменьшение потребует увеличения B или уменьшения U_a , что может нарушить условие синхронизма скоростей $v_0 = v_\phi = v_\Pi$. Уменьшение y_{ex} приводит к уменьшению сопротивления связи $R_{св}$, а значит, и уменьшению K_{yc} . Как видно, необходимо находить оптимальное значение координаты влета потока электронов в систему — y_{ex} , при котором $\eta_{эл}$, k_{yc} будут оптимальными.

Коэффициент усиления ЛБВМ определяется путем рассмотрения взаимодействия электромагнитного поля с электронным потоком. Воспользуемся результатами [11], которые позволяют определять амплитуду электрического поля и коэффициент усиления прибора для некоторых случаев.

Введем соотношения из [11], позволяющие оценить коэффициент усиления усилителей для разных случаев:

$$d = \frac{\gamma_0}{\beta_e D} \text{ — параметр холодных потерь; при } d > 0, \text{ характе-}$$

ризует затухание волны, γ_0 — коэффициент потерь в холодной ЗС, $\beta_e = \omega / v_0$ — постоянная распространения;

$$D^2 = \frac{I_0 R_{св} \beta_e K}{E_0} \text{ — параметр усиления;}$$

$$R_{св} = 30 \frac{\lambda}{h} \frac{sh(2\Gamma_0 y_{ex})}{e^{\Gamma_0 d_c} sh(\Gamma_0 d_c)} \text{ — сопротивление связи для тонкого}$$

пучка, h — параметр ширины ленточного пучка;

$$K = cth\beta_e y_{ex} \text{ — коэффициент потенциальной энергии пучка;}$$

$$b = \frac{\beta_0 - \beta_e}{\beta_e D} = \frac{v_e - v_{\phi 0}}{v_{\phi 0} D} \quad \text{— параметр холодного рассинхронизма, характеризующий возможную разницу в скоростях волны в холодной лампе и пучка;}$$

$$S = \frac{\alpha}{\beta_e D} \quad \text{— параметр пространственного заряда, где}$$

$$\alpha = \frac{\omega_{nl} \beta_e \Delta}{\omega_{\varphi} v_{e0}} \quad \text{— параметр пространственного заряда;}$$

$$\omega_{nl} = \frac{e \rho_0}{m \varepsilon} = 2\pi \cdot 2,9 \cdot 10^9 \sqrt{\frac{I_0}{S_0 \sqrt{U_0}}} \quad \text{— плазменная частота;}$$

Δ — параметр толщины ленточного электронного потока.

Случай 1. Влияние пространственного заряда на усиление не учитываем $S = 0$, рассинхронизм скоростей потока и волны отсутствует $b = 0$ и холодные потери в ЗС отсутствуют $d = 0$, электрическая длина лампы меньше 10 .

В горячем режиме при этом в ЗС присутствуют две волны [11], имеющие постоянные распространения

$$\Gamma_1 = \beta_e + j\beta_e D; \quad \Gamma_2 = \beta_e - j\beta_e D.$$

Электрическое поле этих волн находится суммированием:

$$\begin{aligned} E(l) &= \dot{E}_1(0)e^{-j\Gamma_1 l} + \dot{E}_2(0)e^{-j\Gamma_2 l} = \\ &= 0,5E(0)(e^{\beta_e D l} + e^{-\beta_e D l})e^{-j\beta_e l} = E(0)ch(\beta_e D l)e^{-j\beta_e l}. \end{aligned} \quad (8.17)$$

Волна, движущаяся со скоростью электронного пучка, амплитуда которой вдоль оси нарастает по закону гиперболического косинуса. Для коэффициента усиления G , учитывая, что

$$\beta_e D l = \frac{2\pi l D}{\lambda_3} = 2\pi D N, \quad \text{находим:}$$

$$G = \frac{E(l)}{E(0)} = ch(2\pi D N), \quad \text{или в децибелах } G_{(дБ)} = 20 \lg[ch(2\pi D N)]. \quad (8.18a)$$

Случай 2. Электрическая длина ЗС $N > 10$, т.е. — велика, а все остальные допущения — как в сл. 1: $d = 0$, $S = 0$, $b = 0$. При больших длинах лампы l второй волной (убывающей) полного

поля можно пренебречь, тогда амплитуда определяется выражением $E(l) = \frac{1}{2} E(0) e^{\beta_e D l}$. А коэффициент усиления:

$$G(\partial B) = 20 \lg \frac{1}{2} + 20 \lg e^{\beta_e D l} = -6 + 54,6 D N. \quad (8.18б)$$

Случай 3. Электрическая длина ЗС N — велика, $d = 0$, $S = 0$, $b \neq 0$ — наличие неравенства скоростей. Коэффициент усиления записывается в виде, подобно (8.18б):

$$G(\partial B) = A + B D N, \quad (8.18в)$$

где $A = -6$ дБ — начальные потери, учитывающие расщепление волны на 2 и уменьшение амплитуды входного сигнала в 2 раза;

$$B = 54,6 \sqrt{1 - \frac{b^2}{4}} \text{ — фактор усиления, который в синхронном}$$

режиме равняется 54,6.

Случай 4. Электрическая длина ЗС N — велика, $d \neq 0$, $S = 0$, $b = 0$. Учет холодных потерь в ЗС на длине l для 2-х волн описывается выражением $K_{[\partial B]} = 20 \lg e^{2\pi d D N} = 54,6 d D N$. Коэффициент усиления для нарастающей волны при этом будет равен

$$G = 54,6 D N - 6 - 0,5 K_{[\partial B]}. \quad (8.18г)$$

Случай 5. Электрическая длина ЗС N — велика, $d = 0$, $S \neq 0$, $b = 0$. Коэффициент усиления с учетом пространственного заряда определяется

$$G_{[\partial B]} = A_s + B_s D N, \quad (8.18д)$$

где $A_s = [-6 + 20 \lg(1 + \alpha S^2)]$ — начальные потери;

$$B_s = 54,6 \sqrt{1 + \alpha S^2} \text{ — усиления с учетом заряда.}$$

Пушки короткой оптики (см. разд. 3) широко применяются в приборах ЛОВМ и ЛБВМ. На рисунке 8.10 (в плоском варианте) приведена электронная пушка короткой оптики. Катод пушки К, эмитирующий электроны, располагается параллельно поверхности отрицательного катода (холодного катода). Над катодом находится анод, называемый управляющим электродом УЭ.

Вся пушка и пространство взаимодействия находятся в постоянном магнитном поле B . Электроны, эмитированные катодом, движутся по циклоидам. Подбирая расстояние l_{kn} от катода до входа в пространство взаимодействия, можно вводить электроны как раз с вершины циклоиды, где отсутствуют поперечные начальные скорости $v_{y0} = 0$. Если отвлечься от неоднородности движения электронов в начальной части лампы, то движение между ЗС и холодным катодом будет проходить по прямолинейной траектории. Переход с вершины циклоиды катящегося круга радиуса $R_{цп}$ в пространстве пушки в центр другого катящегося круга в пространстве взаимодействия, имеющего радиус R , возможен при условии, что скорость на вершине циклоиды в пушке $2v_{цп}$ равняется скорости $v_{ц}$ в пространстве взаимодействия, т.е. $v_{ц} = 2v_{цп}$. Согласно (8.12) получим равенство

$$E_a = 2E_n \text{ или } \frac{U_a}{d_c} = \frac{2U_n}{d_n}. \quad (8.19)$$

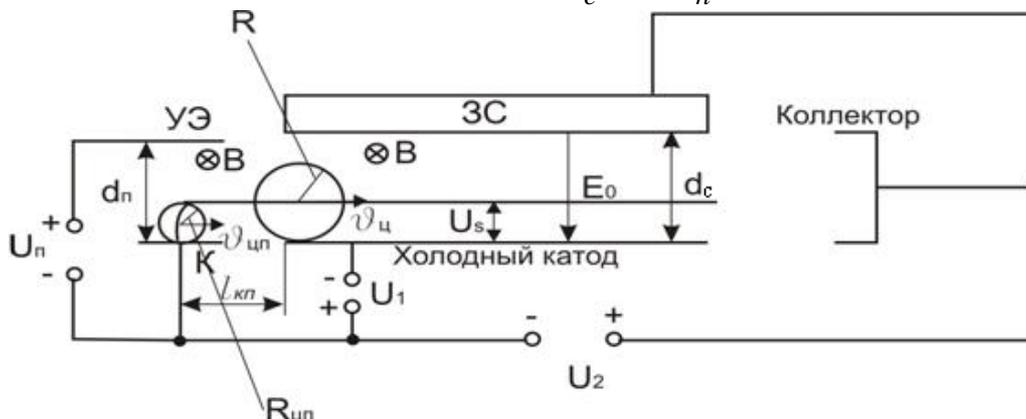


Рис. 8.10 — Схема короткой электронно-оптической системы

Напряжение на пушке и размеры d_n , d_c можно выбирать, используя (8.19).

В общем случае [11] могут быть любыми величинами d_n , d_c и U_n , U_a , но тогда изменится и местоположение катода пушки. Постараемся это показать на примерах.

Координата влета электронов (рис. 8.11, б) в пространство взаимодействия $y_0 = y_{вл}$ определяется необходимой для взаимодействия скоростью. Если v_{ϕ} — скорость волны в ЗС, то, согласно $v_e = v_{\phi}$, электрон должен иметь энергию $mv_e^2/2$, которую

приобретает в пушке, и она должна соответствовать при влете в пространство взаимодействия потенциальной энергии, т.е. $m v_e^2 / 2 = e U_s$, где U_s — разность потенциалов на плоскости в пространстве взаимодействия, куда электрон влетел.

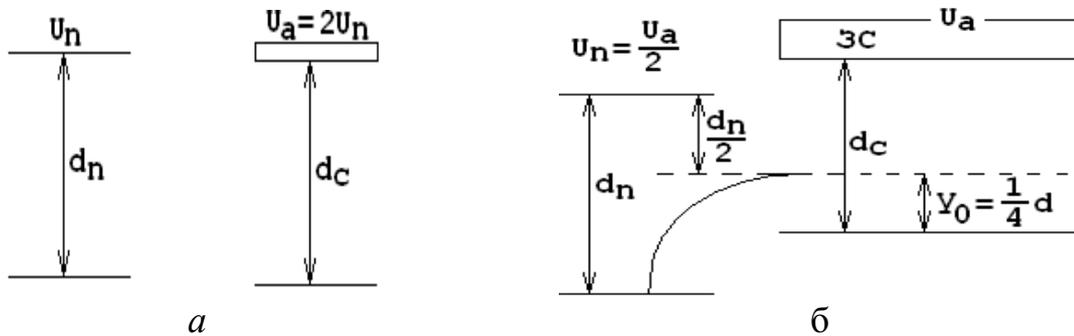


Рис. 8.11 — Расположение электродов в пушках короткой оптики

Координату влета y_0 можно найти из соотношения

$$E_a = \frac{U_a}{d_c} = \frac{U_s}{y_0}, \quad y_0 = \frac{U_s}{U_a} d_c = \frac{U_s}{U_2 + |U_1|} d_c. \quad (8.20)$$

СВЧ-полю передается потенциальная энергия, пропорциональная разности $d_c - y_0$ (8.16), а это значит, что y_0 желательно уменьшать. Сделать это можно (8.20) либо путем уменьшения U_s , при этом уменьшается и скорость электронов на выходе пушки $v_e = v_\phi$; либо увеличивая U_a . Обычно делается $U_a \gg U_s$.

Пример 1. Определить координату влета электронов y_0 и как изменится конфигурация пушки в случае $d_n = d_c = d$, если при-

нять $U_n = \frac{U_a}{2}$, $U_s = \frac{U_n}{2} = \frac{U_a}{4}$. Из (8.20) $y_0 = \frac{U_s}{U_a} d = \frac{1}{4} d$, а т.к. ко-

ордината вылета из пушки должна быть $y_{0n} = \frac{U_s}{U_n} d_n = \frac{U_n}{2U_n} d = \frac{d}{2}$, то

получается, что пушка и система должны быть смещены относительно друг друга на $\frac{1}{4} d$, т.е. $\Delta y = y_0 - y_{0n} = \frac{1}{4} d - \frac{1}{2} d$ (рис. 8.11, б).

Расстояние от катода до входа в пространство взаимодействия должно составлять πR_n (рис. 8.10), поэтому пушка получила название «короткой».

$$l_{kn} = \pi R_n = \pi \frac{mE_n}{eB^2} = \pi \frac{mU_0}{ed_n B^2}. \quad (8.21)$$

8.3 Генератор на ЛОВМ

Схема устройства генератора на ЛОВМ в цилиндрическом варианте представлена на рис. 8.12. Пушка короткой оптики представлена катодом 1, управляющим электродом 2, создающими в приборе ленточный электронный поток 6, движущийся к коллектору 5. Между холодным катодом 7 и ЗС типа «встречные штыри» 3 находится пространство взаимодействия. Вывод энергии 4 расположен у катодного конца ЗС. У коллектора — поглотитель.

Электронный поток создает в замедляющей системе наведенный ток и электромагнитное поле пространственных гармоник. На одной из пространственных гармоник ($m = -1$), для которой $v_0 = v_{fm}$, начинается взаимодействие потока с полем волны, при котором в тормозящих полупериодах электрического поля гармоники происходит увеличение её энергии. В ЛОВМ возникает положительная обратная связь между полем волны и электронным потоком, при которой волна тратит часть своей энергии на модуляцию по скорости и последующую группировку электронов в тормозящем поле. Образующиеся сгустки, двигаясь в сторону коллектора, отдают полю волны в ЗС уже большую энергию, при-

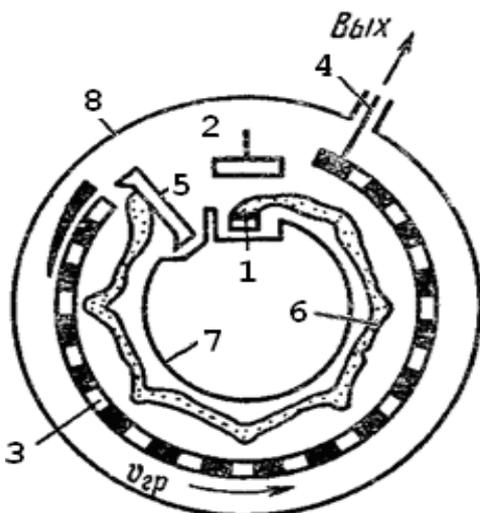


Рис. 8.12 — Схема устройства генератора на ЛОВ типа

обретая её в потенциальном поле. В результате устанавливаются колебания амплитуды, определяемой балансом мощностей и фаз. Вследствие трудностей широкополосного согласования вывода энергии с замедляющей системой возможны отражения от нагрузки. Для устранения этого эффекта в ЛОВМ, как и в ЛОВО, применяют сосредоточенный поглотитель.

Максимальная выходная мощность ЛОВМ в непрерывном

режиме получена от нескольких сотен ватт до киловатт. В импульсном режиме от сотен киловатт до несколько мегаватт. ЛОВМ применяется в качестве генератора помех, в системах космической связи, в передатчиках с электронной перестройкой частоты в полосе 20—30 %.

Баланс фаз. Для обеспечения самовозбуждения ЛОВМ сумма фазовых углов при обходе по контуру автогенератора должна быть кратна $2\pi n$, т.е. $\beta_e l + \beta_\phi l = 2\pi n$, где $\beta_e l$ — фазовый набег на длине l ЗС для потока, а $\beta_\phi l$ — тоже для волны; величина n — целое число. Чтобы генератор работал в широком диапазоне частот, сумма групповых задержек должна давать ноль в этом диапазоне, т.е. $l(d\beta_e)/(d\omega) + l(d\beta_\phi)/(d\omega) = 0$. Поскольку взаимодействие потока происходит с полем обратных пространственных гармоник и осуществляется при равенстве скоростей $v_0 = v_{\phi(-1)}$, то условие выполняется: $l/v_e = -l/v_{\phi(-1)}$. Согласно рассмотренному выше механизму генерации СВЧ-колебаний амплитуда поля гармоники должна быть минимальной в конце замедляющей системы, у коллектора и максимальной у катода лампы, тогда на длине замедляющей системы l должно укладываться нечетное число четвертей длины волны: $4l/\lambda_z = (2n - 1)$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Число n определяет номер зоны и диапазон изменений U , в котором возможна генерация колебаний на длинах волн от λ_{\min} до λ_{\max} , определяемых полосой пропускания ЗС.

Баланс амплитуд (мощностей) определяет необходимую величину энергии, которая должна быть передана электронами полю волны для покрытия потерь и обеспечения мощности на выходе, для чего требуется определенная величина пускового тока в рабочей зоне генерации, равная [11]:

$$I_{\text{пуск } n} = (2n - 1)^2 E_0 v_\phi / (16\omega R_{\text{св}} N^2) = (2n - 1)^2 E_0^2 / (16\omega R_{\text{св}} N^2 B). \quad (8.22)$$

Величина пускового тока возрастает с увеличением номера зоны генерации:

$$I_{\text{пуск } n} = (2n - 1)^2 I_{\text{пуск } 1}, \text{ где } I_{\text{пуск } 1} = E_0^2 / (16\omega R_{\text{св}} N^2 B). \quad (8.23)$$

Эта объясняется тем, что при увеличении n на длине ЗС укладывается n четвертей длины волны. В результате переформиро-

вания сгустков снижается эффективность обмена энергией электронов с полем.

При смене номера зоны генерации изменяется частота колебаний. При токах пушки $I_0 > I_{\text{пуск1}}$ ЛОВМ одновременно генерирует колебания двух частот в обеих зонах генерации, а амплитуда колебаний основной частоты уменьшается.

Электронная перестройка частоты (рис. 8.13) ЛОВМ осуществляется изменением напряжения на ЗС и объясняется тем, что с изменением U_a происходит изменение скорости электронов и (согласно условию фазового синхронизма) скорости пространственной гармоники, поскольку для обратных пространственных гармоник с увеличением напряжения U_a частота генерируемых колебаний растет. Если дисперсионная характеристик ЗС линейная, то $\omega = \varphi(U_0)$ также получается линейной, что важно для генераторов.

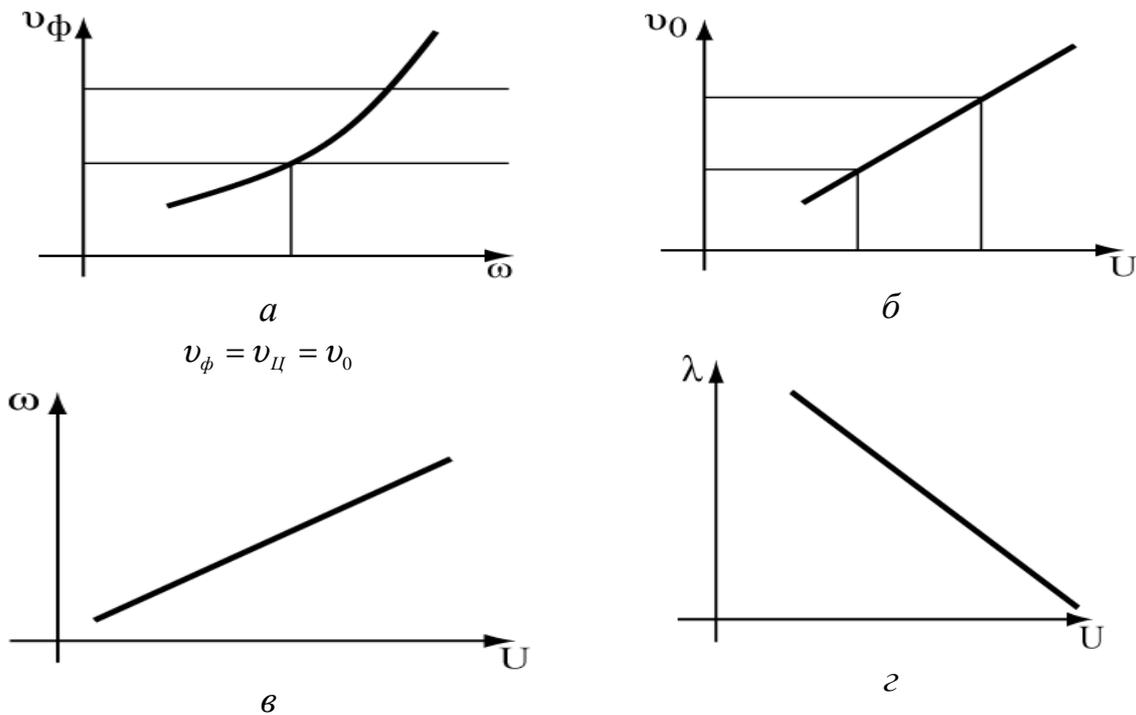


Рис. 8.13 — Дисперсионная характеристика ЛОВМ (а), скорость электронов от напряжения (б) и характеристики электронной настройки (в, г)

Глава 9. МИКРОВОЛНОВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Особенностью полупроводниковых приборов (ПП) в отличие от вакуумных является то, что взаимодействие заряженных частиц с электромагнитными полями происходит не в вакуумном

пространстве, а в кристаллической решетке твердого тела. Это обстоятельство не позволяет обеспечить большие скорости носителей зарядов (электронов и дырок). Их максимальная скорость в несколько тысяч раз меньше скорости света.

Из-за малых скоростей носителей зарядов в полупроводниковых приборах необходимы очень малые протяженности пространств взаимодействия, чтобы время пролета зарядов τ было меньше периода СВЧ-колебаний T . Если исходить из того, что $\tau = l/v < 0,5T$, т.е. $l < 0,5v/f$, то при скорости носителей $v = 10^5$ м/с и частоте $f = 10$ ГГц ($\lambda = 3$ см) протяженность пространства взаимодействия l должна быть меньше 5 мкм. В связи с этим основной особенностью ПП являются малые размеры и масса, низкие напряжения источников питания, сравнительно небольшие мощности генераторов и усилителей.

Вследствие малых размеров полупроводниковых диодов и транзисторов по сравнению с резонаторами и передающими линиями, приходится изготавливать ПП отдельно от схем, в которых они используются. Поэтому твердотельные генераторы и усилители СВЧ являются **устройствами**, содержащими полупроводниковые диоды или транзисторы.

Наиболее широко используемым полупроводниковым материалом с высокой подвижностью электронов является арсенид галлия. Применяют также кремний, фосфид индия и германий (приложение А).

Основные типы ПП по числу переходов делят на *беспереходные* (термисторы), *однопереходные* (диоды) и *двухпереходные* (биполярные транзисторы).

Полупроводниковые диоды и триоды выполняют в устройствах СВЧ различные функции, включая детектирование, генерирование, усиление колебаний, умножение и смещение частот, суммирование и деление мощности, обеспечение переменными реактивными проводимостями. С помощью полупроводниковых диодов создаются электронные устройства, работающие в диапазоне частот до 300 ГГц.

Разработанные конструкции полевых и биполярных транзисторов СВЧ предназначены для генераторов и усилителей до

30 ГГц, имеют рабочие напряжения до 20 В и токи до нескольких ампер.

9.1 Полупроводниковые СВЧ-диоды с положительным дифференциальным сопротивлением

9.1.1 Параметры СВЧ-диодов

СВЧ-диоды (рис. 9.1, а, б), выпускаемые промышленностью (приложение В), отличаются устройством, полупроводниковым материалом, областью применения и параметрами [21].

На рис. 9.1, в представлена эквивалентная схема любого СВЧ-диода, справедливая в случае, когда размеры диода много меньше рабочей длины волны.

$Z_n = R_n + jX_n$ — сопротивление полупроводниковой структуры, определяется типом перехода, напряжением на диоде, температурой и устройством конкретного диода. Сопротивление Z_n учитывает диффузионную и барьерную емкость и дифференциальное сопротивление перехода. Эквивалентные параметры L_k и C_k — индуктивность и емкость корпуса, имеют величины $0,1 \div 2$ нГн, $0,05 \div 0,4$ пФ. Величина R_S — сопротивление объема проводника, контактов и выводов диода ($R_S = r_{np} + r_k + r_e$). Для конкретного типа диода эти параметры даются в справочной литературе.

Элементами эквивалентной схемы диода определяются параметры:

предельная (критическая) частота при заданном напряжении смещения:

$$f_{np} = \frac{1}{(2\pi R_S C)}, \quad (9.1)$$

где $C = C_{диф} + C_{бар} + C_k$ — полная емкость диода;

добротность диода Q_D , или качество его, на рабочей частоте f :

$$Q_D = \frac{f_{np}}{f} = \frac{1}{(\omega C R_S)}; \quad (9.2)$$

постоянная времени диода в виде:

$$\tau = R_S C = \frac{1}{(2\pi f_{np})}. \quad (9.3)$$

Допустимая мощность рассеивания в диоде $P_{рас\ max}$ или тепловое сопротивление $R_T = (T_{max} - T_o) / P_{рас\ max}$, где T_{max} — максимально допустимая температура, определяют предельные режимы работы ПП СВЧ - диапазона.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) полупроводниковых диодов, используется в расчетах разнообразных устройств. Эти характеристики снимаются в статистическом режиме, справедливы при работе прибора на СВЧ, но не всегда. ВАХ рассматривается далее в каждом конкретном случае диода.

Все ПП-диоды следует разделить на 2 группы.

Первая группа — *диоды с положительным дифференциальным сопротивлением*, для них при наложении СВЧ-напряжения производная $\frac{dU}{di} > 0$. Используются как нелинейные элементы в

схемах преобразования частоты, параметрического усиления, управления амплитудой, фазой и даже направлением распространения сигнала в линиях передачи (это детекторные, смесительные, управляющие диоды).

Вторая группа — *диоды с отрицательным дифференциальным сопротивлением*, возникающим при наличии СВЧ-полей (диоды ЛПД, диоды Ганна).

9.1.2 Детекторные и смесительные диоды

Детекторные и смесительные диоды используются для преобразования СВЧ-токов в постоянные, или в токи низкой частоты, для их индикации и усиления. Полупроводниковые детекторы — это выпрямители, использующие в основном выпрямляющие свойства переходов типа металл-полупроводник. Как известно, в месте контакта двух материалов с различным значением работы выхода электронов возникает контактная разность потенциалов, называемая *потенциальным барьером*. Этот барьер снижается при прямом смещении и увеличивается при обратном. Поэтому

проводимость перехода зависит от полярности приложенного напряжения, что обуславливает выпрямляющее действие перехода.

Переходы типа металл-полупроводник бывают точечными, когда к полупроводниковому кристаллу прижимается металлическая игла, или переходы с барьером Шотки, когда на полупроводник напыляют металлический слой. На рис. 9.1, *а* показано устройство точечного диода с кристаллом 1 и иглой 2 в корпусе из керамического изолятора 3 и цилиндрических выводов 4 и 5. На рис. 9.1, *б* показан один из вариантов бескорпусного диода с барьером Шотки (ДБШ) с изолятором из компаунда 3 и ленточным выводом 4, обладающий стабильными характеристиками.

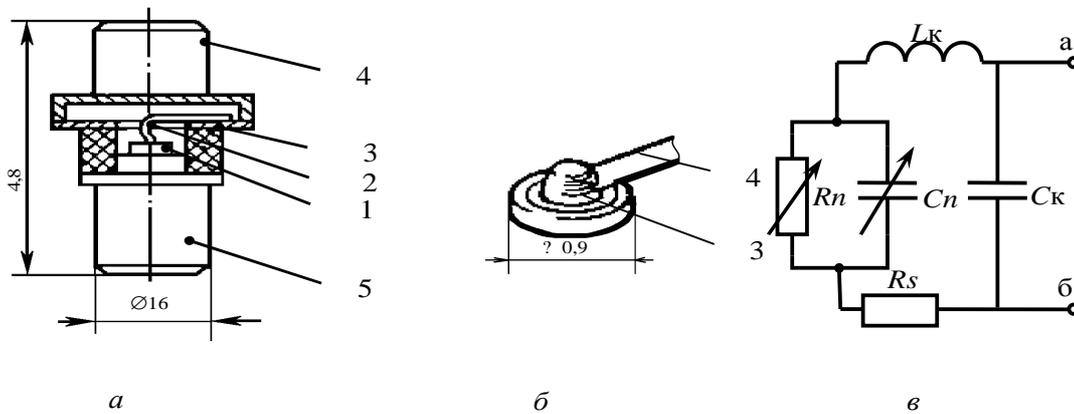


Рис. 9.1 — Полупроводниковые диоды и их эквивалентная схема

Эквивалентная схема детекторных и смесительных диодов совпадает со схемой на рис. 9.1, *в*. Зависимости сопротивления R_n и емкости C_n перехода от напряжения смещения приведены на рис. 9.2, *а*. ВАХ-диодов (рис. 9.2, *б*) задается выражением

$$I = I_0 e^{\left(\frac{U}{\Phi_m} - 1\right)},$$

где U — напряжение на диоде; Φ_m — потенциал, соответствующий работе выхода; $I_0 = qS(D_n n_{po} / L_n + D_p p_{no} / L_p)$; D_n, D_p — коэффициенты диффузии; L_n — диффузионная длина электронов в p -область, L_p — диффузионная длина дырок в n -область; n_{po}, p_{no} — концентрация электронов и дырок, являются основными характеристиками заданного материала, S — площадь.

На рис. 9.2, *б* иллюстрируется по ВАХ-диода появление постоянного тока I_0 во внешней цепи схемы при подаче на диод СВЧ-сигнала $U = U_m \sin \omega t$.

Поскольку ВАХ детекторов СВЧ близка к квадратичной зависимости, можно считать, что $I_0 \approx kU_m^2 \approx \beta P_{ex}$, где k и β — коэффициенты пропорциональности. Величина β называется *чувствительностью по току* и является основным параметром детектора. Чувствительность по току не является стабильной и находится в пределах 1...5 А/Вт или, что то же, 1...5 мкА/мкВт, для точечных диодов и 3...10 А/Вт для ДБШ. Она зависит от частоты, рабочей температуры и уровня входного сигнала. Значение β уменьшается по мере эксплуатации диода.

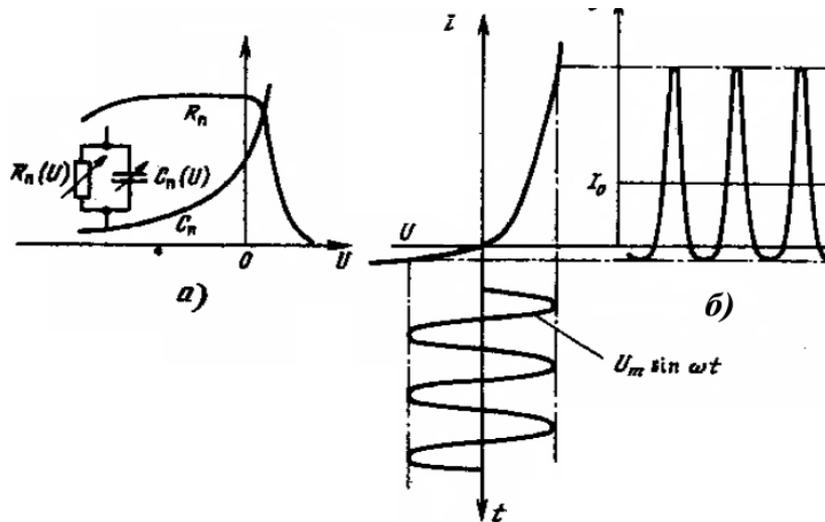


Рис. 9.2 — Характеристики перехода и его выпрямляющее действие

Поэтому детекторные диоды используются не для измерения мощности, а лишь для ее индикации. Допустимая мощность, которую можно подать на диод, не опасаясь «выгорания» контакта, не превышает нескольких десятков милливатт. Минимальная мощность входного сигнала, которую можно обнаружить на фоне собственных шумов детекторного диода, составляет $10^{-8} \div 10^{-9}$ Вт.

Предельная частота согласно выражению $f_{пред} = 1/(2\pi R_s C_n)$ достигает 300 ГГц при $R_s < 1$ Ом и $C_n < 0,5$ пФ.

На рис. 9.3, а, б приведены волноводная детекторная головка и схема подключения к диоду измерителя постоянного тока. На рис. 9.3, в представлена схема включения детектора в зондовую коаксиальную головку измерительной линии. Блокировочный конденсатор C_0 , выполненный в виде слюдяной прокладки 1

(рис. 9.3, а), замыкает высокочастотную часть цепи диода 2, отделяя ее от цепи постоянного тока 3.

Смесительные диоды почти не отличаются по характеристикам и конструкциям от детекторных. Кроме основного сигнала f_c , в смесительную головку подается сигнал от маломощного генератора — гетеродина f_2 . Основной задачей смесителя является выделение *промежуточной частоты*, $f_{\text{пром}}$, определяемой разностью частот обоих сигналов, т.е. $f_{\text{пром}} = f_2 - f_c$.

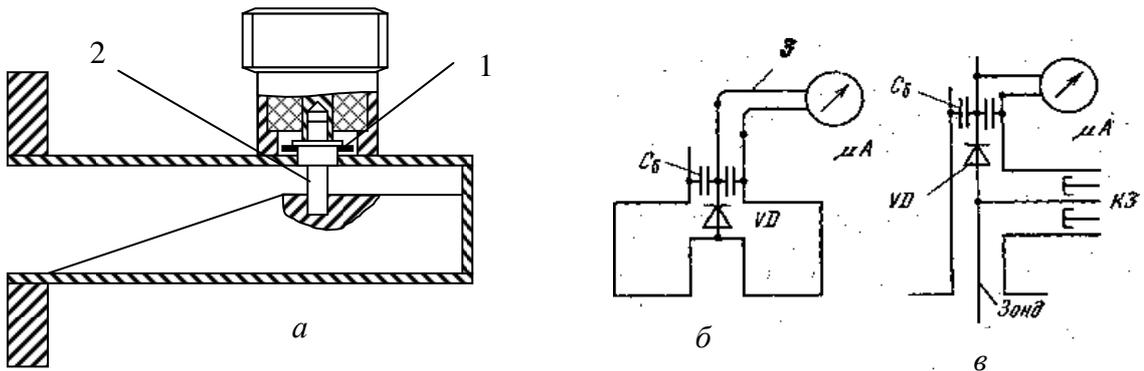


Рис. 9.3 — Волноводная детекторная головка и схемы включения диодов

Основным параметром смесителей является величина *потерь преобразования* $L_{\text{пр}}$, определяемая отношением мощностей основного входного сигнала P_c и сигнала промежуточной частоты на выходе смесителя $P_{\text{пром}}$, т.е. $L_{\text{пр}} = 10 \lg(P_c / P_{\text{пром}})$. Значения $L_{\text{пр}}$ — составляют 3...10 дБ. Не менее важным параметром является *коэффициент шума* $F_{\text{ш}}$ смесителя, от которого зависит шум-фактор на входе супергетеродинного приемника. Типичные значения для смесителя $F_{\text{ш}}$ в пределах от 5...8 дБ в сантиметровом диапазоне до 10...12 дБ в миллиметровом диапазоне длин волн. Значения $L_{\text{пр}}$ и $F_{\text{ш}}$ зависят также от мощности гетеродина P_2 и являются минимальными при $P_2 = 1...3$ мВт.

9.1.3 Управляющие диоды

Управляющие диоды позволяют создавать СВЧ-устройства

различного назначения, например аттенуаторы, фазовращатели, выключатели и переключатели каналов СВЧ-мощности и т.п.

Примером управляющих диодов может быть $p-i-n$ -диод, представляющий трехслойную структуру (рис. 9.4), в которой сильно легированные p - и n -области разделены высокоомной областью i с собственной проводимостью, высокоомная область называется базой.

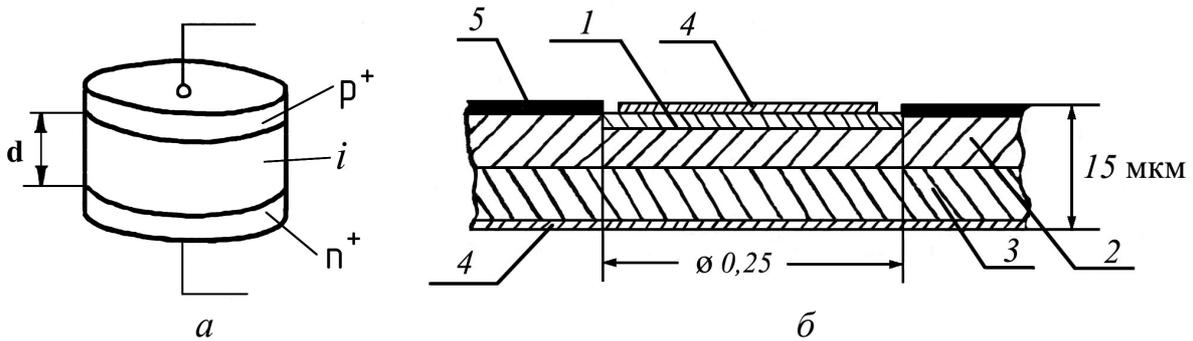


Рис. 9.4 — Полупроводниковая структура $p-i-n$ -диода

На границах раздела полупроводниковых слоев с различным типом проводимости образуются выпрямляющие переходы, препятствующие диффузии носителей заряда в базу диода из p - и n -слоев при запирающем или при нулевом управляющем напряжении на диоде. Из-за высокого сопротивления базы $p-i-n$ -диод оказывается непроводящим на СВЧ. Малая продолжительность положительного полупериода СВЧ-сигнала не позволяет создать в базе достаточную концентрацию носителей. При подаче на $p-i-n$ -диод положительного управляющего напряжения переходы отпираются и носители — электроны из n -области и дырки из p -области проникают в базу диода, превращая её в проводник. Для поддержания низкого сопротивления открытого $p-i-n$ -диода через него необходимо пропускать ток смещения в 10—500 мА, в зависимости от типа диода, возмещающий потери свободного заряда в базе за счет рекомбинации электронов и дырок. Запасенный в базе открытого $p-i-n$ -диода объёмный заряд позволяет пропускать через него токи СВЧ с амплитудой в сотни ампер при низком сопротивлении диода, без свойств выпрямления.

При увеличении толщины i -слоя увеличивается сопротивление диода в открытом и закрытом состояниях, а также растёт пробивное напряжение и уменьшается емкость перехода. В мощных

диодах необходимо увеличивать площадь перехода. Толщина d базового i -слоя может быть от 3—5 мкм до 200÷500 мкм.

При отсутствии постоянного напряжения и тока прямого смещения такой диод представляет собой емкость (0,01—1 пФ).

Существенным недостатком p - i - n -диодов является большое время переключения (десятки микросекунд). Для уменьшения времени переключения используют диоды с барьером Шоттки, у которых отсутствует эффект накопления заряда, отчего время переключения — десятки наносекунд.

Диодный выключатель — это устройство, в котором при изменении полярности управляющего напряжения изменяется сопротивление диода, что обеспечивает прекращение или ослабление передаваемого в тракте сигнала.

Рассмотрим работу выключателя (рис. 9.5).

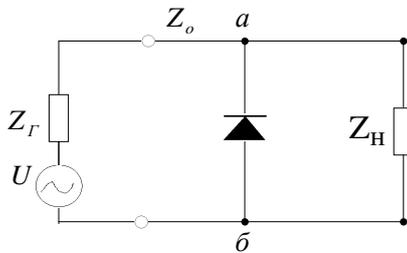


Рис. 9.5 — Схема включения управляющего диода СВЧ тракт

Линия передачи согласована с сопротивлениями генератора и нагрузки ($Z_r = Z_o = Z_n$), точка a - b включен в линию диод, и его полное сопротивление с элементами крепления и настройки в точках a - b равно $Z_o = Z_{ab}$. При подаче большого отрицательного (запирающего) напряжения сопротивление диода $Z_d \gg Z_o$ и он не нарушает распространения волны в линии передачи. Если подать на диод напряжение в прямом направлении, его сопротивление становится близким к нулю. Волна почти полностью отражается от диода, в нагрузку просачивается небольшая часть входной мощности. На диоде мощность волны не теряется, а следовательно, он может управлять величинами мощностей, значительно превышающими его допустимую мощность рассеяния.

Найдем условия, при которых диодный выключатель вносит минимальные потери L_n в тракт в режиме пропускания волны (диод заперт) и максимальные потери L_3 в режиме отражения волны (диод открыт). Коэффициент потерь L в общем случае связан с коэффициентом отражения Γ отношением [2]:

$$L = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = 10 \lg \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} = 10 \lg \left| 1 + \frac{Z_0}{2\dot{Z}_{a\bar{b}}} \right|^2. \quad (9.4)$$

Коэффициент отражения определяется проводимостью диода $\dot{Y} = G + jB$. При условии согласования, когда $Z_n = Z_0$, проводимость в точках подключения диода a - \bar{b} (рис. 9.5) становится $\dot{Y}_\partial = \frac{\dot{Y}Z_0 + 1}{Z_0}$, а величина коэффициента $|\Gamma|$ равна

$$|\Gamma| = \frac{Z_\partial - Z_0}{Z_\partial + Z_0} = \frac{\dot{Y}Z_0}{2 + \dot{Y}Z_0}. \quad (9.5)$$

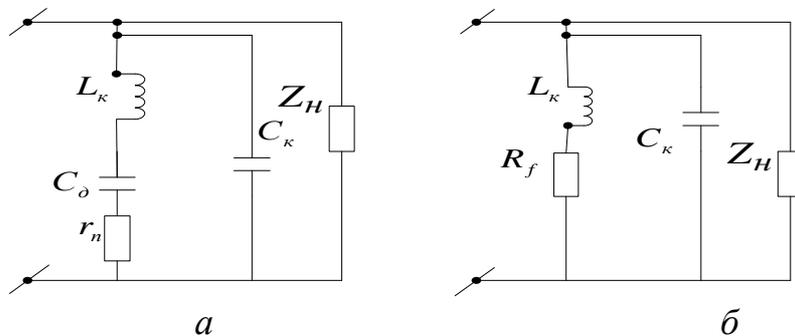


Рис. 9.6. Эквивалентные схемы управляющего диода в линии передач:
a — в режиме закрытого диода; *б* — в режиме открытого диода

Подставляя выражения (9.5) и $\dot{Y} = G + jB$ в (9.4), после преобразования получаем

$$L = 10 \lg \left(1 + \frac{(0,5GZ_0)^2 + (0,5BZ_0)^2}{1 + GZ_0} \right). \quad (9.6)$$

1-й сл. При обратном смещении (диод заперт) активное сопротивление диода (ВАХ на рис. 9.2, *б*) велико, $r_n = r_\partial \gg 1/(\omega C_\partial)$, реактивное сопротивление мало и его можно не учитывать; это режим пропускания сигнала в линии передачи, эквивалентная схема диода на рис. 9.6, *a*. Полная проводимость этой схемы определяется выражением

$$Y_{np} = \frac{\frac{1}{r_n} \left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2}{\left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right]^2} + j\omega \left\{ C_\kappa + \frac{C_\delta \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right]}{\left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right]^2} \right\}, \quad (9.7)$$

где $\omega_{np} = \frac{1}{(r_n C_\delta)}$ — предельная частота диода (9.1);

$\omega_p = (L_\kappa C_\kappa)^{-\frac{1}{2}}$ — частота последовательного резонанса элементов схемы. Обычно $\omega_{np} \gg \omega_p \gg \omega$ (ω — рабочая частота), тогда при выполнении этих условий выражение (9.7) будет равно

Реактивную составляющую проводимости диода компенсируют на рабочей частоте, включая в тракт параллельно диоду индуктивность L_s , величина которой удовлетворяет условию:

$$\omega L_s = \frac{1}{\omega C_\Pi}. \quad (9.9)$$

В схеме образуется контур с добротностью $Q_n = \frac{1}{2} \omega C_\Pi Z_O$.

Вывод: Наименьший коэффициент вносимого диодным выключателем в режиме обратного смещения затухания L_n (9.6) при передаче сигнала будет при реактивной проводимости диода $B = 0$ и при минимальном значении активной проводимости G .

2-й сл. При прямом смещении (диод открыт) $1/(\omega C_\delta) \gg r_\delta$ емкостью перехода можно пренебречь и пользоваться эквивалентной схемой рис. 9.6, б, для которой

$$Y_{зан} = \frac{R_f}{R_f^2 + (\omega L_\kappa)^2} + j \left[\omega C_\kappa - \frac{\omega L_\kappa}{R_f^2 + (\omega L_\kappa)^2} \right], \quad (9.10)$$

где $R_f = r_\delta + r_n$. На низких частотах $\left(\omega C_\kappa \ll \frac{1}{\omega L_\kappa} \right)$ в режиме «заперто» получаем

$$Z_{зан} = \frac{1}{Y_{зан}} = R_f + j\omega L_\kappa = R_f + jX_f. \quad (9.11)$$

Подставив (9.11) в (9.6), получим

$$L_3 = 10 \lg \left[1 + \frac{Z_o^2}{4(R_f^2 + R_f Z_o + X_f^2)} \right], \quad (9.12)$$

где X_f — реактивное сопротивление диода.

Чтобы при известной величине R_f выбранного диода в (9.12) L_3 было максимальной величины, необходимо $X_f = 0$. Это означает, что реактивное сопротивление диода следует компенсировать емкостью C_s , величина которой определяется условием $1/(\omega C_s) = \omega L_k$. Эта же емкость служит одновременно и для развязки цепи питания диода по постоянному току. Схема выключателя с компенсирующими элементами на рис. 9.7.

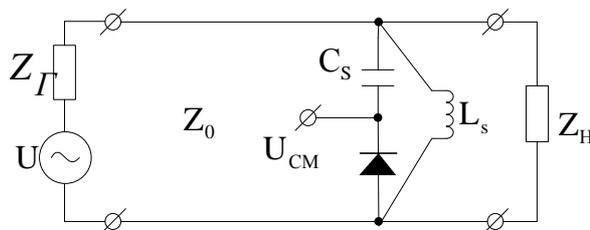


Рис. 9.7 — Эквивалентная схема управляющего диода с компенсирующими элементами

В схеме выключателя (рис. 9.7) образовался колебательный контур с добротностью $Q_3 = \omega L_k / R_f$. Поскольку добротности Q_3 и Q_n невелики, рабочая полоса частот схемы может достигать до двух октав.

Чтобы работать в управляющих устройствах диоды должны иметь:

- большое активное сопротивление перехода r_δ при обратном смещении и малое — в открытом состоянии;
- минимальное сопротивление объема полупроводника r_n ;
- малые величины емкостей C_k и C_δ ;
- не зависимую от напряжения емкость C_δ ;
- минимальную индуктивность корпуса L_k ;
- большое пробивное напряжение;
- минимальное время переключения из открытого состояния в закрытое.

Качество выключателя определяется потерями при передаче сигнала (9.12), причем потери в режиме пропускания $L_n < 0,5$ дБ, а в режиме запираения $L_z > 20 \div 30$ дБ. Режим работы выключателя, когда пропускание сигнала по линии передач имеет место при $U_{см} < 0$, а запираение сигнала при $U_{см} > 0$, называют **прямым режимом выключения**.

Коммутирующее устройство на основе полоскового тройника приведено на рис. 9.8, где диоды включаются в линию передачи последовательно.

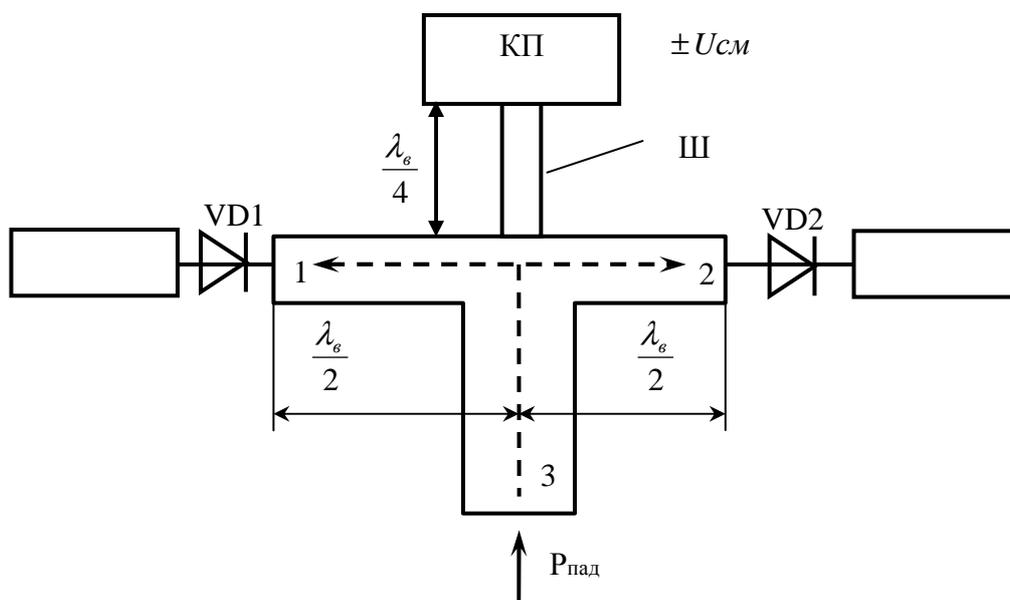


Рис. 9.8 — Схема коммутирующего устройства с использованием полоскового тройника

Подавая различные по знаку напряжения смещения на диоды VD1 и VD2, обеспечивают передачу мощности из плеча 3 либо в плечо 1, либо в 2 тройникового разветвления. Наилучшие условия передачи имеют место при расположении диодов на расстоянии в полволны от разветвления. Для подачи управляющего постоянного напряжения смещения используется дроссельная цепь, включающая высокоомный четвертьволновый шлейф Ш, соединенный с блокировочным конденсатором в виде контактной площадки КП. Полупроводниковые диоды обеспечивают высокую скорость переключения благодаря малым значениям $R_s C$. Время переключения не превышает 3...5 нс.

Переключатель на 2 канала в коаксиальном исполнении показан на рис. 9.9. Входной сигнал подается в плечо 1. Штырь 2,

перемещаемый гайкой 9, служит для согласования входа. Диоды 3 и 4 установлены на расстоянии $\lambda/4$ от места разветвления входного сигнала, что обеспечивает максимальное входное сопротивление отрезка линии с открытым диодом. Шлейфы 5, 6 служат для настройки как компенсирующие индуктивности, а конденсаторы 7, 8 — являются компенсирующими и разделительными емкостями. В зависимости от того, на какой диод подается отпирающее напряжение, мощность из плеча 1 идет либо в плечо А, либо в плечо В.

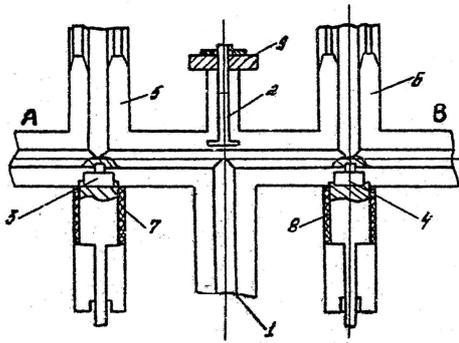


Рис. 9.9 — Переключатель на 2 канала в коаксиальном исполнении

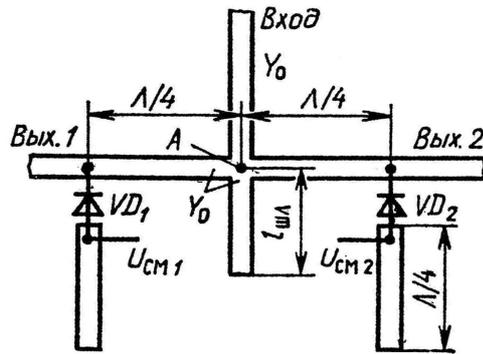


Рис. 9.10 — Схема двухканального переключателя на МПЛ

На рис. 9.10 представлена топология простейшего двухканального переключателя на МПЛ. На расстоянии $\lambda/4$ от точки разветвления А включены параллельно $p-i-n$ -диоды, осуществляющие коммутацию. Развязка по постоянному току выполнена на основе разомкнутых четвертьволновых отрезков линии передачи, которые в точках подключения напряжений смещения $U_{см1}$ и $U_{см2}$ создают режим короткого замыкания по сигналу СВЧ.

Пусть диод VD_1 открыт, а диод VD_2 закрыт. В этом случае мощность, поступающая на вход, передается в плечо 2. Входная проводимость плеча 1 переключателя в точке разветвления линии передачи равна $Y_{вх1} = Y_0^2 / (Y_0 + G)$, где Y_0 — волновая проводимость подводящих линий; а $G = 1/R_f$ — проводимость диода в открытом состоянии. При $G \gg Y_0$, что соответствует открытому диоду, $Y_{вх1} \rightarrow 0$, что соответствует ХХ. В это время входная проводимость канала 2 в точке А при закрытом диоде VD_2 определяется соотношением

$$Y_{ex1} = \frac{Y_o^2}{Y_o + G + jB_c} = \frac{Y_o^3}{(Y_o + G)^2 + B_c^2} - j \frac{B_c Y_o^2}{(Y_o + G)^2 + B_c^2}, \quad (9.13)$$

где G , B_c — активная и реактивная составляющие проводимости $p-i-n$ -диода в закрытом состоянии. При $G \ll Y_o$ и $B_c \ll Y_o$, что справедливо для закрытого диода, $Y_{ex2} = Y_o - jB_c$. Компенсация индуктивного компонента Y_{ex2} осуществляется подключением к точке А дополнительного шлейфа, входная проводимость которого равна проводимости B_c диода. Длина шлейфа $l_{шл}$ выбирается из условия

$$Y_{шл} = jY_o \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi}{\lambda_l} l_{шл} \right) = jB_c, \text{ откуда } l_{шл} = \frac{\lambda_l}{2\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{B_c}{Y_o} \right). \quad (9.14)$$

Включение шлейфа обеспечивает режим согласования $Y_{ex2} \approx Y_o$.

Неидеальность параметров реальных $p-i-n$ -диодов приводит к тому, что часть входной мощности ответвляется в закрытый канал. Соотношение между мощностями, прошедшими в закрытый $P_{зак}$ и открытый $P_{отк}$ каналы, зависит от качества $p-i-n$ -диодов.

Аттенюаторы на $p-i-n$ -диодах это управляемые электрически устройства для ослабления мощности в передающей линии. На рис. 9.11, а показана зависимость сопротивления i -слоя от прямого тока через диод. Эта зависимость свидетельствует о возможности плавной регулировки ослабления проходящего сигнала в передающей линии с диодом.

Управляемая мощность может достигать сотен ватт и ослабляться до 20 дБ. Ослабление происходит в основном за счет отражения, а не поглощения мощности в диоде. Потребляемая мощность от источника напряжения смещения тоже невелика и составляет сотые доли ватта. Недостатком аттенюатора на $p-i-n$ -диоде является то, что он не согласован по входу. Для устранения этого недостатка используют балансную схему или ферритовый вентиль, либо ферритовый циркулятор.

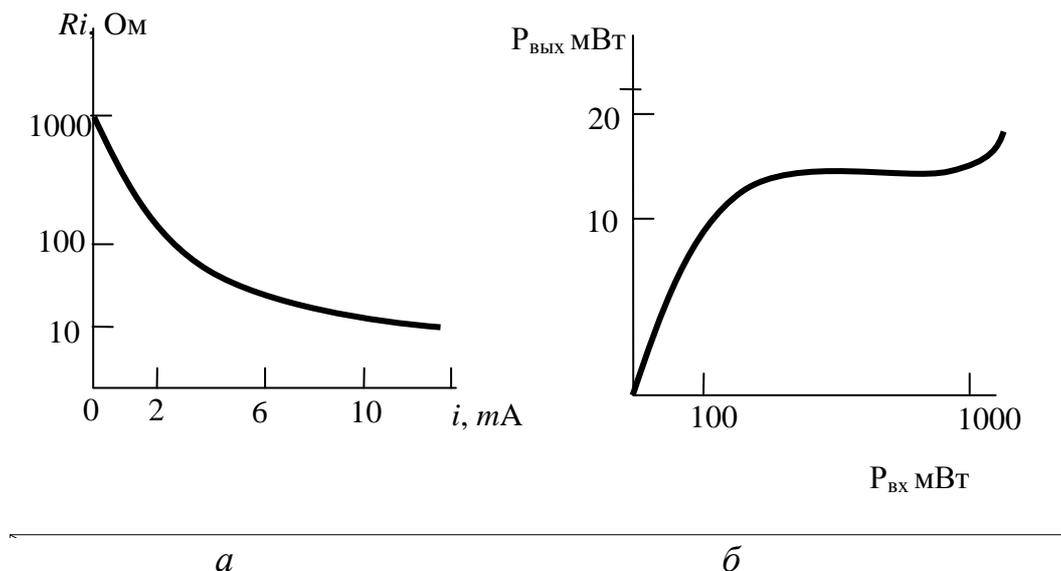


Рис. 9.11 — К пояснению принципа действия аттенюатора (а) и ограничителя (б) СВЧ-мощности на $p-i-n$ -диодах

Ограничители СВЧ - мощности. Сопротивление диодов с $p-n$ или $p-i-n$ -структурами зависит от уровня СВЧ - мощности, падающей на диод, включенный параллельно в линию передачи. В качестве ограничительных используют в основном $p-i-n$ -диоды с небольшой толщиной i -слоя (1...3 мкм). Напряжение смещения на диод не подается, и он работает с короткозамкнутой внешней цепью. При малых уровнях мощности диод закрыт и не шунтирует передающую линию. При возрастании мощности за счет увеличения выпрямленного тока сопротивление диода уменьшается и увеличивается ослабление проходящего сигнала. Рост выходной мощности ограничителя замедляется в сравнении с увеличением входного сигнала, и она остается почти постоянной в широких пределах изменения входной мощности, как это видно из амплитудной характеристики ограничителя (рис. 9.11, б). Диодные ограничители являются широкополосными устройствами и используются в измерительной технике для выравнивания выходной мощности широкодиапазонных свип-генераторов.

Полупроводниковый фазовращатель на $p-n$ или $p-i-n$ диодах в качестве дискретного устройства показан схематично на рис. 9.12. Регулировкой напряжений смещения на диодах изменяем их режимы работы (запирания или пропускания сигнала), что позволяет изменять фазу отраженного от диода сигнала за счет изменения длины линии передачи L_i . Использование циркулятора

на входе фазовращателя дает возможность разделить входной и выходной сигналы.

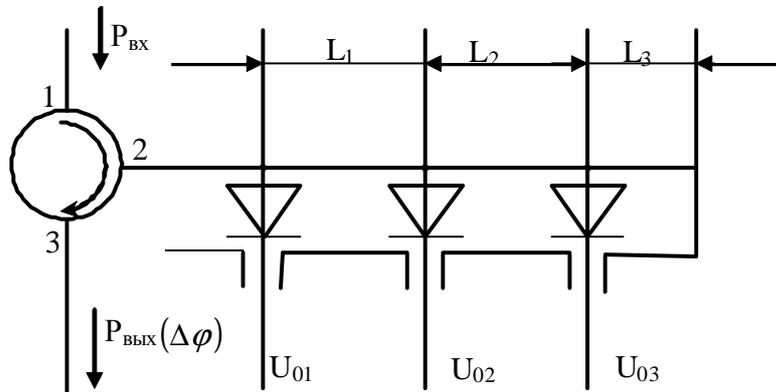


Рис. 9.12 — Схема фазовращателя на диодах

9.2 Диоды с отрицательным дифференциальным сопротивлением

9.2.1 Туннельные диоды

Туннельные диоды (ТД) имеют структуру с тонким p - n -переходом на основе сильно легированного полупроводника. Толщина обедненной рабочей области составляет менее 10^{-2} мкм, время туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер порядка 10^{-13} — 10^{-14} с. В отсутствии внешнего напряжения туннелирование электронов из n - в p -области и обратно существует, однако потоки носителей заряда одинаковы и ток через переход отсутствует.

Эквивалентная схема (рис. 9.1, в) туннельного диода приведена на рис. 9.13 для падающего участка ВАХ (рис. 9.14), где r_δ — отрицательное сопротивление перехода, C_δ — барьерная емкость перехода; L_κ , C_κ — параметры корпуса, r_n — активное сопротивление диода; полное сопротивление диода без учета емкости корпуса, которую можно отнести к согласующему четырехполюснику, равно

$$Z_\delta = r_n + \frac{r_n}{1 + \omega^2 r_\delta^2 C_\delta^2} + j\omega \left(L_\kappa - \frac{C_\delta r_\delta^2}{1 + \omega^2 r_\delta^2 C_\delta^2} \right) = R_\delta + jX_\delta, \quad (9.15)$$

или проводимость диода,

$$Y_{\delta} = Z_{\delta}^{-1} = (R_{\delta} - jX_{\delta}) / (R_{\delta} - jX_{\delta}) = G_{\delta} + jB_{\delta}. \quad (9.16)$$

ВАХ- диода имеет N -образную форму с падающим участком (рис. 9.14) при небольших прямых напряжениях.

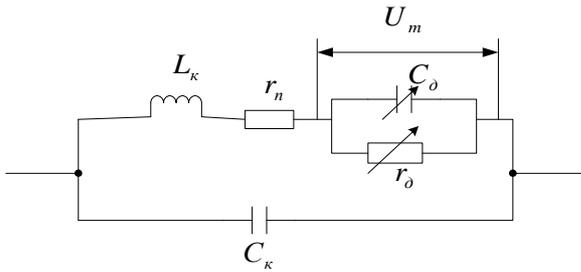


Рис. 9.13 — Эквивалентная схема туннельного диода

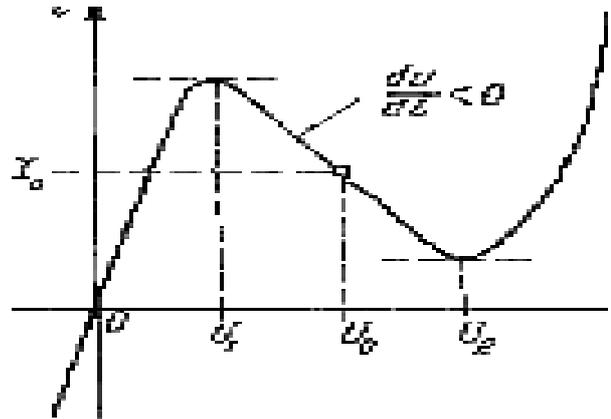


Рис. 9.14 — Статистическая ВАХ туннельного диода

Активное сопротивление R_{δ} и проводимость G_{δ} являются отрицательными величинами при рабочих частотах $f < f_{кр}$. Критическая частота диода равна

$f_{кр} = \frac{1}{2\pi|r_{\delta}|C_{\delta}} \sqrt{\frac{|r_{\delta}|}{r_n} - 1}$, при $r_{\delta} = G_{\delta} = 0$; сопротивление потерь диода $r_n = 2 \div 7$ Ом; отрицательное дифференциальное сопротивление $|r_{\delta}| = 15 \div 150$ Ом.

Диоды имеют отрицательную активную проводимость в широком диапазоне частот от $f_{кр}$ вплоть до $f = 0$. Изготавливаются ТД из арсенида галлия, антимонида галлия и германия. Диоды из германия имеют стабильные параметры, диоды из GaAs обладают большей областью напряжений отрицательного сопротивления, высоким интервалом рабочих температур и меньшей емкостью перехода.

Выходная мощность генераторов на ТД лежит в пределах нескольких милливатт в диапазоне СВЧ и не более нескольких десятков микроватт в диапазоне ММВ. Это ограничивает их широкое применение. Электронная перестройка частоты составляет

15 %, а использование в колебательной системе диода с управляемой напряжением емкостью позволяет получить перестройку частоты генератора около октавы, причем с малой затратой мощности.

Усилитель на ТД (УТД) в СВЧ-диапазоне является регенеративной системой отражательного типа с использованием ферритового циркулятора (на других диодах схема аналогичная). Конструктивно может быть представлен (рис. 9.15): входной и выходной линиями передачи, циркулятором, ТД с колебательной системой, настроенной на частоту входного сигнала, и цепью, подводящей напряжение смещения U_0 , соответствующее участку ВАХ, где $R_d < 0$, через балластное сопротивление R_r и фильтр ФНЧ.

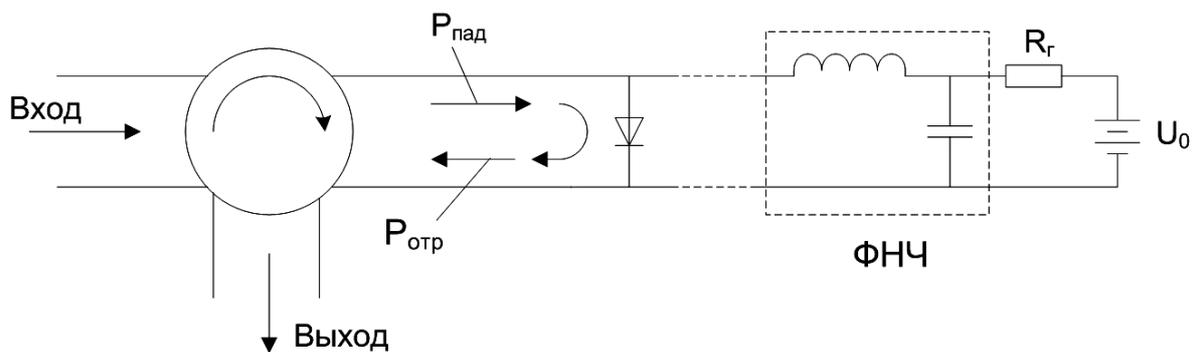


Рис. 9.15 — Усилитель отражательного типа на полупроводниковом диоде с отрицательным сопротивлением

Коэффициент отражения волны от диода на частоте f , при условии пренебрежения индуктивностью выводов и емкостью диода, запишется в виде:

$$\Gamma = \frac{R_d - Z_0}{R_d + Z_0} = -\frac{Z_0 + |R_d|}{Z_0 - |R_d|}. \quad (9.17)$$

Величина R_d определяется из статистической ВАХ-диола.

Так как $|\Gamma| > 1$ (9.17), то мощность отраженного сигнала $P_{отр}$ превышает падающую на диод мощность $P_{пад}$. Поскольку $P_{отр} = |\Gamma|^2 P_{пад}$, то коэффициент усиления в децибелах такого регенеративного усилителя оказывается равным

$$K_{дБ} = 10 \lg \frac{P_{отр}}{P_{над}} = 20 \lg |Г|. \quad (9.18)$$

Циркулятор (рис. 9.15) позволяет разделить вход и выход усилителя. Статическая ВАХ ТД используется для оценки его работы в СВЧ-схемах. Пролетные явления в диоде можно не рассматривать. Основные проблемы разработки и применение этих диодов для диапазона СВЧ связаны со снижением емкостей диодных структур и индуктивностей корпуса и выводов, а также с уменьшением последовательного сопротивления потерь.

Коэффициент усиления на один каскад составляет 10 – 15 дБ. При малой ёмкости диода и небольшом отрицательном сопротивлении перехода полоса частот усилителя достигает 20%.

9.2.2 Лавинно-пролетный диод

Лавинно-пролетный диод (ЛПД) может работать в режиме генерации, усиления и умножения частоты в СВЧ-диапазоне. ЛПД выполняются из кремния или арсенида галлия и применяются на частотах от 1 до 150 ГГц.

Выходные мощности генераторов на ЛПД от сотен милливатт в ММВ до 12 Ватт в СМВ при КПД, соответственно, до нескольких десятков процентов.

Структура генераторных ЛПД представляет систему с резко несимметричным *p-n*-переходом (рис. 9.16), т.е. имеется в виду скачкообразное изменение концентрации носителей от N_a к N_D в сечении технологической границы перехода. Если $N_a \gg N_D$ или $N_a \ll N_D$, переход считается резким и несимметричным, если $N_a = N_D$, переход считается резким симметричным.

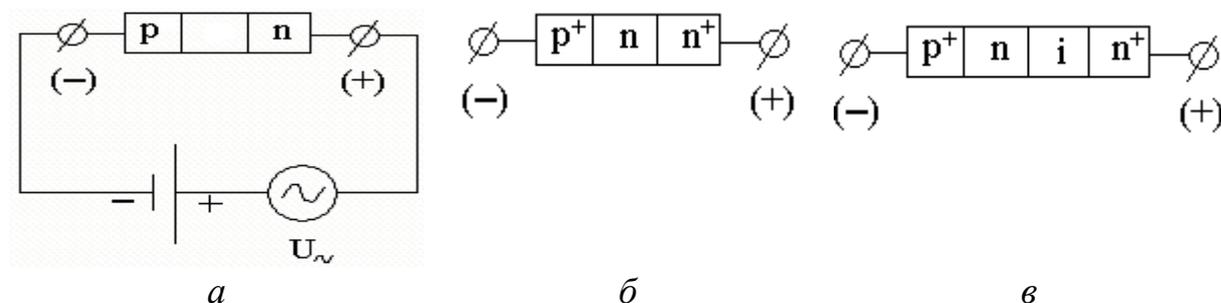


Рис. 9.16 — Структуры ЛПД с резким *p-n*-переходом

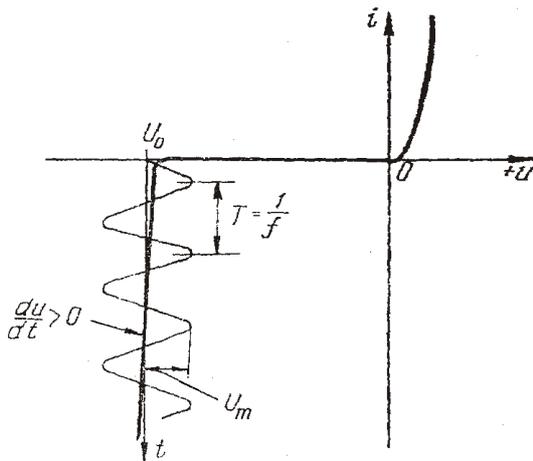


Рис. 9.17 — Вольт-амперная характеристика и рабочая точка U_0 ЛПД

Если на диод, находящийся в резонаторе, подать обратное напряжение, близкое к напряжению пробоя, то возникают колебания, изменяющиеся с частотой f (рис. 9.17). В области повышенной напряженности электрического поля на границе p^+ - и n -облас-

тей периодически образуются сгустки носителей заряда (электроны). Сгустки движутся в n -области, в тормозящем поле, и отдают свою энергию СВЧ-полю резонатора.

Два основных процесса определяют энергетические преобразования в генераторах на ЛПД: *лавинный пробой и пролет носителей в пространстве дрейфа*.

Физические процессы в статическом режиме диода. На рис. 9.18 для структуры а) приведены: распределение концентрации — б), распределение напряженности электрического поля в статическом режиме — в) и изменение коэффициента ударной ионизации от координаты — г). Все значения, находящиеся на оси координат x , соответствуют сантиметровому диапазону волн при обратном включении.

Вблизи технологического перехода ($x = 0$) в n -области образуется зона (рис. 9.18, в), обедненная подвижными носителями, называемая запертым слоем. Толщина запертого слоя l_3 увеличивается с увеличением обратного напряжения и уменьшается с уменьшением, т.к. $l_3 = \epsilon_r \epsilon_0 E_m / q N_D$, где E_m — напряженность электрического поля в запертом слое, q — заряд. При $N_a \gg N_D$ обедненный слой располагается в n -полупроводнике с меньшей концентрацией примеси. В диодах, работающих в сантиметровом диапазоне волн, толщина l_3 обычно меньше расстояния между контактами l_k (рис. 9.18, а) для повышения надежности.

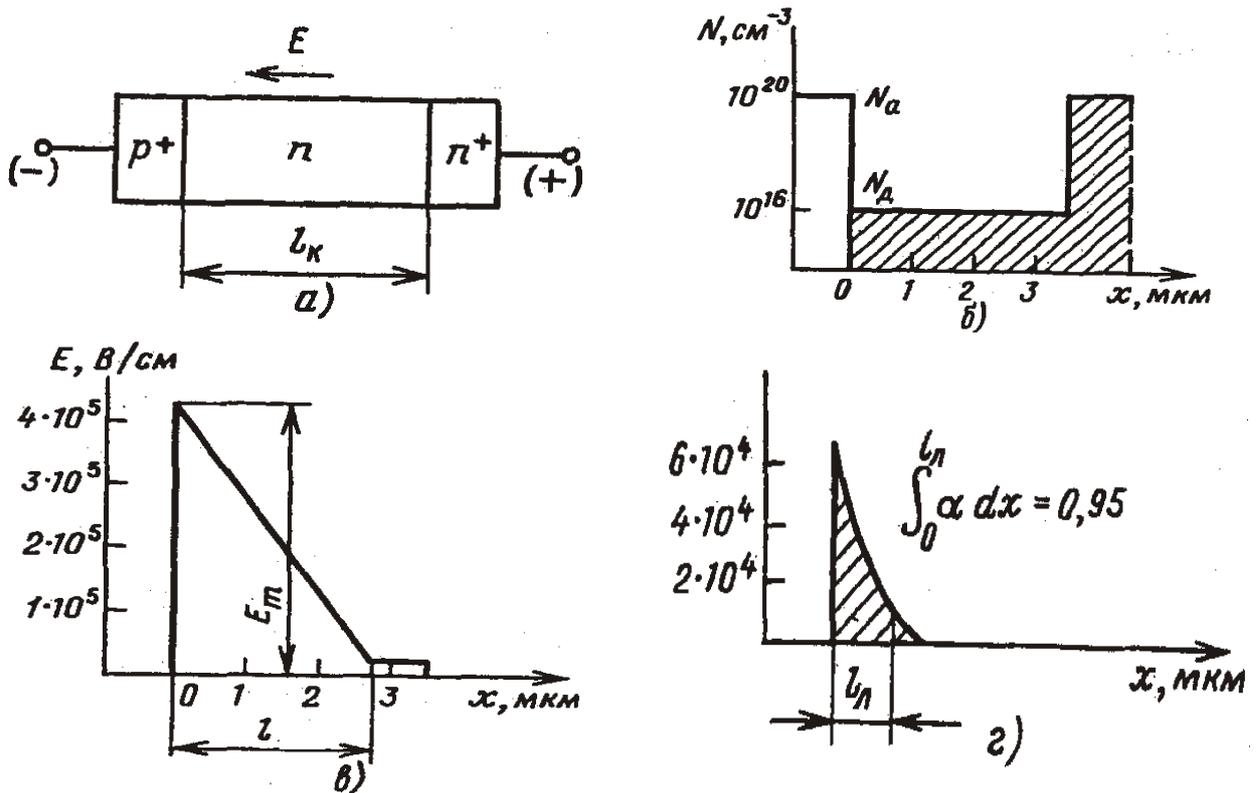


Рис. 9.18. Процессы в ЛПД в статическом режиме:
 а — структура ЛПД; б — распределение концентрации;
 в — распределение напряженности электрического поля;
 г — изменение коэффициента ударной ионизации по координате x

Движение носителей заряда в полупроводнике при слабом электрическом поле $E_m \leq 10^3$ В/см рассматривается как суперпозиция хаотического движения со средней скоростью v и энергией W и направленного движения по полю или против поля (в зависимости от знака заряда) со средней дрейфовой скоростью $\bar{v}_{др}$. Движение носителей при столкновении с атомами кристаллической решетки, совершающими тепловые колебания, носит хаотический характер. Этот процесс характеризуется частотой соударений (или временем между соударениями), длиной свободного пробега и относительным изменением кинетической энергии носителей за одно столкновение $\Delta W/W$.

Хаотический характер движения электронов в кристалле позволяет рассматривать их как электронный газ с некоторой температурой T_e , определяемой по формуле $\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT_e$, где k — постоянная Больцмана. В состоянии термодинамического равнове-

сия устанавливается средняя тепловая энергия электронов, соответствующая температуре решетки.

В слабых электрических полях, когда $E \leq 10^3$ В/см, дрейфовая скорость носителей пропорциональна напряженности электрического поля $v_{др} = \mu E$, здесь μ — подвижность. Полупроводник в слабых полях есть линейный резистор.

При увеличении электрического поля скорость носителей между соударениями увеличивается, носители не успевают отдавать решетке энергию, приобретаемую от поля за время свободного пробега, их средняя энергия увеличивается, они как бы разогреваются. Их энергия оказывается больше средней тепловой энергии состояния равновесия. Поэтому в сильных полях нарушается линейная связь между дрейфовой скоростью и напряженностью

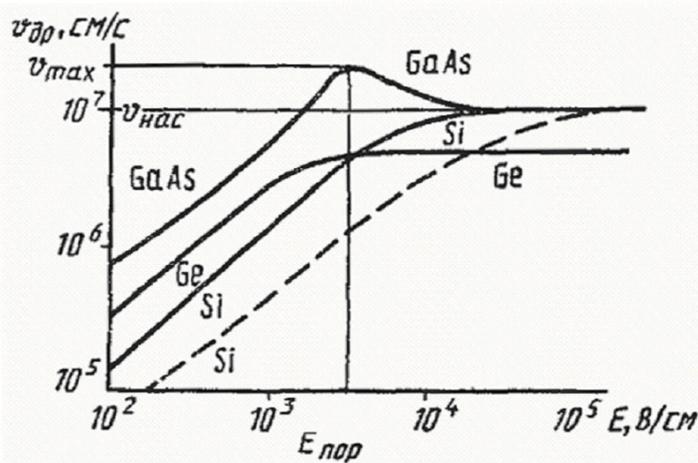


Рис. 9.19 — Зависимость скорости носителей от величины электрического поля для чистых полупроводников при $T = 300$ К

электрического поля (рис. 9.19), увеличивается средняя и электронная температура. Такие электроны называют «горячими».

Напряженность электрического поля влияет на дрейфовую скорость носителей. Рост дрейфовой скорости сначала замедляется, а при $E > 10^4$ В/см прекращается, что эк-

вивалентно уменьшению подвижности μ с ростом E . Это явление называется насыщением дрейфовой скорости. Величина дрейфовой скорости насыщения $V_{нас}$ близка к 10^7 см/с.

В сильных полях ($E > 10^5$ В/см) наблюдается эффект ударной ионизации атомов кристаллической решетки. Происходит этот эффект тогда, когда энергия носителей больше энергии связей валентных электронов с атомами. Валентные электроны отрываются от атомов и переходят в зону проводимости. Процесс ударной ионизации характеризуется коэффициентами ударной ионизации: α_n для электронов и α_p для дырок (рис. 9.20). Коэффи-

коэффициент ударной ионизации определяется как среднее число электронно-дырочных пар, генерируемых электроном или дыркой при столкновении с атомами решетки на отрезке пути в 1 см.

Напряженность электрического поля E_m на границе p^+ - n -перехода ($x=0$) будет максимальной (рис. 9.18, в). Зависимость коэффициента ионизации α от напряженности электрического поля (рис. 9.20) и резко снижается (рис. 9.18, г) при её уменьшении. Ионизация происходит в узком слое l_d , где $E \geq E_m$. Эта область называется слоем лавинного умножения.

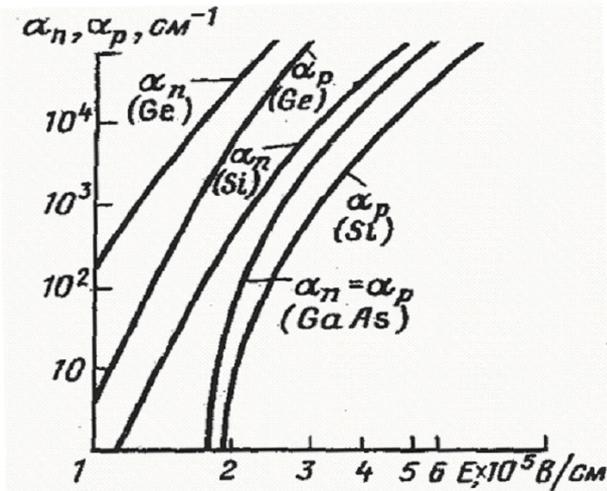


Рис. 9.20 — Зависимость коэффициента ионизации α от напряженности электрического поля

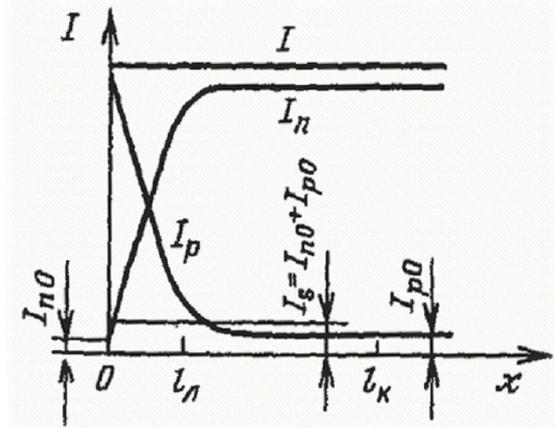


Рис. 9.21 — Поведение на границе обедненного слоя токов I_p и I_n .

Процесс лавинного размножения пар при обратном смещении вызывается экстракцией (вытягиванием) неосновных носителей: из p^+ -области вытягивание электронов; из n -области — дырок, которые образуют на границе обедненного слоя токи I_{0p} и I_{0n} (рис. 9.21).

Движущиеся заряды при $E \geq E_m$ в результате ударной ионизации создают новые пары. В статическом режиме полный ток в любом сечении одинаков.

Длина слоя лавинного умножения l_d составляет примерно $0,25l_k$ и на этой длине генерируется $90 \div 95\%$ электронно-дырочных пар. Длиной слоя дрейфа называется величина $l_{dp} = l_k - l_d$, в которой электроны, поступившие из слоя умножения при $E \geq 10^4$ В/см, перемещаются с постоянной скоростью v_H .

Согласно статической ВАХ ЛПД (рис. 9.22, *а*) при $U < 0$ тепловой ток перехода J_s не зависит от напряжения и обусловлен неосновными носителями (дырками в n -области и электронами в p -области). При $U \geq U_{np}$ возникает лавинный пробой и ток резко возрастает (рис. 9.22, *б*). Ограничение (регулировка) тока в этом режиме осуществляется внешней цепью. Источник питания должен быть с большим сопротивлением (внутренним или балластным резистором), $R_{\sigma} > R_{\text{диф}}$; где $R_{\text{диф}}$ — дифференциальное сопротивление диода на лавинном участке.

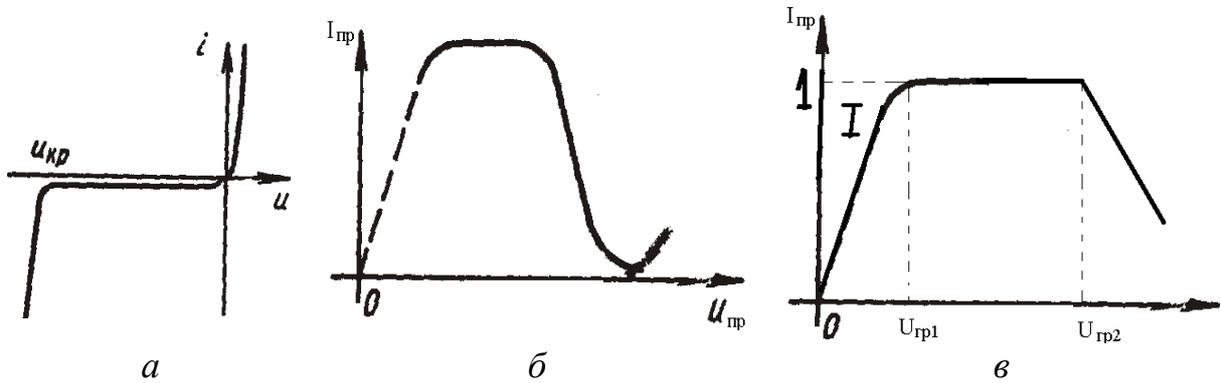


Рис. 9.22. Вольт-амперные характеристики ЛПД:
а — статическая p - n -перехода; *б* и *в* — динамическая, или колебательная, характеристика ЛПД

Принцип действия генератора на ЛПД (ГЛПД) можно рассмотреть, поместив диод в резонансную камеру. Подадим на диод обратное напряжение $U_0 = U_{np}$ и допустим, что колебания в резонаторе возникают. Тогда на диоде (рис. 9.17) мгновенное напряжение будет $U = U_0 + U_1 \sin \omega t$, причем $U_1 \ll U_0$, половину периода колебаний будет выше пробивного U_{np} , а половину меньше U_{np} (рис. 9.23, *а*). Коэффициент ударной ионизации (рис. 9.18, *з*), зависящий от напряженности электрического поля, тоже становится периодической функцией времени. Под действием поля E дырки сразу попадают в p -область на отрицательный электрод и участия в энергообмене не принимают, а электроны дрейфуют через пролетную n -область и участвуют в преобразовании энергии постоянного источника в СВЧ-энергию. Область лавинного умножения ограничена узким слоем l_n вблизи контакта (рис. 9.18, *з*), для которого $E > E_{np}$. Процесс лавинообразования запаздывает по отношению к изменению переменного электрического поля.

Это объясняется тем, что поле E определяет не мгновенное значение лавинного тока J_L , а лишь скорость ударной ионизации электронно-дырочных пар и скорость изменения лавинного тока (рис. 9.23, б). Изменение тока в структуре под действием напряжения U объясняется следующим образом. В момент $t = 0$ напряжение становится выше U_{np} , и в области лавинного умножения l_L начинается экспоненциальный рост концентрации свободных электронов и дырок (рис. 9.23, б). В соответствии с этим ток электронов I_n нарастает по экспоненте до момента t_1 , когда U становится меньше U_{np} .

Итак, процесс нарастания лавинного тока прекращается при $U \leq U_{np}$, когда U_1 переходит фазу своего нулевого значения. При $x = 0$ ток лавины I_L достигает своей максимальной величины и оказывается сдвинутым на угол $\pi/2$ относительно максимума напряжения. При больших амплитудах переменного напряжения U_1 лавинный ток имеет форму узких периодических импульсов (рис. 9.23, б), повторяющихся с частотой f .

В области дрейфа, где $E < E_{nop}$, движение носителей осуществляется с насыщенной скоростью $v_{dp} = v_n$ (рис. 9.19). Если длина слоя дрейфа l_{dp} выбрана такой (рис. 9.24), что время пролета сгустков электронов в ней равно половине периода колебаний, $\tau_{np} = T/2$ (рис. 9.23, в), то сгустки при движении будут непрерывно тормозиться переменным полем и отдавать свою энергию.

При пролете электронных сгустков через пространство дрейфа во внешней цепи возникает наведенный ток, форма которого (рис. 9.23, г) близка к прямоугольной. Пунктиром (на этом же рисунке) изображена форма наведенного тока первой гармоники.

Зависимость наведенного тока во внешней цепи диода отличается от тока лавины в пролетном пространстве (рис. 9.23, в). Колебания наведенного тока и переменного напряжения в пролетном пространстве сдвинуты по фазе на π (рис. 9.23, а, г). Этот фазовый сдвиг определяется временем образования лавины ($\pi/2$) и временем пролета сгустков через область дрейфа ($\pi/2$). Период колебаний $T = 2\tau_{np}$, откуда частота колебаний $f = 1/T = 1/2\tau_{np} = v/2(l_k - l_L)$. Если $l_k \gg l_L$, $l_k - l_L \approx l$, то частота колебаний будет $f(\text{ГГц}) = 50/l(\text{мкм})$.

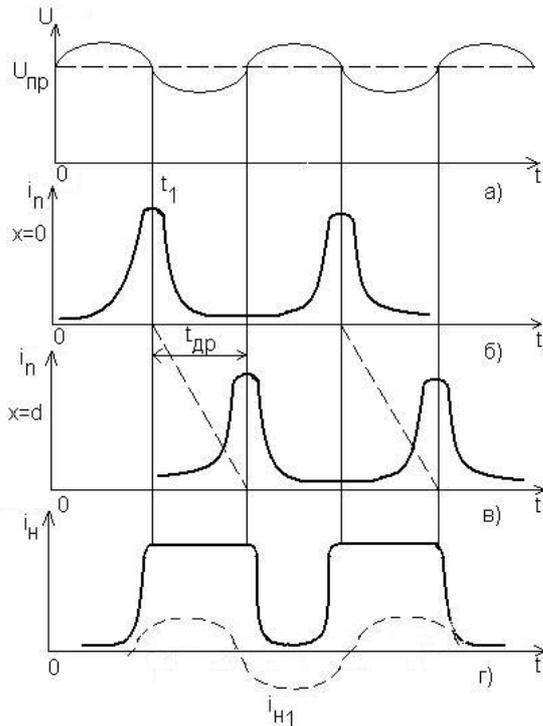


Рис. 9.23 — Временные зависимости, характеризующие динамический режим работы ЛПД

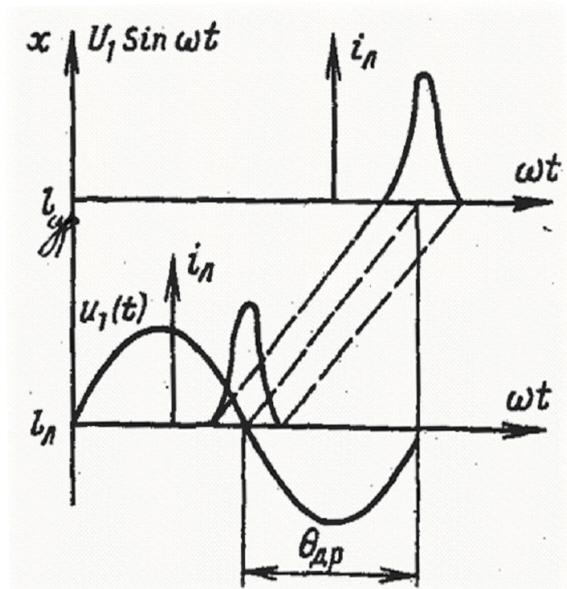


Рис. 9.24 — Диаграмма движения сгустка электронов в области дрейфа

Динамической характеристикой диода называют зависимость наведенного тока от напряжения на диоде $I_n(U)$ в рабочем режиме (рис. 9.22, б). Штриховой линией показана зависимость тока при малых напряжениях, когда в пролетной области напряженность поля снижается столь существенно, что эта область теряет активные свойства и становится подобна резистору. Динамическая характеристика имеет вид N -типа.

Линейная теория ГЛПД — случай одномерной модели — строится для режима малых амплитуд и предполагает получение соотношений для наведенного тока в цепи ГЛПД, выходной мощности и КПД; соотношений для параметров эквивалентной схемы.

В ЛПД плотность полного тока проводимости состоит из электронной составляющей $j_n(x,t)$ и дырочной $j_p(x,t)$.

$$j(x,t) = j_n(x,t) + j_p(x,t). \quad (9.19)$$

Уравнения непрерывности (1.7) для дырок и электронов областей умножения и дрейфа при одномерной модели имеют вид:

$$\frac{1}{V_{np}} \frac{\partial j_p}{\partial t} - \frac{\partial j_p}{\partial x} = \alpha_n j_n + \alpha_p j_p; \quad (9.20)$$

$$\frac{1}{V_{nn}} \frac{\partial j_n}{\partial t} + \frac{\partial j_n}{\partial x} = \alpha_n j_n + \alpha_p j_p. \quad (9.21)$$

Складывая (9.20) и (9.21) с учетом $\alpha_p = \alpha_n = \alpha$; $I_n = qS nV_n$; $I_p = qS pV_n$; $I = I_p + I_n$, где S — это площадь поперечного сечения диода, n, p — концентрация электронов и дырок, q — заряд электронов, получим

$$\frac{1}{V_n} \frac{\partial I}{\partial t} = - \frac{\partial (I_n - I_p)}{\partial x} + 2\alpha I. \quad (9.22)$$

Интегрируя (9.22) по x от 0 до l_L при следующих условиях (рис. 9.21)

$$\begin{aligned} \text{при } x = 0 \quad I_n(0) = I_{n0}; \quad I_p(0) = I - I_{n0}; \\ \text{при } x = l_L \quad I_p(l_L) = I_{p0}; \quad I_n(l_L) = I - I_{p0}. \end{aligned} \quad (9.23)$$

получим для тока лавины следующее уравнение

$$\frac{\tau_L}{2} \frac{1}{I} \frac{dI}{dt} = \int_0^{l_L} \alpha dx - 1 + \frac{I_S}{I}. \quad (9.24)$$

В статическом режиме $\frac{dI}{dt} = 0$, $I = I_0$, $I_{n0} = I_{p0} = I_S$ коэффициент лавинного умножения будет равен

$$M = \frac{I_0}{I_S} = 1 / \left(1 - \int_0^{l_L} \alpha dx \right). \quad (9.25)$$

Если $\int_0^{l_L} \alpha(E) dx = 1$, то величина $M \rightarrow \infty$. При этом $I_0 \rightarrow \infty$.

В режиме малых амплитуд для гармонических колебаний уравнение лавины (9.24) имеет вид

$$I_L = 2I_0 \alpha' \cdot \frac{U_L}{j\omega \tau_L} = \frac{U_L}{j\omega L_L}, \quad (9.26)$$

где $\tau_L = \frac{l_L}{V_n}$ — время пролета носителей через слой умножения;

$\alpha' = \frac{d\alpha}{dE}$ — производная коэффициента ударной ионизации по напряженности поля; U_L — амплитуда напряжения на лавине; величина

$$L_{\mathcal{L}} = \frac{\tau_{\mathcal{L}}}{2I_0\alpha'} \quad (9.27)$$

представляет эквивалентную индуктивность лавинной области.

Полный ток в слое умножения равен сумме тока смещения и тока конвекционного (лавиного)

$$I_{\Pi} = I_{\mathcal{L}} + I_{см},$$

где $I_{см} = S\epsilon\epsilon_0(\partial E / \partial t) = j\omega C_{\mathcal{L}}U_{\mathcal{L}}$, ток лавины (9.26), тогда

$$I_{\Pi} = \frac{U_{\mathcal{L}}[1 - \omega^2 C_{\mathcal{L}}L_{\mathcal{L}}]}{j\omega L_{\mathcal{L}}} = I_{\mathcal{L}} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{\mathcal{L}}^2} \right), \quad (9.28)$$

где $C_{\mathcal{L}}$ и $\omega_{\mathcal{L}}$ — емкость области умножения и лавинная частота, которые определяются выражениями

$$C_{\mathcal{L}} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{l_{\mathcal{L}}}; \quad (9.29)$$

$$\omega_{\mathcal{L}} = \frac{1}{\sqrt{C_{\mathcal{L}}L_{\mathcal{L}}}} = \sqrt{\frac{2I_0 V_H \alpha'_H}{\epsilon_0 \epsilon_r S}}. \quad (9.30)$$

Отношение лавинного тока к полному току обозначим

$$\gamma = \frac{I_{\mathcal{L}}}{I_{\Pi}} = \frac{1}{1 - \omega^2 / \omega_{\mathcal{L}}^2}. \quad (9.31)$$

Конвекционный ток в пространстве дрейфа, где движение носителей происходит с постоянной скоростью, отстает на угол $\frac{\omega x}{v_H}$ от тока в слое умножения, в комплексной форме записывается

ся $I_{\partial p}(x, t) = I_{\mathcal{L}} e^{j\omega\left(t - \frac{x}{v_H}\right)}$ и позволяет определить наведенный ток

по (1.29), представив его в виде $I_H = \int_0^{l_{\partial p}} \frac{v_H}{l_{\partial p}} dq$. В этом соотношении

$v_H dq = v_H \rho S dx = I_{\partial p} dx$; $\omega l_{\partial p} / v_H = \tau_{\partial p} \omega = \theta_{\partial p}$, тогда

$$\dot{I}_H = I_{\mathcal{L}} \cdot e^{j\omega t} v_H \int_0^{l_{\partial p}} \frac{e^{-j\omega x / v_H}}{l_{\partial p}} \frac{dx \omega}{v_H \omega} = \frac{I_{\mathcal{L}} e^{j\omega t}}{j\theta_{\partial p}} \left(1 - e^{-j\theta_{\partial p}} \right). \quad (9.32)$$

Полный ток во внешней цепи области дрейфа равен сумме емкостного и наведенного токов $\dot{I}_n = \dot{I}_{емк} + \dot{I}_н = j\omega C_{др} U_{др} e^{j\omega t} + \dot{I}_н$. После подстановки в полный ток выражения (9.32) получим

$$\dot{I}_n = j \frac{\omega C_{др} U_{др}}{1 - \gamma \left(\frac{1 - e^{-j\theta_{др}}}{j\theta_{др}} \right)}. \quad (9.33)$$

Сопротивление области дрейфа диода определяется выражением

$$\dot{Z}_{др} = U_{др} / \dot{I}_n = r_{др} + jX_{др}, \quad (9.34)$$

где

$$r_{др} = \frac{1}{\omega \cdot C_{др} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{Л}^2} \right)} \cdot \frac{1 - \cos \theta_{др}}{\theta_{др}}; \quad (9.35)$$

$$X_{др} = \frac{1}{\omega \cdot C_{др}} \left(\gamma \frac{\sin \theta_{др}}{\theta_{др}} - 1 \right). \quad (9.36)$$

Эквивалентная схема ЛПД для режима малых амплитуд представлена на рис. 9.25, а, причем в точках а-а следует подключить вместо r_n и X_n схему рис. 9.25, б. На схеме: C_k , L_k — статические параметры корпуса диода; r_s — статическое сопротивление потерь; $C_{Л}$ и $L_{Л}$ определяются формулами (9.27) и (9.29); r_n и X_n — активное и реактивное сопротивления полупроводниковой структуры (рис. 9.25, б), без учета потерь в контактах и в p^+ - и n^+ -областях.

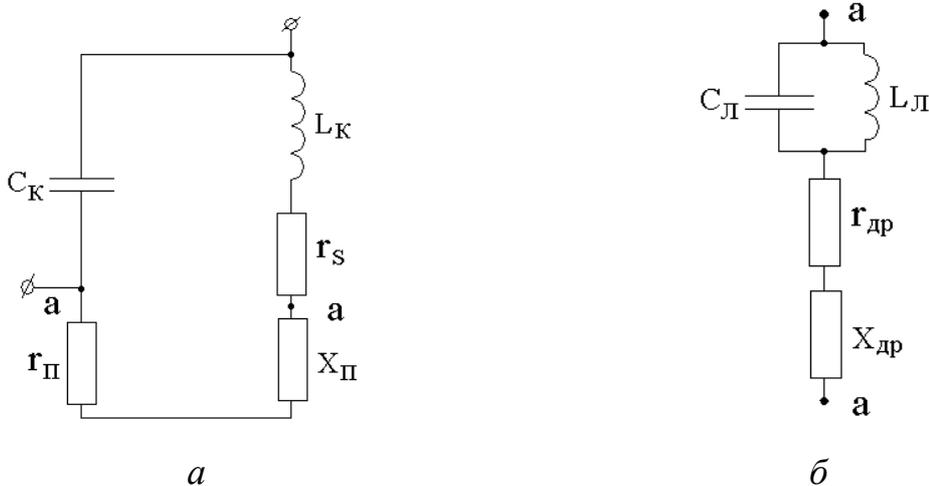


Рис. 9.25 — Эквивалентная схема ЛПД (а) и пролетного пространства (б)

Эквивалентные активное r_{dp} и реактивное сопротивления диода для области дрейфа jX_{dp} определяются углом пролета пространства дрейфа θ_{dp} и рабочей частотой. График зависимостей $r_{dp}(\theta_{dp})$ и $X_{dp}(\omega)$ на рисунке 9.26.

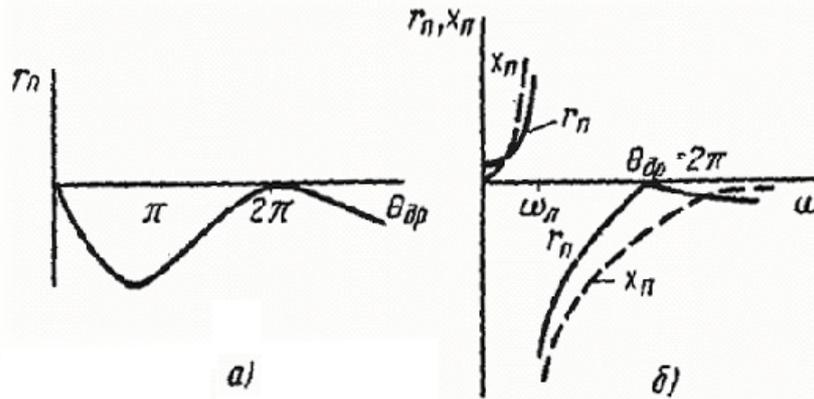


Рис. 9.26 — Зависимость активных и реактивных составляющих сопротивления ЛПД в пролетном режиме от угла пролета в области дрейфа (а) и частоты (б)

При $\omega > \omega_L$ (рис. 9.26, а, б) сопротивление $r_n = r_{dp}$ будет отрицательным и максимальной величины при $\theta_{dp} \approx 2,4$ рад (или $0,77\pi$), а реактивное сопротивление диода носит емкостной характер (рис. 9.26, б). Область отрицательных сопротивлений наблюдается в широком диапазоне частот.

При $\omega < \omega_L$ активное сопротивление диода положительное, а реактивное — имеет индуктивный характер (рис. 9.26, б).

Пусковой ток определяется из условия $r_{dp} \geq R_{ном}$, т.е. когда отрицательное сопротивление диода будет несколько больше или равно сопротивлению потерь в диоде, нагрузке и контуре — R_n .

В случае $r_{dp} < R_n$, (но $|r_{dp}| > R_{ном}$) наступает устойчивая генерация. Из (9.35) после подстановки ω_L (9.30) и некоторых преобразований получим выражение пускового тока

$$I_{пуск} = \frac{\pi}{\alpha'} \cdot \frac{(\omega \cdot C_d)^2}{\omega \cdot C_d + \frac{1 - \cos \theta_{dp}}{\theta_{dp} \cdot R_n}} \text{ или}$$

$$I_{\text{пуск}} = \frac{\frac{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r U_0}{2\nu_n}}{1 + \frac{1 - \cos \theta_{\text{др}}}{\theta_{\text{др}} \omega \cdot C_d S R_n}}, \quad (9.37)$$

где S — площадь перехода; C_d — емкость перехода; U_0 — напряжение смещения. Пусковой ток увеличивается с ростом рабочей частоты ω , обычно он составляет десятки и сотни миллиампер.

Выходную мощность и электронный КПД генераторов на ЛПД можно оценить, если наведенный ток прямоугольной формы с длительностью $\theta_{\text{др}}$ (рис. 9.23, з) разложить в гармонический ряд Фурье. Выражение для постоянной составляющей и первой гармоники тока с частотой ω получается в виде [1]

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt = \frac{I_{\text{max}} \theta_{\text{др}}}{2\pi};$$

$$I_1 = \frac{2}{T} \left[\int_0^T I(t) \sin \omega t dt + j \int_0^T I(t) \cos \omega t dt \right] = I_{\text{max}} \frac{1 - \cos \theta_{\text{др}}}{\pi} + j I_{\text{max}} \frac{\sin \theta_{\text{др}}}{\pi}.$$

Откуда для оптимального режима, когда $\theta_{\text{др}} = \pi$, получаем

$$I_0 \approx I_{\text{max}}/2; \quad I_1 = 4I_0/\pi. \quad (9.38)$$

Величина I_{max} — допустимый ток при допустимом максимальном U_m .

Выходная мощность и КПД определяются соотношениями $P_{\text{вых}} = 0,5 U_m I_1$; $\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{U_0 I_0}$. Подставив I_1 для случая оптимального режима (9.31), получим

$$P_{\text{вых}} = 2U_m I_0 / \pi; \quad (9.39)$$

$$\eta = \frac{2U_m}{\pi U_0}. \quad (9.40)$$

Амплитуда переменного напряжения меньше постоянного напряжения в области дрейфа в статическом режиме

$$U_m < U_0; \quad U_0 = U_{\text{др}} + U_{\text{Л}}; \quad U_m \leq (0,25 \div 0,5) U_0.$$

Поэтому $\text{КПД}_{\text{max}} \approx 30\%$.

В генераторах на ЛПД выходная мощность ограничена тепловыми и электрическими эффектами. Увеличение напряжения U_0 ограничено допустимой мощностью рассеяния, а малый объем

и малая площадь поперечного сечения плохо отводят выделяемое тепло.

Предельная выходная максимальная мощность с учетом тепловых ограничений определяется соотношением [1]

$$P_{\text{вых}} \cdot f = \frac{\Delta T \lambda_{\text{ТП}}}{\epsilon_r \epsilon_0} \cdot \frac{X_{\text{min}}}{\eta^{-1} - 1}, \quad (9.41)$$

где f — рабочая частота; ΔT — допустимый перегрев полупроводниковой структуры; $\lambda_{\text{ТП}}$ — коэффициент теплопроводности материала структуры; $X_{\text{min}} = (\omega C)^{-1}$ — минимально допустимое значение реактивного сопротивления диода; η — КПД диодного генератора. Величина произведения $(\Delta T \cdot \lambda_{\text{ТП}})$ максимальная у диодов из *Si* и *GaAs*.

Найдем предельные ограничения по электрическому режиму. Запишем выходную мощность ГЛПД в виде

$$P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{R_H'}, \quad (9.42)$$

где R_H' — эквивалентное сопротивление нагрузки, пересчитанное к зажимам подключения диода. Так как $U_m < E_{\text{проб}} \cdot \frac{l_k}{2}$, то мощность $P_{\text{вых}} < E_{\text{проб}}^2 l_k^2 / (8R_H')$, и так как $l_{\text{др}} = v_n / (2f)$, $l_k > l_{\text{др}}$, то если вместо l_k подставить $l_{\text{др}}$, неравенство сохранится

$$P_{\text{вых}} f^2 < E_{\text{проб}}^2 v_n^2 / (8R_H'). \quad (9.43)$$

Сравнивая (9.43) и (9.41), видим, что ограничение по электрическому режиму вызывает более резкое падение $P_{\text{вых}}$ с ростом частоты. На частотах до 30—50 ГГц рассеяние больших тепловых мощностей является основной трудностью, на частотах более 50 ГГц малые размеры структуры не позволяют повышать рабочие напряжения.

Конструкция автогенераторов на ЛПД с широким диапазоном рабочих частот (приложение Ж) может быть коаксиально-волноводной с механической настройкой (рис. 9.27), при фиксированной рабочей частоте можно использовать полосковую конструкцию электродинамической системы генератора (рис. 9.28) или резонаторную систему с перестройкой частоты варисторами.

В коаксиально-волноводной конструкции генератора (рис. 9.27) диод (1) включен в разрыв центрального проводника (3) коаксиальной линии (2), проходящей через волновод шириной a . На другом конце коаксиальной линии расположена поглощающая нагрузка 4. Проложенной волноводный резонатор 7 образован индуктивной диафрагмой 8 и может перестраиваться по частоте путем погружения в волновод диэлектрического стержня 6. Диапазон механической перестройки частоты при этом составляет $10 \div 20\%$.

Эквивалентная схема генератора изображена на рис. 9.27, б. Эта схема может быть преобразована (рис. 9.27, в), если сопротивление нагрузки Z_H и проходного резонатора 7 трансформировать в коаксиальную линию. На резонансной частоте сопротивление параллельного контура велико и СВЧ-мощность в поглощающей нагрузке Z_n не рассеивается. На других частотах нагрузка подавляет самовозбуждение генератора. Резистор 5 в цепи подачи смещения на ЛПД ограничивает постоянный ток. Автогенератор на ЛПД (рис. 9.28) выполнен на МКПЛ и работает в диапазоне 20 ГГц. Питание к диоду 1 подводится через фильтр 3, предотвращающий попадание СВЧ-сигнала в источник питания. Цепь блокировки — конденсатор C_p — разделяет цепи диода и выходного тракта по

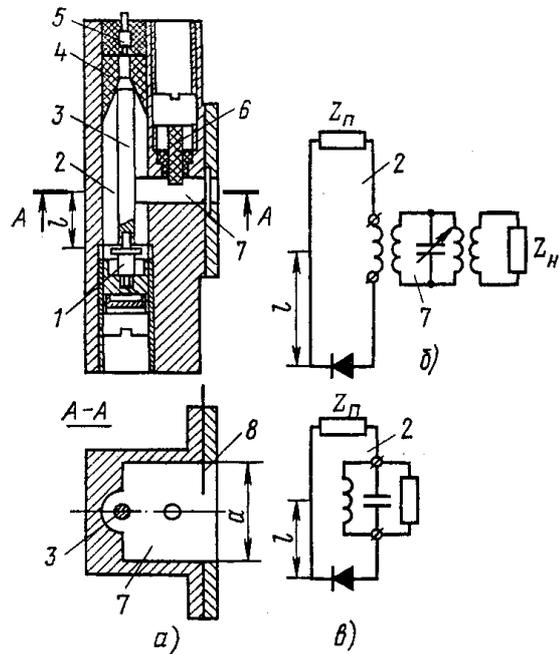


Рис. 9.27 — Общий вид коаксиально-волноводного генератора на ЛПД (а) и эквивалентные схемы (б, в)

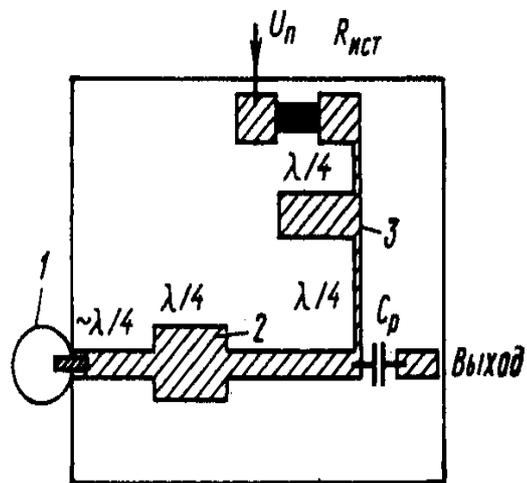


Рис. 9.28 — Топология автогенератора на ЛПД в микроволновом исполнении

постоянному току; настройка генератора на рабочую частоту осуществляется изменением расстояния от неоднородности 2 до диода 1.

Основные характеристики генераторов на ЛПД зависят от параметров колебательной системы, температуры, которая сказывается на зависимости среднего тока в режиме генерации диода при изменении величины напряжения смещения U_0 . На рис. 9.29 изображена перевернутая вольтамперная характеристика ЛПД. Автоколебательный режим реализуется при значениях тока, лежащих в пределах $i_{0\min} \leq i_0 \leq i_{0\max}$ ($i_{0\min}$ — пусковой ток). На ВАХ пунктиром нанесены изотермические зависимости, соответствующие различным температурам p - n -перехода. Увеличение постоянного напряжения смещения на диоде сопровождается ростом лавинного тока, что, в свою очередь, ведет к повышению температуры p - n -перехода и увеличению напряжения ионизации U_i . В результате, реальная зависимость $i_0(U_0)$ в области $i_0 > i_{0\min}$ оказывается более полой, чем изотермические. Кроме того, рост температуры p - n -перехода диода с увеличением среднего тока i_0 ограничивает максимум допустимого рабочего тока ГЛПД и максимальную колебательную мощность.

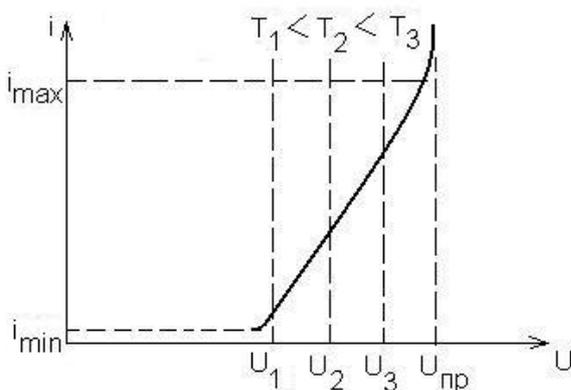


Рис. 9.29 — Перевернутая обратная ветвь ВАХ ЛПД

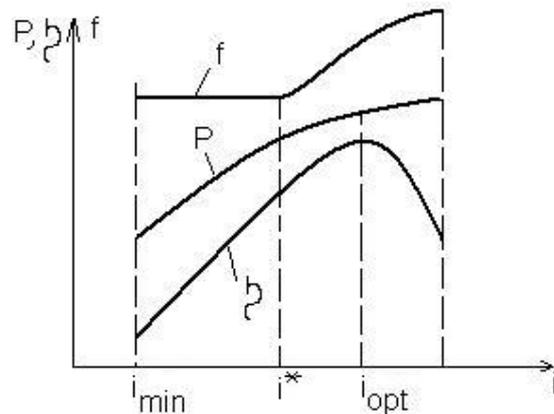


Рис. 9.30 — Основные характеристики ГЛПД в режиме генерации

Зависимость колебательной мощности от среднего тока (рис. 9.30) имеет насыщение, которое может быть связано с температурным изменением временного сдвига между переменным током и колебательным напряжением на резонаторе. На появле-

ние такого сдвига указывает зависимость частоты колебаний от величины среднего тока при $I_0 > I_0^*$ (рис. 9.30).

Напомним, что частота колебаний определяется временем пролета носителей в рабочей области и равна: $f_{np} \cong \frac{v_H}{2l_k}$, поэтому в первом приближении частота колебаний ГЛПД в линейном режиме не должна зависеть от тока. Однако с ростом тока i_0 растет температура в слое лавинного умножения и растет U_i , уменьшается временной сдвиг между максимумами переменного напряжения и лавинного тока p - n -перехода (нелинейный режим), а это сопровождается возрастанием частоты колебаний (изменение реактивной и активной величины электронной проводимости) и насыщением величины колебательной мощности. Максимальный КПД в пролетном режиме обычно реализуется при умеренных значениях среднего тока. Характеристики ГЛПД (рис. 9.30) можно строить в зависимости от напряжения смещения U_0 , т. к., согласно (рис. 9.29), ток диода изменяется при изменении напряжения.

9.2.3 Диоды Ганна

Диоды Ганна в режиме генерации работают в диапазоне частот от 4 до 200 ГГц. В непрерывном режиме диапазона СВВ от одного диода можно получить мощность 1 – 2 Вт при КПД до 14%; на частотах 60 – 100 ГГц – до 100 мВт при КПД единицы процентов. Генераторы на диодах Ганна (ГДГ) применяются в модулях устройств ММВ. КПД генераторов в среднем составляет 1–5%. Изготавливаются диоды Ганна из арсенида галлия (GaAs) или фосфида индия (InP).

Диод Ганна (ДГ) не содержит p - n -переходов, представляет кристалл однородно

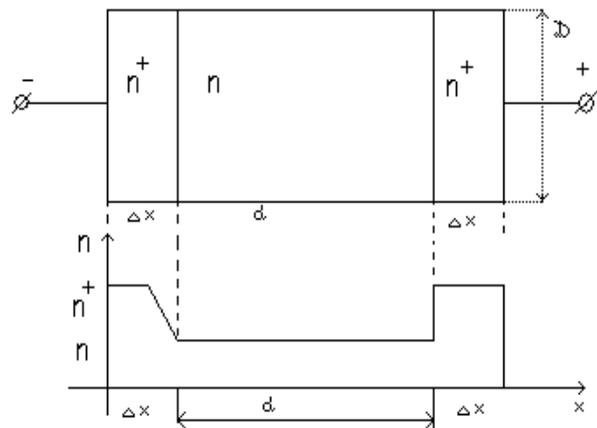


Рис. 9.31 — Структура диода Ганна и распределение концентрации

легированного арсенида галлия электронной проводимости с двумя омическими контактами на противоположных гранях (рис. 9.31).

Активная часть диода Ганна имеет длину $d = 1—100$ мкм и концентрацию легирующих донорных примесей $n = 2 \cdot 10^{14} — 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Слои Δx , с концентрацией примесей $n^+ = 10^{18} \div 10^{19}$ см⁻³, являются омическими контактами.

Отрицательные дифференциальные подвижность и проводимость диода Ганна. Если подать на диод постоянное напряжение U_0 , то через него будет протекать ток переноса с плотностью

$$\vec{j}_0 = \rho \vec{v} = en \vec{v} = \mu \vec{E} n e = \sigma \vec{E}, \quad (9.44)$$

где n — концентрация электронов; $v = \mu E$ — средняя дрейфовая скорость электронов; μ — подвижность электронов; E — напряженность поля в диоде ($E = \frac{U_0}{d}$); e — заряд электрона, σ — проводимость материала.

Дифференциальная проводимость из (9.44)

$$\sigma_d = \frac{dj}{dE} = en \frac{dv}{dE}. \quad (9.45)$$

Когда подвижность носителей не зависит от поля ($\mu = \text{const}$), то $dv/dE = \mu$, а $\sigma_d = \sigma$. Дифференциальная проводимость в (9.45) будет отрицательной величиной, когда $\frac{dv}{dE} = \frac{d(\mu E)}{dE} < 0$, т.е. когда дрейфовая скорость будет уменьшаться с ростом напряжения. При этом предполагается, что подвижность зависит от поля

$$\mu + E(d\mu)/(dE) < 0 \quad \text{или} \quad dE/E + d\mu/\mu < 0 \quad (9.46)$$

и будет отрицательной величиной:

$$\mu_d = \frac{dv}{dE} < 0. \quad (9.47)$$

Рассмотрим особенности арсенида галлия, для которого впервые была обоснована возможность получения отрицательной дифференциальной проводимости. На рис. 9.32 показана связь энергии электронов в валентной зоне (в.з.) и в зоне проводимости (з.п.) GaAs с волновым числом k (з.з. — запрещенная зона). Зави-

симось энергии ϵ от k в зоне проводимости имеет два минимума, которые называли долинами: — нижняя (или центральная) и верхняя (или боковая). Энергия и эффективная масса в верхней долине (2) больше, чем в нижней (1): $m_{\text{эф}2} = 1,2m$, а $m_{\text{эф}1} = 0,07m$, m — масса свободного электрона.

Подвижность «тяжелых» носителей в верхней долине μ_2 много меньше подвижности «легких» носителей в нижней долине: $\mu_1 = 5000$; $\mu_2 = 100$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Интервалы энергий между долинами $\Delta\epsilon = 0,36\text{эВ}$ и между зонами В.З. и З.П. $\Delta\epsilon_0 = 1,4\text{эВ}$.

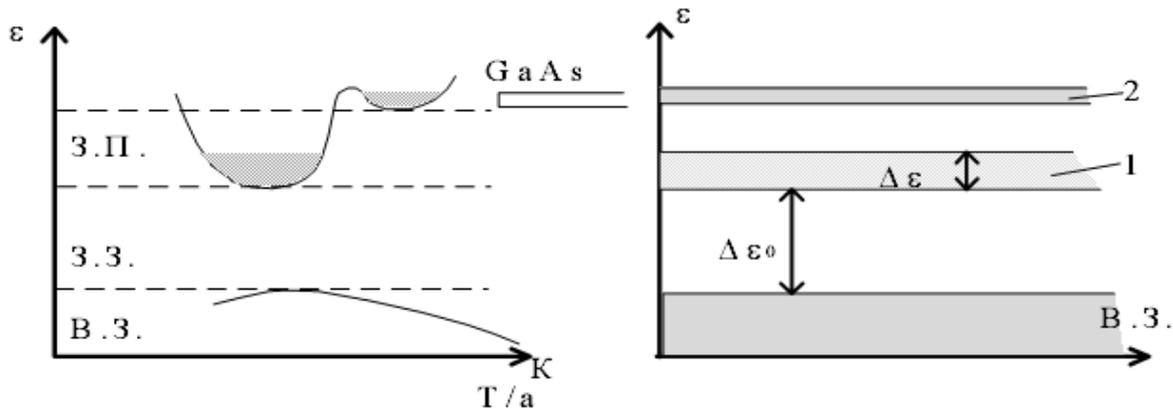


Рис. 9.32 — Зависимость энергии ϵ от волнового числа k в зонах

Вероятность перехода электронов из нижней в верхнюю долину при заданной температуре T определяется величиной $\exp(-\Delta\epsilon/(kT))$. Поэтому соотношение концентрации электронов в долинах равно

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{N_2}{N_1} \right) \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{kT} \right),$$

где N_1 и N_2 — плотности энергетических состояний в долинах, связанные с эффективными массами соотношением

$$N_2/N_1 = (m_{\text{эф}2}/m_{\text{эф}1})^{3/2} \approx 70.$$

В отсутствии поля все электроны находятся в нижней долине $n_1 \gg n_2$. Однако соотношение n_1 и n_2 резко изменится, если в полупроводнике создано сильное электрическое поле. При напряженности в полупроводнике более некоторой пороговой величины ($E > E_n$) основная часть электронов переходит из нижней долины в верхнюю, становится $n_2 \gg n_1$. Этот переход сопровождается

уменьшением подвижности и дрейфовой скорости электронов, что эквивалентно появлению отрицательной дифференциальной проводимости (рис. 9.33, между точками CD).

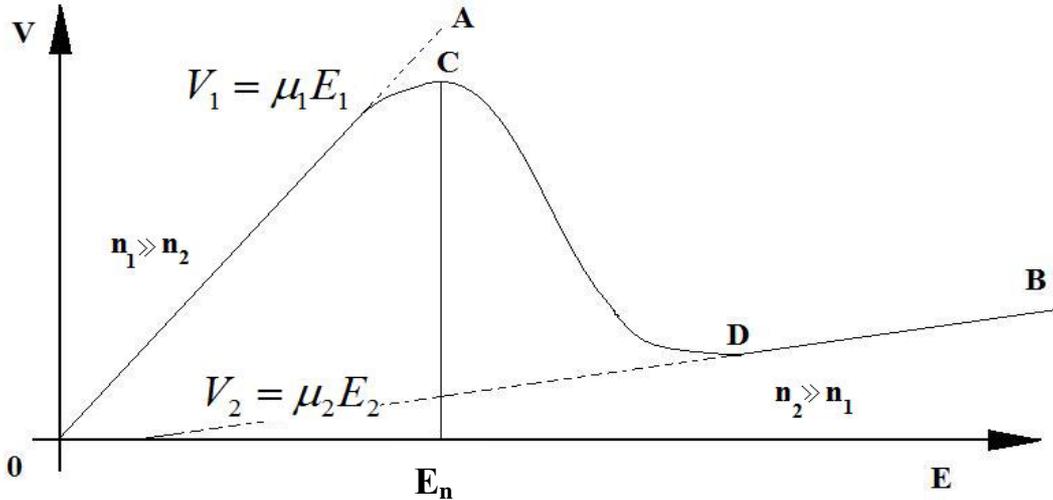


Рис. 9.33 — Зависимость средней скорости электронов от электрического поля

Зависимость $v(E)$ (рис. 9.33) записывается следующим [23] эмпирическим соотношением:

$$v(E) = \frac{\mu E + v_{нас} \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^4}. \quad (9.48)$$

При $E < E_{max}$ имеем $v(E) \approx \mu E$, если $E \gg E_{max}$, скорость $v(E) \approx v_{нас}$. На рисунке пунктирные прямые OA и OB соответствуют дрейфовым скоростям $v_1 = \mu_1 E$ и $v_2 = \mu_2 E$, при этом μ_1 и μ_2 считаются постоянными, а их отношение $\mu_1/\mu_2 = 50$.

Зависимость дрейфовой скорости электронов от E при $E < E_n$ совпадает с отрезком OA на линейной части, так как все электроны находятся в нижней долине, а при слабых полях подвижность $\mu = \text{const}$. С ростом поля кривая отклоняется вниз от прямой OA до точки C и вниз до точки D , так как обычно происходит уменьшение подвижности носителей. После перехода электронов в верхнюю долину зависимость v от E представляется

участком DB . Переходный участок зависимости CD соответствует интервалу полей, когда имеются электроны в обеих долинах, но соотношение концентрации непрерывно изменяется: левее точки C ($n_1 > n_2$), правее точки D — $n_2 > n_1$. На участке CD следует говорить о некоторой эффективной (средней) скорости электронов обеих долин и эффективной подвижности, определяемых формулами

$$v_d = \frac{(n_1\mu_1 E_1 + n_2\mu_2 E_2)}{n_0}, \quad \mu = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_1 + n_2}, \quad (9.49)$$

где $n_0 = n_1 + n_2$ — общее число электронов ($n = 2 \cdot 10^{14} — 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

При $n_2 \ll n_1$, $V = V_1 = \mu_1 \cdot E$, а при $n_2 \gg n_1$, $V = V_2 = \mu_2 \cdot E$. Участку CD соответствует отрицательная дифференциальная подвижность $\mu_d = \frac{dV}{dE} < 0$.

Время установления отрицательной дифференциальной проводимости 10^{-12} с для GaAs. Расчеты показывают, что при $E > E_n$ скорость не растет по прямой OB а остается постоянной, называемой скоростью насыщения $v_n = 10^7 \text{ см/с}$.

Динамика доменов сильного поля

Напряженность поля E в однородном образце пропорциональна приложенному напряжению, а ток — дрейфовой скорости. Поэтому можно принять, что кривая $v(E)$ (рис. 9.33) изображает ВАХ (рис. 9.34) ДГ. Но падающий участок ВАХ в статическом режиме наблюдать не удастся. Поэтому допускают, что отрицательная дифференциальная проводимость присуща лишь некоторой области образца, называемой областью объёмной неустойчивости, напряженность поля в которой отличается от поля в остальном объеме.

Возьмем образец длиной l , у которого на участке протяженностью d концентрация донорной примеси оказалась несколько

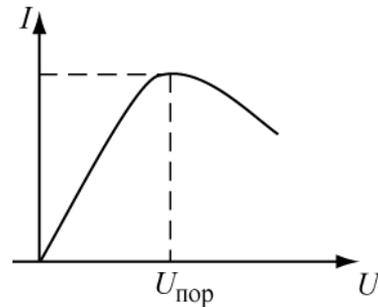


Рис. 9.34. — Вольт-амперная характеристика диода Ганна

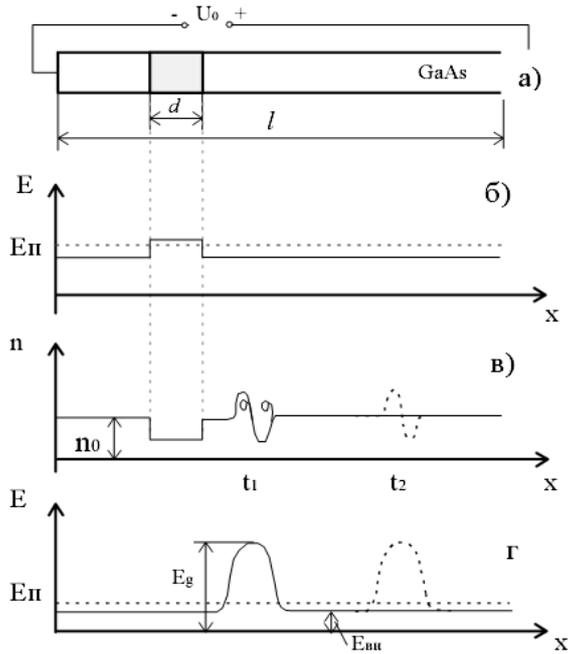


Рис. 9.35 — Процесс возникновения домена в образце

меньше (увеличилось сопротивление), чем в остальной части образца (рис. 9.35, а). Увеличение электрического сопротивления приводит к росту падения напряжения на участке d , т.е. оно стало больше E_n (рис. 9.35, б). Тогда на участке d начнется переход электронов из нижней долины в верхнюю, сопровождающийся понижением дрейфовой скорости электронов. Оказавшиеся в верхней долине электроны начинают отставать от не перешедших электронов, так что в левой части участка d на-

блюдается избыток электронов (отрицательный объемный заряд), а в правой — недостаток электронов, т.е. объемный положительный заряд, который теперь не компенсируется зарядом электронов. Образуемый двойной электрический слой объемного заряда (рис. 9.35, в, момент t_1) называется электрическим доменом. Домен должен быть электрически нейтральным.

Так как электроны двигаются, то и домен передвигается по образцу вправо (как показано на рис. 9.33, z пунктиром — момент t_2). Образование домена означает увеличение напряженности поля в нем (рис. 9.36, а) и разности потенциалов (рис. 9.36, б) на участке, занимаемом доменом. При постоянном внешнем напряжении U_0 на образце это должно приводить к уменьшению падения напряжения на остальной части образца и напряженности поля вне домена. Поле на участке неоднородности становится меньше порогового, что препятствует образованию нового домена. Одновременное понижение поля вне домена, где дрейфовая скорость определяется участком ОС на рис. 9.33, должно сопро-

вождаться уменьшением этой скорости от максимальной величины V_{1n} , бывшей при $E = E_n$, до V_2 .

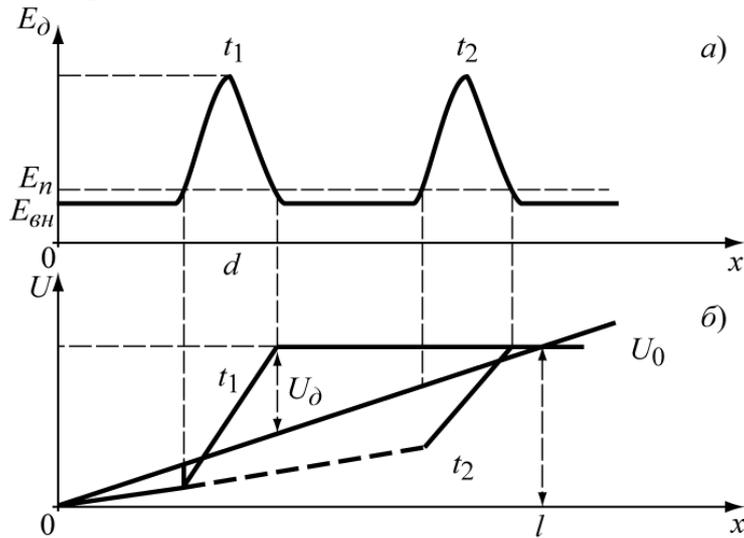


Рис. 9.36 — Изменение напряженности поля и разности потенциалов на участке, занимаемом доменом

Проследим за изменением тока. В момент начала междолинного перехода t' (рис. 9.37) скорость электронов в нижней долине была максимальной v_{1n} и плотность тока переноса была максимальной:

$$j_{\max} = en_1 v_{1n} \approx en_0 v_{1n}.$$

В момент завершения формирования домена t'' скорость электронов (9.49) равна скорости домена $v_\delta < v_{1n}$ и плотность тока уменьшается

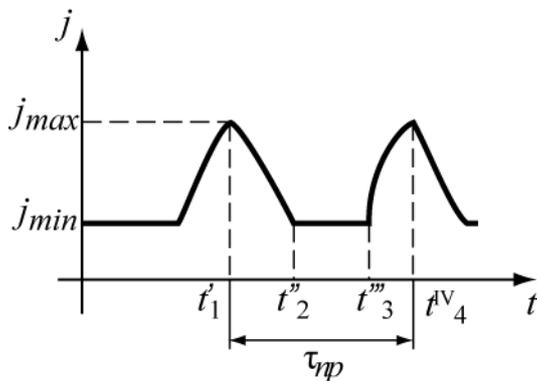


Рис. 9.37 — Изменение плотности тока во времени при формировании домена

$$j_{\min} = en_2 v_\delta \approx en_0 v_\delta.$$

Домен исчезает в момент времени t''' в конце образца l (рис. 9.37), электроны уходят во внешнюю цепь, напряженность поля домена уменьшается (электроны исчезают). В остальной части образца поле E возрастает, электроны в об-

разце увеличивают дрейфовую скорость, а это увеличивает ток до

j_{\max} . В момент t^{IV} — момент завершения формирования домена — уменьшается плотность тока и затем исчезновение домена. Процесс повторяется.

В образце, таким образом, движется только один домен, место возникновения которого определяется неоднородностью. В однородном образце длиной l домен всегда возникает у катода и движется к аноду. Время движения электронов в домене равно $\tau_{np} = \frac{l}{v_{\delta}}$. Скорость домена v_{δ} определяется процессами в образце и не зависит от внешнего поля. Время формирования домена составляет $\tau_{\delta} = \varepsilon / (en_0\mu_d) = (1,5...6) \cdot 10^4 / n_0$, т.е. инерционность домена сказывается в миллиметровом диапазоне волн.

Если $\tau_{np} > \tau_{\delta}$, то домен успевает сформироваться. Это условие можно представить в другом виде

$$\frac{l}{v_{\delta}} > \frac{\varepsilon}{en_0|\mu_d|} \quad \text{или} \quad ln_0 > \frac{\varepsilon v_{\delta}}{e|\mu_d|} = L_1 n_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}. \quad (9.50)$$

Необходимым условием образования домена является достаточная концентрация электронов n_0 в образце длиной l .

При $E = E_{nop}$ величина $\mu_d = 0$, а если ln_0 велико, то при $E \geq E_{nop}$, даже при небольших значениях $|\mu_d|$ условие (9.50) выполняется и домен возникает. При уменьшении ln_0 требуется увеличивать $|\mu_d|$, т.е. увеличивать $E > E_{nop}$.

Частота следования доменов называется пролетной частотой f_{np} , определяемой соотношением

$$f = \frac{1}{\tau_{np}} = \frac{v_{\delta}}{l} = f_{np}. \quad (9.51)$$

Условие (9.50), при использовании (9.51) и учете $v_{\delta} = 10^7 \text{ см/с}$, примет вид

$$\frac{n_0}{f} \geq \frac{\varepsilon}{e|\mu_d|} = 2 \cdot 10^5 \text{ с/см}^2. \quad (9.52)$$

Выводы:

при условии $E > E_{нор}$ и $l n_0 > L_1 n_0$ в диоде Ганна образуются домены и он может работать в режиме генерации;

при условии $E > E_{нор}$ и $n_0 L_{кр}^2 / l < l n_0 < L_1 n_0$, где $n_0 L_{кр}^2 = \frac{4\pi\epsilon p^2}{e|\mu_d|}$, а p — число волн пространственного заряда на длине образца, диод Ганна может работать только в режиме усиления сигналов;

при условии $E > E_{нор}$ или $E < E_{нор}$ и $l n_0 < n_0 L_{кр}^2 / l$ диод Ганна имеет положительное сопротивление и работает как обычное сопротивление.

Режимы работы генераторов на ДГ [22] зависят от типа распределения электрических полей — стационарного и нестационарного.

Стационарное распределение электрического поля, т.е. неизменное во времени вдоль диода, наблюдается в том случае, когда объемный заряд, зарождаясь у катода, при движении к аноду возрастает медленно. Степень увеличения объемного заряда характеризуется отношением величин зарядов у анода q_a и катода q_k . Подсчитано, что если показатель роста объемного заряда $q_a/q_k \leq 8,4$, то распределение электрического поля вдоль диода остается стационарным. На рис. 9.38 приведен пример устойчивого распределения электрического поля для прибора с однородным распределением примесей вдоль кристалла с омическими контактами у катода и анода. Электрическое поле близко к нулю у катодного контакта с высокой проводимостью, а затем быстро растет по мере приближения к аноду. У самого анода поле снова падает до нуля из-за высокой проводимости анодного контакта.

Если $q_a/q_k > 8,4$, то распределение электрического поля в таких приборах неустойчиво, будут возникать бегущие домены сильного поля (импульсы объемного заряда). В связи с сильной концентрацией объемного заряда его поле становится соизмери-

мым с приложенным полем и сильно искажает равномерное распределение.

На рис. 9.39 приведен характер распределения напряженности электрического поля вдоль диода Ганна для трех моментов времени. Диоды Ганна как со стационарным, так и нестационарным распределением поля могут работать в различных режимах в зависимости от параметров полупроводникового материала, схемы включения, элементов настройки и т.д.

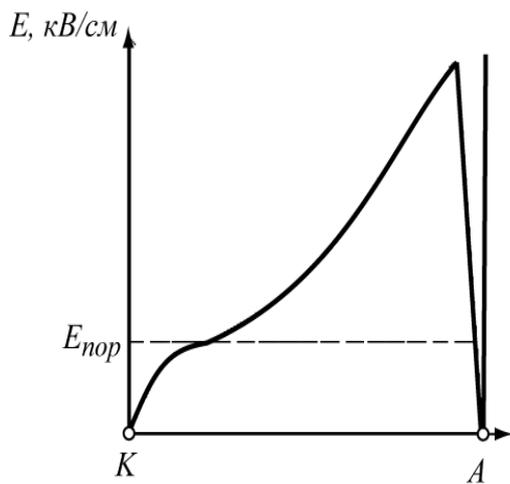


Рис. 9.38 — Зависимость напряженности электрического поля от расстояния в типичном диоде Ганна с устойчивым распределением поля

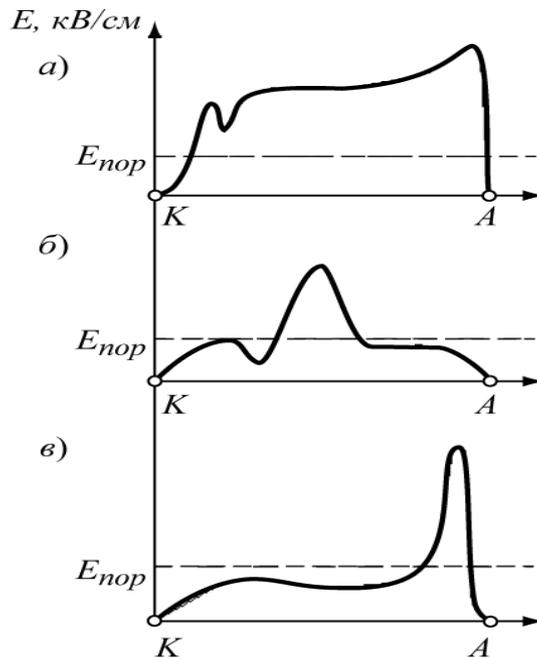


Рис. 9.39 — Картина распределения напряженности электрического поля в диоде Ганна в нестационарном режиме:

- а* — в момент зарождения домена;
- б* — домен находится в середине пространства дрейфа;
- в* — домен находится у анода

Доменные режимы характеризуются наличием в образце полностью сформировавшихся доменов. Распределение электрического поля вдоль диода нестационарное, имеющее две области (доменную и вне доменную) с резко различной напряженностью. Эквивалентная схема доменной области характеризуется парал-

лельным соединением емкости и отрицательного сопротивления домена. Диоды с доменным режимом работы нашли применение в генераторах СВЧ. В зависимости от параметров самого диода различают несколько разновидностей доменного режима. При этом принципиальная схема включения диода остается одинаковой для всех режимов.

1-й сл. Режим с задержкой и подавлением доменов предполагает, что диоды Ганна работают в высокодобротном контуре и амплитуда высокочастотного поля, развиваемая на приборе, становится соизмеримой с напряжением питания. В результате суммарное напряжение на диоде часть периода колебаний оказывается ниже порогового уровня. Для режима характерно то, что время формирования доменов должно быть меньше периода СВЧ - колебаний.

В этих двух режимах частота колебаний генератора определяется резонансной частотой СВЧ-контра и характеризуется хорошей стабильностью и слабой зависимостью от режима работы диода. Режимы с задержкой и подавлением доменов широко используются на практике, т.к. позволяет получать достаточно хороший КПД.

Режим с задержкой домена характеризуется:

$$0,5 f_{np} < f < f_{np}; \quad U_0 \approx 2U_m; \quad R_n/R_0 \sim 10;$$

$$f/f_{np} \sim 0,8; \quad U_m \approx U_{пор}; \quad \eta = 7\%.$$

Режим с подавлением домена характеризуется

$$f_{np} < f < (2 \div 3) f_{np}; \quad f \sim (1 \div 2) \text{ ГГц};$$

$$U_m \approx U_0; \quad R_n/R_0 > 10; \quad \eta < 3\%.$$

2-й сл. Пролетный режим характеризуется тем, что диод работает в низкодобротном контуре. Добротность контра настолько мала, что амплитуда высокочастотного поля значительно меньше напряжения питания и практически не влияет на образование и дрейф доменов. Период собственных колебаний контра примерно равен периоду прохождения доменов. Частота колебаний такого генератора относительно слабо зависит от настройки контра и определяется, в первую очередь, свойствами диода и режимом питания. Режим наблюдается при:

$$\tau_{np} = l/v_n; f_{np}(\Gamma\Gamma\zeta) = \frac{1}{\tau_{np}} = \frac{100}{l(\text{МКМ})}; Z_n \approx R_0; U_1 < U_0; \eta \sim 1\%.$$

3-й сл. Режим ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ) характеризуется тем, что образование перемещающихся доменов подавляется СВЧ- напряжением, амплитуда которого велика, так что полное напряжение на диоде в каждый период колебаний опускается ниже порогового уровня. Частота колебаний контура выбирается настолько высокой, чтобы за время положительной полуволны, когда напряжение на диоде становится выше порогового, домены не успевали бы полностью сформироваться. Таким образом, в этом режиме для преобразования энергии источника питания в энергию СВЧ – колебаний используется отрицательная проводимость диода. В этом режиме в течение времени t напряжение на диоде остается меньше порогового и образец находится в состоянии, характеризуемом положительной подвижностью электронов, т.е происходит рассасывание объемного заряда, образовавшегося, когда электрическое поле было выше порогового. Эквивалентная схема диода представляет собой параллельное включение емкости и отрицательного сопротивления.

Преимущество этого режима заключается в том, что частота генерируемых колебаний не зависит от времени пролета домена и определяется схемой, в которой работает диод Ганна. Поэтому диод, работающий в режиме ОНОЗ, может иметь гораздо большую толщину и отдавать большую мощность. Обычно диоды Ганна в режиме ОНОЗ имеют в 100 раз большую толщину, чем диоды, работающие в пролетном режиме. Максимальное значение КПД приборов в режиме ОНОЗ составляет 18—23 %.

Диоды в этом режиме широко используются для получения больших мощностей в импульсном режиме.

$$i_m/i_n = 2; \quad U_0/U_{пор} = 4 \div 5; \quad R_n/R_0 = 20 \div 30;$$

$$2 \cdot 10^4 < n_0/f < 2 \cdot 10^5, \quad \text{при } n_0 = 10^{15}; \quad 0.5 \cdot 10^{11} > f > 0.5 \cdot 10^{10}.$$

Гибридные режимы занимают промежуточное положение между доменными режимами, где образуются полностью сформированные домены, и режимом ОНОЗ, который характеризуется наличием малого накопленного объемного заряда. В гибридных ре-

жимах генераторы не так чувствительны к изменению нагрузки и параметрам схемы, как в режиме ОНОЗ, и находят применение на практике. Гибридные режимы возникают при $n_0/f \geq 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}$. Максимум электронного КПД того же порядка, что и в режиме ОНОЗ, и достигается при тех же параметрах напряжения питания и параметрах нагрузки.

Режим отрицательной проводимости наблюдается в диодах Ганна с однородным и стационарным распределением электрического поля на частотах, близких к пролетной частоте $f_{np} = v_{dp}/l$ или ее гармоникам, при условии, что дифференциальная подвижность электронов отрицательна. Для этого режима характерны: $l < 10 \text{ мкм}$; $U_0 \approx (3 \div 4)U_{nop}$; $R_n > R_0$. Ширина полосы частот может достигать октавы. Диоды в таком режиме используются для создания широкополосных регенеративных усилителей СВЧ-диапазона.

Основные соотношения для генераторов на ДГ. Диод представим в виде эквивалентной схемы (рис. 4.1), где $G_e = G_\delta$, $B_e = B_\delta$ — параметры проводимости кристалла диода Ганна — $\dot{Y}_\delta = G_\delta + jB_\delta$, а $\dot{Y}_n = G_n + jB_n$ представляют параметры контура и нагрузки ($G_n = G'_n + G_0$, $B_n = B_0 + B'_n$). Величина G_δ будет отрицательной в рабочем режиме. Эквивалентные параметры диода Ганна [22] запишем:

$$|G_\delta| = |G_{\delta 0}| \left[1 - \left(\frac{U_1}{U_{\max}} \right)^2 \right]; \quad (9.53)$$

$$B_\delta = -\frac{1}{5R_0} \left[1 - 0,25 \frac{U_{nop}}{U_0} \right], \quad (9.54)$$

где U_1 — амплитуда колебаний на кристалле, U_{\max} — максимально возможное значение амплитуды колебаний, $G_{\delta 0}$ — проводимость диода при $U_1 \rightarrow 0$; R_0 — сопротивление диода при малых токах ($R_0 = \frac{U_0}{2I_0}$), где U_0, I_0 — параметры режима диода.

При работе диода в граничном режиме, когда

$$U_1 = U_0 - U_{nop}; \quad U_{\max} = 2U_{nop}, \quad (9.55)$$

($U_{\text{нор}}$ — пороговое напряжение) проводимость диода $|G_{\text{до}}|$ имеет максимальное значение на пролетной частоте $f_{\text{нр}}$ и уменьшается при отклонении рабочей частоты f от $f_{\text{нр}}$. Зависимость $|G_{\text{до}}|$ от f предлагается брать в следующем виде:

$$|G_{\text{до}}| = |G_{\text{дн}}| \cdot (1 - 2 \cdot |1 - f/f_{\text{нр}}|), \quad (9.56)$$

здесь $G_{\text{дн}}$ — номинальное значение $|G_{\text{до}}|$ на частоте $f = f_{\text{нр}}$.

Условием возбуждения колебаний в диоде (рис. 4.3) будет $G_{\text{дн}} < |G_{\text{до}}|$.

Колебательная мощность диода Ганна определяется:

$$P_1 = 0.5 |G_{\text{до}}| U_1^2 \quad (9.57a)$$

и при изменении нагрузки будет иметь экстремум (см. раздел 4, рис. 4.4, в).

Решая уравнение $\frac{dP_1}{dU_1} = 0$ с использованием (9.47), найдем,

что диод отдает максимум мощности в нагрузку P_{max} при следующих значениях $U_{1\text{опт}}$ и $G_{\text{нопт}}$:

$$U_{1\text{опт}} = U_{\text{max}} / \sqrt{2} = \sqrt{2} U_{\text{нор}}, \quad G_{\text{нопт}} = 0,5 |G_{\text{до}}|. \quad (9.58)$$

Максимальная мощность диода при этом равна:

$$P_{\text{max}} = 0,5 |G_{\text{до}}| U_{\text{нор}}^2. \quad (9.57б)$$

Из выражения (9.55) в номинальном режиме на $f = f_{\text{нр}}$ при $G_{\text{н}} = G_{\text{нопт}}$ мощность принимает максимально возможное значение $P_{\text{max н}}$, равное

$$P_{\text{max н}} = 0,5 |G_{\text{дн}}| \cdot U_{\text{нор}}^2. \quad (9.57в)$$

Мощность потребляемая диодом $P_0 = U_0 I_0$, а электронный КПД $\eta_{\text{эл}} = P_{\text{max н}} / P_0$, величина тока диода может быть найдена с помощью формулы $I_0 \approx U_{\text{нор}} / (2R_0)$.

Расчет ГДГ проводится по заданной выходной мощности $P_{\text{вых}}$ и частоте генерируемых колебаний f для эквивалентной схемы диода с доменом сильного поля (рис. 9.40), которая подключается в точках *a-a*, эквивалентной схемы рис. 9.25, *a*.

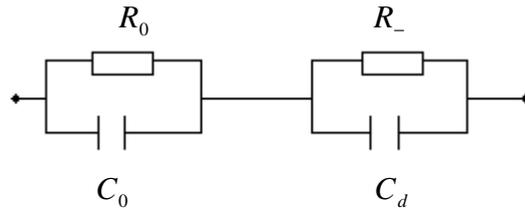


Рис. 9.40 — Эквивалентная схема рабочей области кристалла

Параметры этой схемы, если известен диод и его некоторые характеристики, могут быть найдены [23] с помощью формул:

$$R_0 = \frac{l}{S \epsilon n_0 \mu_1}, \quad R_n = -\frac{[2(U_0 - U_{r \min})]^{3/2}}{S \mu_1 (\epsilon \epsilon n_0)^{1/2} U_{\text{нор}}^2}, \quad C_0 = \frac{\epsilon S}{l}, \quad C_d = \frac{S(\epsilon \epsilon n_0)^{1/2}}{[2(U_0 - U_{r \min})]^{1/2}}.$$

$E_{r \min} = U_{r \min} / l$ — минимальная напряженность электрического поля, при которой дрейфовая скорость имеет минимальную величину, примерно равную скорости насыщения; n_0 — равновесная концентрация в отсутствии поля.

Порядок расчета генератора:

а) Определяется мощность колебаний, создаваемая диодом $P_1 = \eta_k P_{\text{вх}}$, где η_k — КПД колебательной системы, которым задаются, исходя из частоты и типа используемой в колебательной системе линии передачи, $\eta_k = 70 \div 90\%$.

б) Выбирается диод Ганна (приложение Г), частота которого удовлетворяет неравенству: $f_{\min} \leq f \leq f_{\max}$.

в) Рассчитывается амплитуда колебаний на диоде

$$U_1 = U_{\text{нор}} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{P_1}{P_{\max n} (1 - 2|1 - f/f_{np}|)} \right]^{1/2} \right\}.$$

г) Определяется напряжение питания $U_0 = U_1 + U_{\text{нор}}$.

д) Рассчитывается потребляемая мощность источника питания $P_0 = I_0 U_0$.

е) Определяется (9.53) проводимость диода $|G_d| = 2 P_1 / U_1^2$.

ж) Рассчитывается (9.54) реактивная проводимость диода, которая затем компенсируется реактивной проводимостью нагрузки и контура $B_d = -B_n$.

з) Конструируется колебательная система.

Конструкции генераторов на диоде Ганна включают узлы: резонансная система, вывод энергии, которые могут выполняться на основе любой передающей линии (коаксиальной, волноводной, полосковой). Механические короткозамкатели будут служить для перестройки частоты колебаний. Регулировка связи с нагрузкой достигается с помощью подстроечных штырей или диафрагм. ГДГ находят широкое применение в модулях ММВ.

Конструкция генератора 8-миллиметрового диапазона на волноводе показана на рис. 9.41. Диод Ганна 3 монтируется на винтовом держателе 4 и установлен над штырем 6 посередине широкой стенки волновода. Волновод имеет заниженное сечение и короткозамкнут с одной стороны поршнем 2. Выход генератора осуществлен на волновод с сечением $7,2 \times 3,4$ мм.

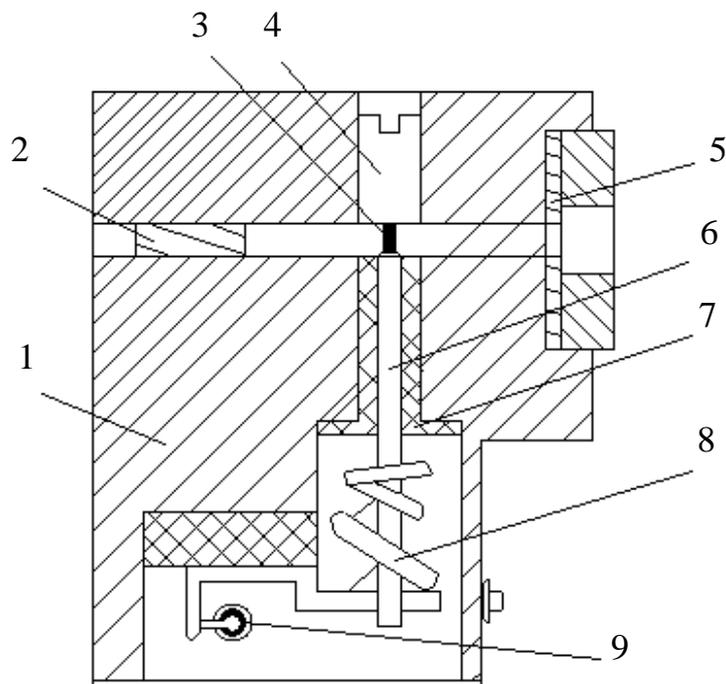


Рис. 9.41 — Генератор на диоде Ганна волноводной конструкции

Посредством токопроводящей пружины 8 и штыря 6 со структурой *CLC*-типа, выполняющего роль ФНЧ в цепи питания, на диод подается напряжение питания. Для подавления низкочастотных колебаний в цепи питания генератора применена последовательная антипаразитная *RC*-цепочка 9, подключенная параллельно диоду. Значения сопротивления *R* и емкости *C* составляли

10 Ом и $3,3 \cdot 10^{-9}$ Ф соответственно. Корпус генератора 1 выполнен из латуни. Габаритные размеры генератора $40 \times 27 \times 25$ мм. Экспериментальные исследования показывают, что в генераторах описываемой конструкции возможно согласование импедансов ДГ и колебательного контура генератора в широком диапазоне частот. При одновременной перестройке и согласовании импедансов полоса перестройки равна $\pm 16\%$. Выходная мощность генератора в полосе частот генерируемых колебаний — не меньше 70 мВт. В генераторах с фиксированным положением диода механическим перемещением поршня достигается перестройка в полосе $\pm 7,5\%$. При этом мощность генератора на краях полосы перестройки уменьшается на 1,5 дБ по сравнению с уровнем мощности на частоте f_0 . При перестройке более $\pm 10\%$ уменьшение мощности превышает 3 дБ.

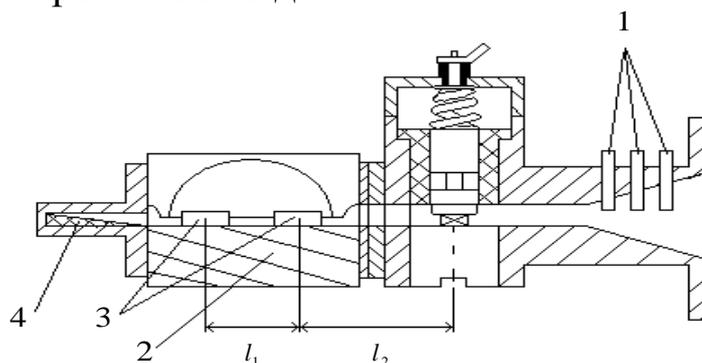


Рис. 9.42 — Генератор на диоде Ганна волноводной конструкции с полосно-отражающим объемным резонатором:

1 — согласующий трансформатор; 2 — резонатор;
3 — отверстия связи; 4 — поглотитель

Генератор волноводной конструкции 8-миллиметрового диапазона с включенным полосно-отражающим стабилизирующим резонатором из инвара 36Н показан на рис. 9.42. Здесь расстояние между плоскостью включения диода и центром ближнего отверстия связи резонатора 2 с волноводной секцией равно $l_1 \sim \lambda_g$, а расстояние между центрами отверстий связи $l_2 = \frac{\lambda_g}{2}$. Расстояние l_1 зависит от значения индуктивности штыря, держащего диод, реактивных параметров ДГ и изменяется с помощью волноводных вставок. Отверстия связи 3 герметизированы кварцевой

пластинкой. Собственная добротность резонатора равна $(12...13) \cdot 10^3$, нагруженная добротность равна $Q_n = 1800$. Поглотитель 4 служит для подавления паразитных типов колебаний и устойчивой генерации на основной частоте. Габаритные размеры генератора $55 \times 40 \times 40$ мм.

9.3 Полупроводниковые СВЧ-транзисторы

В основе работы СВЧ-транзисторов лежат те же физические процессы, которые определяют их работу на низких частотах. Однако есть ряд факторов, ограничивающих возможность использования низкочастотных транзисторов в микроволновом диапазоне. Этими факторами являются:

- время пролета носителей заряда;
- постоянные времени заряда емкостей p - n -переходов, вызывающие запаздывание процессов;
- влияние паразитных емкостей и индуктивностей элементов конструкции транзистора. Все три фактора приводят к изменению конструкции структуры транзисторов.

9.3.1 Биполярные транзисторы

Биполярные транзисторы (БПТ) — приборы с двумя взаимодействующими p - n -переходами, предназначенный для усиления электрических колебаний по току, напряжению и мощности. Слово «биполярный» означает, что физические процессы в БТ определяются движением носителей заряда обоих знаков (электронов и дырок). Взаимодействие переходов обеспечивается тем, что они располагаются на расстоянии, меньшем диффузионной длины. Два p - n -перехода образуются в результате чередования областей с разным типом электропроводности. От порядка чередования различают БПТ типа n - p - n и типа p - n - p , обозначения которых на рис. 9.43.

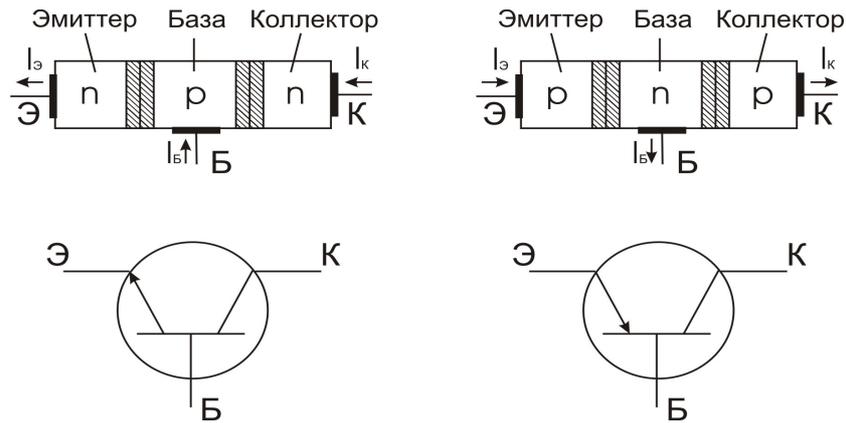


Рис. 9.43 — Биполярные транзисторы типа $n-p-n$ и типа $p-n-p$

Исходным материалом для изготовления планарного транзистора (рис. 9.44) служит пленка 6 высокоомного кремния с проводимостью n -типа, создаваемая методом эпитаксиального наращивания на подложке 7, на которой формируют вывод коллектора прибора [1].

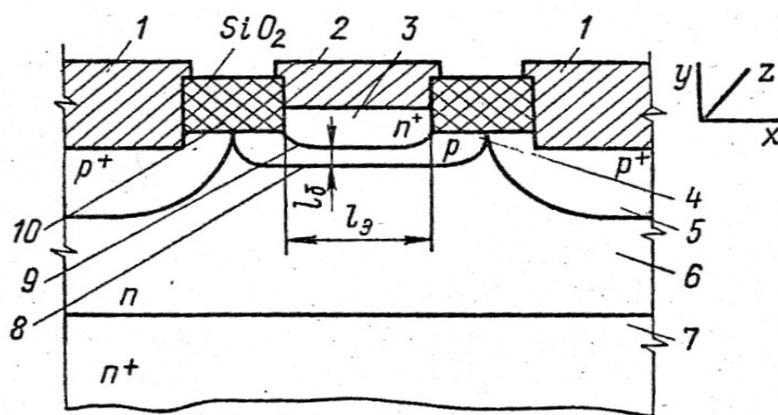


Рис. 9.44 — Устройство планарного биполярного СВЧ-транзистора

Методом ступенчатой фотолитографии в изолирующей пленке создают окна, через которые в несколько стадий вводят легирующие примеси и формируют область базы 4 с проводимостью p -типа, низкоомную приконтактную область базы 5 p^+ -типа, а в дальнейшем — эмиттерную область 3 с проводимостью n^+ -типа. Металлическая пленка 1 и 2 обеспечивает подачу управляющих напряжений соответственно к базе и эмиттеру транзистора. На границе эмиттер-база создается обедненный подвижными носителями заряд эмиттерный $p-n$ -переход 8.

В активном режиме эмиттерный переход работает при прямом смещении, коллекторный — при обратном. Эмиттерный переход открыт, происходит инжекция электронов из эмиттерной

области в базовую область транзистора, а из базовой области в эмиттерную — диффузия дырок.

Чтобы не уменьшить эффективность инжекции эмиттера, концентрацию доноров в эмиттере делают большей, чем концентрация акцепторов в базе. Таким образом, можно считать, что в базу через эмиттер вводится электронный ток. Поскольку концентрация электронов в базе мала, диффузионное движение электронов на границе эмиттер-база не прекращается, а простирается на всю область базы. Основная доля диффузионного потока электронов достигает границы обедненного подвижными зарядами слоя p - n -перехода база-коллектор. В обедненном слое коллекторного перехода, смещенного в обратном направлении, действует сильное внутреннее электрическое поле неподвижных ионизированных примесей. Вектор электрического поля в p - n -переходе направлен навстречу движению электронов, и поле является ускоряющим для электронов, подошедших к границе коллекторного перехода. Напряженность электрического поля в коллекторном переходе велика. Так, при напряжении коллектора ~ 10 В и при ширине коллекторного p - n -перехода порядка микрометров напряженность E -поля составляет несколько киловольт на сантиметр. В таком сильном поле характер движения электронов меняется, становясь дрейфовым. Электроны вытягиваются полем из границы база-коллектор коллекторного p - n -перехода и переносятся через обедненный слой перехода в коллектор.

Для уменьшения времени пролета заряда через базу транзистора уменьшают размеры l_B базы (рис. 9.44) до десятых долей микрометра. Наличие сверхтонкой базы является одной из особенностей транзисторов СВЧ.

Уменьшение толщины базы снижает величину предельного обратного напряжения коллектор-база для выбранного материала, что уменьшает выходную мощность транзистора. Чтобы не уменьшать мощность, в одном корпусе делают несколько транзисторных структур.

Уменьшение толщины базы приводит к увеличению сопротивления базы в поперечном направлении (рис. 9.44, в направлении оси x) и к увеличению постоянной зарядки емкости коллекторного перехода, что снижает верхнюю рабочую частоту транзистора. Для уменьшения поперечного сопротивления базы об-

ласть под базовым выводом легируют, создавая более низкоомный слой базы p^+ -типа (область 5 на рис. 9.44).

Протекание базового тока приводит к возникновению неравномерного падения напряжения на распределенном сопротивлении материала базы (рис. 9.45). Падение напряжения на эмиттерном переходе, возникающее из-за протекания тока, в центре эмиттера меньше, чем у края (при $\pm \frac{l_3}{2}$). Плотность тока эмиттера экспоненциально зависит от напряжения на p - n -переходе. Поэтому падение напряжения на различных участках вдоль оси x приведет к различию в значениях плотности тока в центре и на краю примерно на порядок. Возникает эффект «оттеснения тока эмиттера» (рис. 9.45, б).

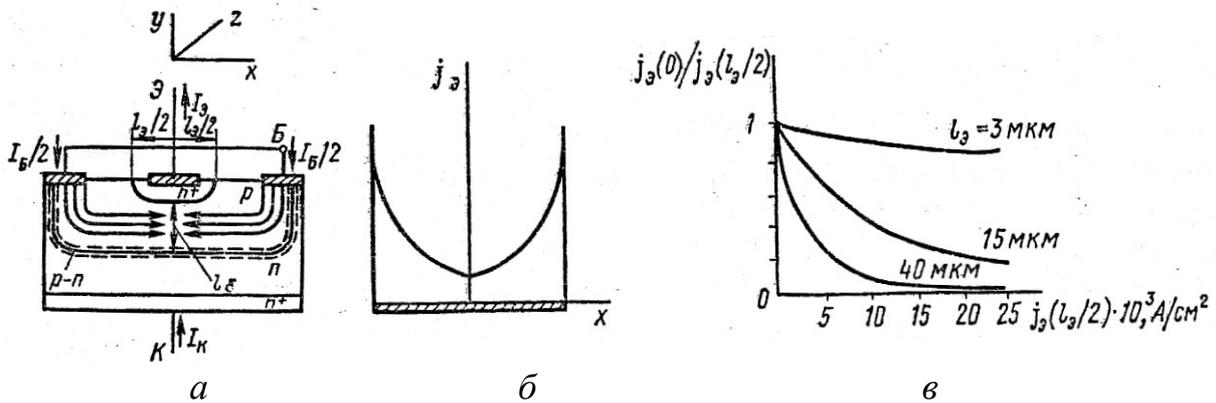


Рис. 9.45 — «Эффект оттеснения тока эмиттера»

Чем тоньше полоска эмиттера l_3 , тем равномернее ток по эмиттеру (рис. 9.45, в), но тем больше его длина по оси z , чтобы обеспечить нужный ток без превышения допустимой величины. Длину эмиттера обеспечивают, выполняя его в виде большого числа отдельных полосок (до 15), между которыми располагаются полоски выводов базы (рис. 9.46, а).

Предельная частота (ГГц) гребенчатой структуры (рис. 9.46) маломощных и малошумящих транзисторов оценивается [20] значением

$$f_{\max} \approx \frac{40}{l_3 + 2t}, \quad (9.59)$$

где l_3 и t — размеры, показанные на рис. 9.46, а, выраженные в микрометрах.

Для мощных СВЧ-транзисторов используется объединение в одном кристалле большого числа единичных структур (до 150) с сохранением большого отношения периметр/площадь, что необходимо для уменьшения емкости эмиттера, шунтирующей p - n -переход (рис. 9.46, б).

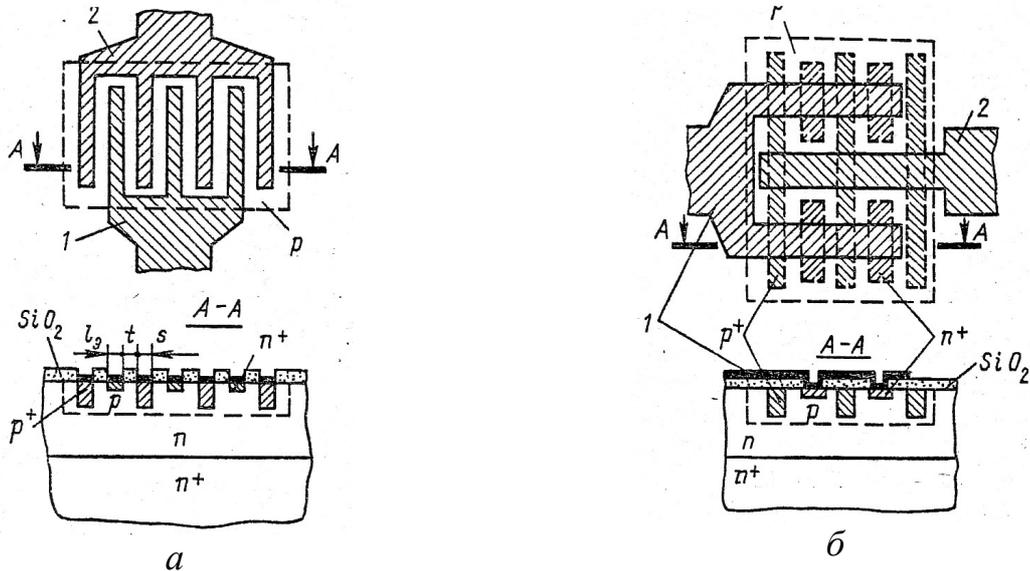


Рис. 9.46 — Структуры СВЧ-транзисторов:
 а — гребенчатая; б — многоэмиттерная;
 1 — вывод эмиттера; 2 — вывод базы

Выводы СВЧ-транзисторов делают в виде коротких полосок, удобных для сочленения с микрополосковыми линиями передачи. Такая геометрия выводов снижает «паразитные» емкости и индуктивности.

9.3.2 Полевые транзисторы СВЧ

Полевые транзисторы СВЧ (ПТР) изготавливают из арсенида галлия с электронной электропроводностью. Наибольшее распространение получили приборы с затвором, выполненным в виде барьера Шоттки. Мощный ПТР представляет собой совокупность соединенных параллельно ячеек.

Структура одной ячейки *полевого транзистора с барьером Шоттки* (ПТШ) изображена на рис. 9.47. В ПТШ имеются высокоомная подложка (с удельным сопротивлением более 10^7 Ом), буферный слой с концентрацией доноров $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, активный

слой арсенида галлия n -типа электропроводности ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и контакты металл-полупроводник, причем исток (И) и сток (С) выполнены в виде омических контактов, а затвор (З) — в виде барьера Шоттки.

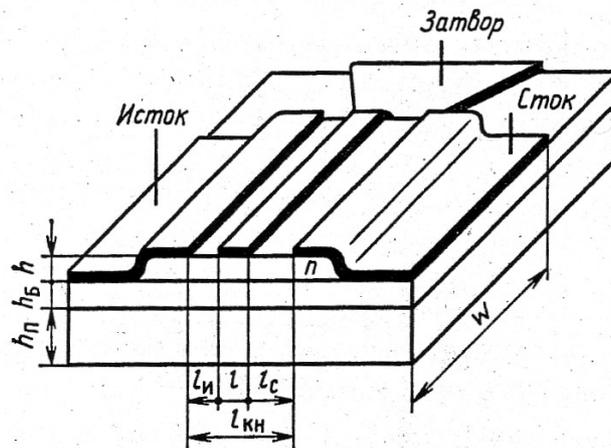


Рис. 9.47 — Структура ячейки полевого транзистора с барьером Шоттки

Для одиночной ячейки мощного транзистора характерны следующие размеры: высота активного слоя $h = 0,2 \dots 0,5$ мкм; высота подложки $h_{\text{П}} = 100 \dots 300$ мкм, высота буферного слоя $h_{\text{б}} = 2 \dots 5$ мкм, длина затвора $l = 0,5 \dots 5$ мкм, длина канала $l_{\text{KH}} = 0,7 \dots 7$ мкм, ширина ячейки $W = 80 \dots 100$ мкм.

На рис. 9.48 показано включение ПТШ по постоянному току.

Установлено, что для ПТШ максимальная рабочая частота равна

$$f_{\text{max}} = v_n / (2 \cdot \pi \cdot L) \approx 30 \text{ ГГц} \quad \text{для (GaAs)}, \quad (9.60)$$

где v_n — скорость насыщения, L — длина канала. Следовательно, увеличение предельной рабочей частоты ПТШ связано с возможностью увеличения v_n и уменьшения L . Так как v_n максимально для арсенида галлия, то этот материал предпочтителен при изготовлении ПТШ. Размер канала в основном ограничивается возможностями технологии. Разработаны ПТШ с длиной затвора 0,5 мкм и шириной 200 мкм. Они обеспечивают коэффи-

циент усиления $K_p = 12,8$ при коэффициенте шума $K_{ш} = 1,7$ дБ на частоте 10 ГГц. На частотах более 30 ГГц применение ПТШ даже с затворами длиной 0,5 мкм малоэффективно.

Механизм работы полевого транзистора СВЧ с барьером Шоттки. Как видно из рис. 9.48, между истоком и стоком ПТШ включен источник постоянного напряжения U_o . В результате в активном слое транзистора создается

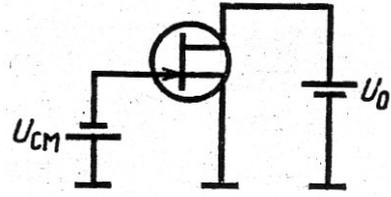


Рис. 9.48 — Схема включения полевого транзистора по постоянному току

электрическое поле, вызывающее дрейф электронов по каналу от истока к стоку. Между затвором и истоком включен источник постоянного напряжения U_{cm} , запирающего барьер Шоттки, поэтому в области барьера образуется двойной заряженный слой: положительный в полупроводнике, отрицательный в металле. Положительно заряженный слой создается ионизированными донорами, здесь средняя концентрация электронов существенно меньше концентрации доноров. Отрицательно заряженный слой образуется в результате накопления электронов в электроде затвора. Картина здесь приблизительно такая же, как в случае резкого $p-n$ -перехода.

Слой под затвором, обедненный электронами, уменьшает высоту канала. Если помимо постоянного напряжения U_{cm} к затвору приложить переменное напряжение $u_z(t)$, то в соответствии с изменением этого напряжения изменяется эффективная высота канала $h_{эфф}$, а следовательно, и ток стока:

$$i_c = j_c h_{эфф} W,$$

где j_c — плотность тока стока.

9.3.3 Микроволновые устройства на транзисторах

На основе транзисторов СВЧ разрабатываются схемы усилителей, генераторов, умножителей частоты и других устройств, необходимых для создания радиотехнических средств разного назначения [17]. Устройства на СВЧ-транзисторах в диапазоне до 30 ГГц «вытесняют» аналогичные устройства на СВЧ-диодах вследствие большей мощности, высокого КПД, низкого напряже-

ния питания и малого шума. Рассмотрим два усилителя, где применяются СВЧ транзисторы на микрополосковых линиях (МПЛ).

На рис. 9.49 изображена функциональная схема такого усилителя. В его состав входят активный элемент АЭ (полевой транзистор), входная и выходная согласующие цепи (СЦ), цепи питания и смещения.

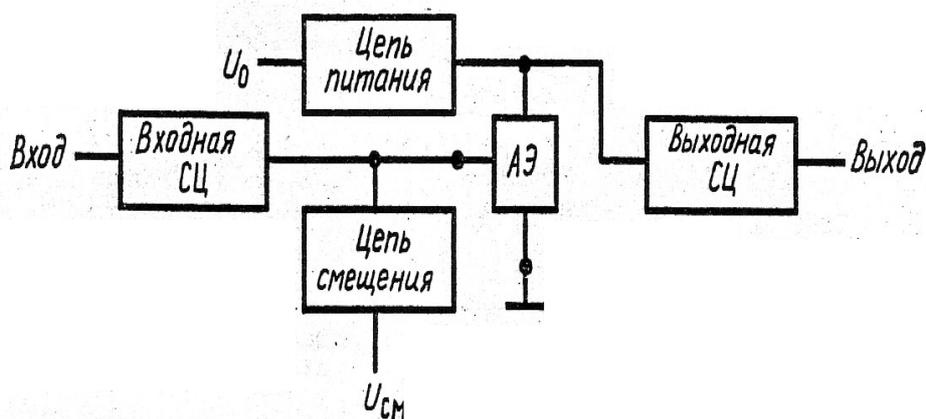


Рис. 9.49 — Функциональная схема транзисторного усилителя мощности

Активный элемент (АЭ) преобразует мощность источника питания U_0 в мощность колебаний, усиливая входную мощность. Входная СЦ трансформирует входное сопротивление транзистора в сопротивление, равное внутреннему сопротивлению источника входной мощности. Выходная СЦ трансформирует сопротивление нагрузки усилителя в некоторое оптимальное сопротивление на выходных электродах транзистора, при котором транзистор работает в наиболее выгодном энергетическом режиме. Цепи питания и смещения служат для подачи постоянных напряжений на электроды транзистора и блокировки источников питания U_0 и смещения $U_{см}$ от мощности СВЧ. Кроме того, СЦ формируют колебания напряжения и тока определенной формы, соответствующие оптимальному режиму работы АЭ. Согласующие цепи обычно выполняют в виде шлейфовых трансформаторов на МПЛ. Цепи питания и смещения — это, как правило, ФНЧ и полосно-заграждающие фильтры.

На рис. 9.50 приведена топология усилителя мощности на ПТШ в микрополосковом исполнении. На вход (1) подводится определенная P_{ex} , с транзистором (3) входная и выходная цепи

связываются через согласующие цепочки, которые представляют одно- или двухшлейфовые трансформаторы из отрезков МПЛ. Цепи питания СВЧ-транзистора представляют комбинацию из ФНЧ и ПЗФ, не пропускающего в источник питания частоты усиливаемых сигналов.

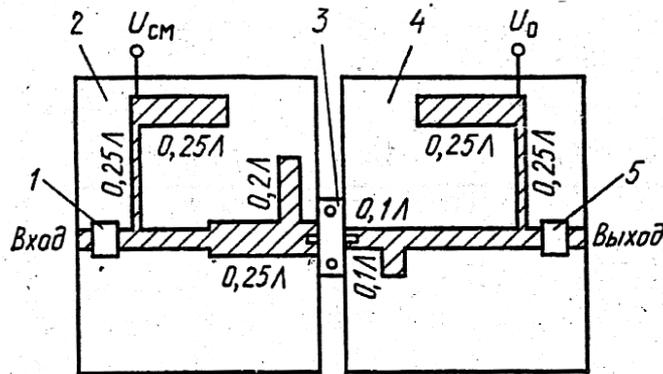


Рис. 9.50 — Топология усилителя мощности на ПТШ:

- 1, 5 — разделительные конденсаторы;
- 2, 4 — диэлектрическая подложка;
- 3 — полевой транзистор

Цепь питания содержит также ФНЧ и полосно-заграждающие фильтры. Роль ФНЧ выполняют разделительные емкости, шунтирующие источники питания. В качестве ПЗФ применяются отрезки линий, размещенные на диэлектрической подложке.

На рис. 9.51, а показан усилитель с распределенными элементами [18]. Усилитель выполнен по схеме с общим эмиттером (рис. 9.51, б). Для согласования входа и выхода транзистора использованы шлейфы, длину которых $l_{шл.вх}$ и $l_{шл.вых}$ можно менять в некоторых пределах, закорачивая металлизированные пластинки на их торцах (рис. 9.51, а). Цепи питания транзистора по постоянному току содержат высокочастотные дроссели Dp_1 и Dp_2 и блокировочные конденсаторы C_1 и C_2 .

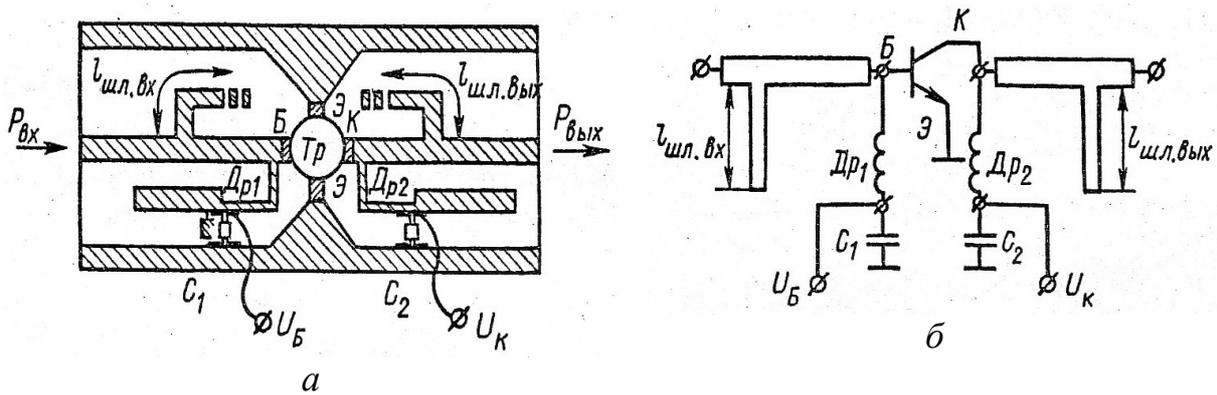


Рис. 9.51 — Транзисторный СВЧ-усилитель на распределенных элементах (а) и его принципиальная схема (б)

На печатной плате высокочастотные дроссели выполняют в виде узких микрополосковых линий четвертьволновой длины, последовательно с которыми изготавливают более широкие четвертьволновые линии, разомкнутые на конце. Тогда в месте соединения этих линий может быть осуществлен режим, близкий к режиму короткого замыкания. В минимуме высокочастотного напряжения включаются блокировочные конденсаторы C_1 и C_2 и осуществляется подача питающих напряжений.

Разрабатываемые усилители на транзисторах СВЧ обладают высоким КПД, широким динамическим диапазоном и малым уровнем шумов, предназначаются для замены аналогичных устройств на ЛБВ и на полупроводниковых диодах.

В настоящее время на БТР и ПТР выпускаются линейные усилители с полосой до октавы в однокаскадном и многокаскадном исполнении. Широкополосные усилители на ПТР с барьером Шоттки, перекрывающие диапазон частот от 8 до 12 ГГц, обеспечивают усиление 5—6 дБ на каскад с коэффициентом шума менее 8 дБ. Масса усилителя с выходной мощностью 1 Вт не превышает 0,3 кг.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ

- ВЧ, СВЧ — высокая частота, сверхвысокая частота
 ДГ, ГДГ — диод Ганна, генератор на диоде Ганна
 ЛПД, ГЛПД — лавинно-пролетный диод, генератор на лавинно-пролетном диоде
 ЗС — замедляющая система
 КПД — коэффициент полезного действия
 ЛБВО и ЛОВО, ЛБВМ и ЛОВМ — лампы бегущей и обратной волны типа О и типа М
 ПКл, ОК — пролетный клистрон, отражательный клистрон
 ПСВЧ — приборы сверхвысоких частот
 ПВД — пространственно-временные диаграммы
 ППП, ПП — полупроводниковый прибор, полупроводник
 ЭВП — электровакуумный прибор
 d — размер зазора резонатора, или ПП структуры
 q — свободные носители заряда (заряд частицы)
 m, M_q — масса электрона и заряженной частицы
 M — коэффициент взаимодействия электронного потока с полем резонатора
D и **B** (\bar{D} и \bar{B}) — векторы электрического смещения и магнитной индукции
 $I_k, I_n, i_{нав}$ — конвекционный, наведенный ток
 $J, J_{см}$ — плотность тока, плотность тока смещения
 k — волновое число волны в свободном пространстве
 K_3, K_{3m} — коэффициент замедления на основной и m -ой гармонике
 $K_{ур}$ — коэффициент усиления по мощности
 C — параметр усиления
 K_c — коэффициент прозрачности сеток резонатора
 $Q_0, Q_{ВН}$ и Q_H собственная, внешняя и нагруженная добротности резонатора
 $Z_C, Z_0, W_{зс}$ — волновое сопротивление линии передачи, замедляющей системы
 Z_n, R_n — сопротивление нагрузки (полное, активное)

L — период замедляющей системы
 c — скорость распространения света в вакууме ($c = 3 \cdot 10^8$ м/сек)
 $f, f_{зр}$ — частота, граничная частота
 $v_{\phi}, v_{гp}$ — фазовая и групповая скорости волны
 $v_{дф}, v_n$ — скорость дрейфа, скорость насыщения
 $P_{эл}, P_n, P_{вых}, P_0$ — мощности: электронная, потерь, на выходе прибора, источника питания
 $R_{св}$ — сопротивление связи
 C_0, C_k — эквивалентная емкость резонатора, корпуса ППП
 L_0, L_k — эквивалентная индуктивность резонатора, корпуса ППП
 $W_k, W_n, W_{рас}$ — кинетическая, потенциальная, рассеянная энергии
 X — параметр группировки
 $\tau_{пр}, \tau_{др}$ — время пролета электрона
 $\theta, \theta_{др}$ — угол пролета электрона, угол пролета носителей
 β, β_m — фазовая постоянная волны в линии, то же — на гармонике m
 $\eta_k, \eta_{эл}, \eta_n$ — коэффициенты полезного действия: контура, электронный, нагрузки
 $G_{эл}, G_0, G_n$ — активные проводимости: электронного потока, резонатора, нагрузки
 μ — подвижность носителей
 Φ_m, Ψ_m — фазовый набег волны на период системы на гармонике m
 $\omega, \omega_n, \omega_{ц}$ — круговая частота рабочая, на колебании n -вида и циклотронная

ЛИТЕРАТУРА

1. Электронные приборы СВЧ: Учеб. пособие для вузов по спец. «Электронные приборы» / В.М. Березин, В.С. Буряк, Э.М. Гутцайт, В.П. Марин. — М.: Высшая школа, 1985. — 296 с.
2. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ: Учебник для вузов по спец. «Электронные приборы»: В 2 т. — М.: Высшая школа, 1972.
3. Приборы и устройства оптического и СВЧ-диапазонов : Учебное пособие для вузов / Г. Г. Куш, Ж. М. Соколова, Л. И. Шангина. - Томск : Издательство научно-технической литературы, 2003. - 556 с.
4. Кацман Ю.А. Приборы СВЧ. Теория, основы расчета и проектирования электронных приборов: Учебник для вузов по спец. «Электронные приборы». — М.: Высшая школа, 1983. — 383 с.
5. Микроволновые устройства телекоммуникационных систем. Т.2: Устройства приемного и передающего трактов. Проектирование устройств и реализация систем / М.З. Згуровский, М.Е. Ильченко, С.М. Кравчук. — К.: Політехніка, 2003. — 616 с.
6. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: Учеб. пособие для вузов / Ю.Л. Бобровский, С.А. Корнилов, И.А. Кратиллов и др.; под ред. Н.Д. Федорова. — М.: Радио и связь, 2002. — 560 с.
7. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Электронно-оптические системы приборов СВЧ. — М.-Л.: Изд-во «Энергия», 1965.— 232 с.
8. Пирс Дж. Р., Теория и расчет электронных пучков: Пер. с англ. / Под ред. М.В. Цехановича. — М.: Сов. Радио, 1956. — 228 с.
9. Тренева С.Н. Электронная пушка для формирования конусообразных потоков // Радиотехника и электроника. — 1957. — № 7.
10. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями: Пер. с англ. / Под общей ред. М.М. Федорова: В 2 т. — М.: Изд-во «Иностранная литература», 1961. — 553 с.; 470 с.

11. Стальмахов В.С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. — М.: Сов. Радио, 1963. — 365 с.
12. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ: Учеб. для вузов по спец. «Электронные приборы» — М.: Высшая школа, 1990. — 335 с.
13. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. — М.: Сов. Радио, 1966. — 421 с.
14. Тараненко З.И., Трохименко Я.К. Замедляющие системы. — Киев: 1965. — 307 с.
15. Пюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот: Пер. с англ. / Под. ред. Э.Я. Пастрона. — М.: Изд-во «Энергия», 1968. — 312 с.
16. СВЧ-энергетика: Пер. с англ. / В.Г. Алыбина, Э.Я. Пастрона; под ред. Э. Окресса: В 3 т. — М.: Изд-во «Мир», 1971.
17. Микроэлектронные устройства СВЧ: Учеб. пособие для радиотехнических вузов / Г.И. Веселов, Е.Н. Егоров, Ю.Н.Алехин и др.; под ред. Г.И. Веселова. — М.: Сов. Радио, 1972. — 264 с.
18. Петров Б.Е. Романюк В.А. Радиопередающие устройства на полупроводниковых приборах. — М.: Высшая школа, 1989. — 232 с.
19. Малорацкий Л.Г., Явич Л.Р. Проектирование и расчет СВЧ-элементов на полосковых линиях. — М.: Сов. радио, 1972.
20. Пасынков В.В., Чиркин Л.К., Шинков А.Д. Полупроводниковые приборы. — М.: Высшая школа, 1981.
21. Гусятинер М.С., Горбачев А.И. Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды. — М.: Изд-во «Радио и связь», 1983.
22. Царапкин Д.П. Генераторы СВЧ на диодах Ганна. — М.: Радио и связь, 1982.
23. Электронные приборы СВЧ: Учеб. пособие для радиотехнических и радиотехнических факультетов и специальностей вузов / Под ред. В.Н. Шевчика, М.А. Григорьева. — Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1980. — 416 с.
24. Григорьев А.Д. Электродинамика и микроволновая техника: Учебник для Вузов. Специальная литература. — Издательство Лань, 2007 г. — 708с.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Основные параметры полупроводниковых материалов при $T = 300 \text{ K}$

Параметры	Ед. измерения	Si	Ga As	Ge	JnP
Диэлектрическая проницаемость, ϵ_r	отн. ед.	11,8	12,9	16	12,4
Плотность атомов, N	см^{-3}	$5 \cdot 10^{22}$	$2,21 \cdot 10^{22}$	$4,42 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$
Плотность	$\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	2,33	5,31	5,33	4,79
Теплопроводность	$\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$	140	50	60	68
Температура плавления	К	1690	1503	1209	1335
Ширина запрещенной зоны, ΔW	эВ	1,12	1,42	0,67	1,35
Удельная теплоемкость	$\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$	0,75	0,35	0,31	–
Собственная концентрация $n_i = p_i$	см^{-3}	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^9$
Подвижность в слабых полях	$\text{см}^2 / (\text{с} \cdot \text{В})$				
Электронов μ_n		1500	8500	3900	4800
Дырок μ_p		450	400	1900	150
Насыщенная дрейфовая скорость	$\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$	$1 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^7$
Критическая напряженность поля	$\text{кВ} \cdot \text{см}^{-1}$	10	3,2	2,3	10,5
Работа выхода Φ ,	эВ	4,8	4,7	4,4	4,4
Контактная разность потенциала ϕ_k	В	0,9	1,3	0,5	
Время жизни неосновных носителей	с	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-9}$
Тангенс угла диэлектрических потерь		$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	–	–
Коэффициент диффузии дырок	$\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	37	250	93	–
Поле пробоя	В/см	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	10^5	$5 \cdot 10^5$
Собственное удельное сопротивление	Ом·см	$2,3 \cdot 10^5$	10^8	47	

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Справочные данные по функциям Бесселя

X	$J_0(X)$	$J_1(X)$	$\frac{2J_1(X)}{X}$	$XJ_1(X)$
0	1,0	0	1,0	0
0,1	0,997	0,05	0,99	0,01
0,2	0,99	0,10	0,99	0,02
0,3	0,98	0,15	0,98	0,04
0,4	0,96	0,20	0,98	0,08
0,5	0,94	0,24	0,97	0,12
0,6	0,91	0,29	0,96	0,17
0,7	0,88	0,33	0,94	0,23
0,8	0,85	0,37	0,92	0,29
0,9	0,81	0,41	0,90	0,35
1,0	0,76	0,44	0,88	0,44
1,1	0,72	0,47	0,86	0,52
1,2	0,67	0,50	0,83	0,60
1,3	0,62	0,52	0,80	0,67
1,4	0,57	0,54	0,77	0,76
1,5	0,51	0,56	0,74	0,84
1,6	0,46	0,57	0,71	0,91
1,7	0,40	0,58	0,68	0,98
1,8	0,34	0,58	0,65	1,05
1,9	0,28	0,58	0,61	1,10
2,0	0,22	0,57	0,57	1,15
2,1	0,17	0,57	0,54	1,19
2,2	0,11	0,55	0,51	1,22
2,3	0,06	0,54	0,47	1,24
2,4	0,002	0,52	0,43	1,25
2,5	-0,05	0,50	0,40	1,24
2,6	-0,10	0,47	0,36	1,22
2,7	-0,14	0,44	0,31	1,20
2,8	-0,18	0,41	0,29	1,15
2,9	-0,22	0,37	0,26	1,09
3,0	-0,26	0,34	0,23	1,02
3,1	-0,29	0,30	0,19	0,93
3,2	-0,32	0,26	0,16	0,83
3,3	-0,34	0,22	0,13	0,73
3,4	-0,36	0,18	0,10	0,61
3,5	-0,38	0,14	0,08	0,48
3,6	-0,39	0,10	0,05	0,35
3,7	0,40	0,01	0,01	0,05
3,8	0,403	0,00	0,00	0,00
3,83	0,402	0	0	0

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Классификация и условное обозначение твердотельных МВП

Классифицируются полупроводниковые приборы (ППП):

- по функциональному назначению;
- принципу действия и особенностям включения в схему.

С этой точки зрения ППП делятся на транзисторы (биполярные и полевые) и диоды. Диоды делятся на приборы с отрицательным динамическим сопротивлением и приборы с положительным динамическим сопротивлением.

Диоды с положительным динамическим сопротивлением называются **варисторами**, если они предназначены для использования нелинейного активного сопротивления; **варакторами**, если используется их реактивное сопротивление в качестве нелинейного элемента.

Среди диодов-варисторов различают детекторные, смесительные, модуляторные и переключательные. Диоды-варакторы делятся на умножительные и параметрические. Внутри каждого из этих типов проводится деление по материалу, структуре, частотному диапазону и т.д.

Действующее обозначение ППП состоит из пяти элементов:

первый элемент — **цифра (или буква)** обозначает материал:

1(Г) — германий; **2(К)** — кремний; **3(А)** — арсенид галлия;

второй элемент — **буква** обозначает класс приборов:

А — диод СВЧ;

Т — транзисторы биполярные;

П — транзисторы полевые;

И — туннельные диоды;

третий элемент — **цифра** определяет назначение приборов:

1 — смесительные; 2 — детекторные;

3 — модуляционные; 4 — параметрические;

5 — переключательные; 6 — умножительные;

7 — генераторные;

четвертый элемент — **две цифры** — номер разработки;

пятый — **буква** — принадлежность к литеру.

Например: 2А101Б — кремниевый, смесительный диод;

3А703А — арсенидгаллиевый генераторный диод и т.д.

ПРИЛОЖЕНИЕ Г

Параметры диодов Ганна и ЛПД

Тип Диода	$U_{пор},$ В	$I_0,$ А	$R_0,$ Ом	$P_{max н},$ Вт	$f_{min},$ ГГц	$f_{max},$ ГГц	$f_{np},$ ГГц	$L_n,$ нГн	$C_k,$ пФ
3А705 А	5	0,28	10—20	0,06—0,1	5	8	6,5	0,9	0,3
3А703 Б	3,5	0,32	5—10	0,06—0,1	8	12	10	0,9	0,3
3А712 А	2,7	1,3	1—2	0,15—0,3	12	18	15	0,3	0,15
3А715 А Б	4,5	1,2	0,6—2,5	0,2—0,5	8 10	10 11,5	9 10,75	0,9	0,3
3А716 А Б В	3	1	1—2	0,2—0,4	18 20 22	20 22 24	19 21 23	0,3	0,15
3А718 А Б В Г Д	2	0,5	1—2	0,055	26 29 32 35 37	29 32 36 38 40	25,5 30,5 34 36,5 38,5	0,15	0,15
3А721 Б В Г	2	0,37	1,5—3	0,03	6 8 12	8 12 18	7 10 18	0,9	0,3
3А725 Б В	5	1,5		0,4	6 7	7 8	6,5 7,5	0,9	0,3
3А726 А Б В	2,5	2		0,2	12 13 15	13 15 17	12,5 14 16	0,3	0,15
3А727 А Б	1,5	1,7		0,1	37 42	42 47	39,5 47,5	0,15	0,15
3А728 А Б	1,5	1,5		0,07	26 29	29 33	27,5 31	0,15	0,15

Параметры лавиннопролетных диодов

Тип диода	$f_{min},$ ГГц	$f_{max},$ ГГц	$P_{max н},$ мВт	U_0 В	$I_0,$ А	$R_0,$ Ом
3А703	8,2	12,4	10	8,5—9	0,27	20
3А703Б	8,5	9,2	20	8,5—9	0,32	20
3А705А	5,2	8,2	70	10	0,28	15
2А706А	8,5	10	100	120	0,06	—
1А704В	8,3	10	12	60	0,05	—
3А707Б	9,2	10,3	650	80	0,12	—

Учебное издание

Ж.М. Соколова

**ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА
СВЧ, КВЧ И ГВЧ ДИАПАЗОНОВ**

Учебное пособие

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники.

634050, Томск, пр. Ленина, 40.

Тел. (3822) 533018.