

Э.М.Гутцайт

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Учебник
для
техникумов

«Радио и связь»

Э.М.Гутцайт

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

*Рекомендовано Госкомвузом России
в качестве учебного пособия
для средних профессиональных
учебных заведений*



Москва
«Радио и связь»
1994



Scan AAW

ББК 32.85
Г97
УДК 621.385.6

Федеральная целевая программа книгоиздания России

Редакция литературы по электронике

Гутцайт Э. М.

Г97 Техника и приборы сверхвысоких частот: Учебник для техникумов. — М.: Радио и связь, 1994. — 224 с.: ил.
ISBN 5-256-00465-4.

Рассматриваются принципы действия пассивных устройств СВЧ, создаваемых на основе различных передающих линий, резонаторов и замедляющих систем, а также управляющих устройств, генераторов и усилителей СВЧ-сигналов на вакуумных и полупроводниковых электронных приборах.

Для учащихся средних учебных заведений по специальности «Техника и приборы СВЧ».

Г 2302020000-020 КБ-29-3-93
046(21)-94

ББК 32.85

Учебное издание

Гутцайт Эдуард Михайлович

ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Учебник для техникумов

Заведующий редакцией Ю. Н. Рысев. Редактор М. М. Лисина.
Художественно-технический редактор Л. А. Горшкова. Корректор Т. В. Дземилович

ИБ № 2113

ЛР № 010164 от 04.01.92

Сдано в набор 19.10.93.

Формат 60×34/16

Усл. печ. л. 13,02

Изд. № 23027

Бумага газетная

Усл. кр.-отт. 13,37

Зак. № 97. С-020

Печать высокая

Уч.-изд. л. 13,85

Тираж 1500 экз.

Подписано в печать 27.01.94.

Гарнитура литературная

Тираж 1500 экз.

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

Типография издательства «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

ISBN 5-256-00465-4

© Гутцайт Э. М., 1994

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
Введение	4
РАЗДЕЛ 1. ТЕХНИКА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ	6
ГЛАВА 1. ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ СВЧ	6
1.1. Общие свойства передающих линий	6
1.2. Основные разновидности передающих линий и типы волн	11
1.3. Структуры электромагнитных полей различных типов волн в основных линиях передачи	18
1.4. Способы возбуждения различных типов волн в передающих линиях	29
ГЛАВА 2. ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОЙ ТЕХНИКИ И УСТРОЙСТВА СВЧ	33
2.1. Неоднородности в передающих линиях	33
2.2. Трансформирующие устройства	42
2.3. Дроссельные устройства	46
2.4. Поглощающие устройства	49
2.5. Направленные ответвители и мосты	51
2.6. Ферритовые устройства	59
ГЛАВА 3. РЕЗОНАТОРЫ И ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ	65
3.1. Общие свойства резонаторов, их параметры и характеристики	65
3.2. Основные типы и применение резонаторов	71
3.3. Замедляющие системы, их параметры и характеристики	78
3.4. Основные разновидности замедляющих систем	82
РАЗДЕЛ 2. ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ	92
ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ПРИБОРОВ СВЧ	92
4.1. Основные разновидности электронных приборов СВЧ	92
4.2. Наведение тока при движении свободных зарядов	94
4.3. Отбор энергии от электронов в приборах СВЧ	98
4.4. Основные причины, ограничивающие увеличение рабочей частоты «классических» электронных приборов	101
4.5. Условия работы генераторов и усилителей СВЧ. Факторы, влияющие на их параметры	105
ГЛАВА 5. ТРИОДЫ И ТЕТРОДЫ СВЧ	117
5.1. Принцип действия триодного генератора	117
5.2. Особенности тетродов СВЧ	120
ГЛАВА 6. КЛИСТРОНЫ	122
6.1. Пролетные двухрезонаторные клистроны	122
6.2. Многорезонаторные усилительные клистроны	129
6.3. Отражательные клистроны	134
ГЛАВА 7. МАГНЕТРОНЫ	141
7.1. Классические многорезонаторные магнетроны	141
7.2. Коаксиальные и обращенные магнетроны	153
7.3. Магнетроны, настраиваемые напряжением	157
ГЛАВА 8. ПРИБОРЫ О-ТИПА	161
8.1. Лампы бегущей волны	161
8.2. Лампы обратной волны	170
ГЛАВА 9. ПРИБОРЫ М-ТИПА	175
9.1. Приборы с инжектированным электронным потоком	175
9.2. Усилители с катодами в пространствах взаимодействия	181
ГЛАВА 10. ОСНОВНЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРИБОРОВ СВЧ	187
10.1. Релятивистские аналоги классических приборов	187
10.2. Гиротроны	189
ГЛАВА 11. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ	197
11.1. Особенности полупроводниковых приборов	197
11.2. Детекторы и смесители	198
11.3. Управляющие устройства	201
11.4. Умножители частоты	205
ГЛАВА 12. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И УСИЛИТЕЛИ СВЧ	208
12.1. Основные типы приборов и их энергетические возможности	208
12.2. Малошумящие усилители	213
12.3. Усилители и генераторы повышенной мощности на СВЧ-диодах	219
12.4. Усилители и генераторы на транзисторах СВЧ	219
Список литературы	3-я

стр. обл.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга была задумана совместно с А. А. Визелем, который должен был написать главы, посвященные полупроводниковым приборам СВЧ. Осуществить этот замысел не позволила ему внезапная кончина.

Книга состоит из двух разделов, охватывающих технику и приборы СВЧ. Раздел «Техника СВЧ» включает три главы, в которых рассматриваются передающие линии, резонаторы и замедляющие системы. Основным отличием от предыдущего учебника [1] является то, что здесь отражены достижения последнего десятилетия в создании электродинамических систем и СВЧ-устройств, в том числе в микрополосковом исполнении.

Раздел «Приборы СВЧ» содержит девять глав, из которых одна посвящена общим вопросам электроники СВЧ, в шести главах рассмотрены основные типы электронно-вакуумных приборов и в двух — полупроводниковые приборы СВЧ. Второй раздел тоже отличается от [1] представлением широкого класса современных усилителей, генераторов и преобразователей частоты, их систематизацией и рассмотрением принципов действия с общих позиций. При изложении материала отдается предпочтение физическому объяснению процессов, происходящих в электронных приборах. В целом материал не отягощен сложными теоретическими выкладками. Вместо этого использованы простые и наглядные объяснения, иногда основанные на аналогиях, встречающихся в повседневной практике. Особое внимание уделено сравнению параметров различных приборов СВЧ, особенностям их применения и перспективам развития.

ВВЕДЕНИЕ

К диапазону сверхвысоких частот (СВЧ) относят электромагнитные колебания, частота которых находится в пределах 30 МГц ... 3 ТГц. Со стороны нижних частот диапазон СВЧ примыкает к радиотехническому, со стороны верхних — к оптическому. Занимая промежуточное положение, электромагнитные колебания СВЧ-диапазона обладают свойствами электромагнитных волн как радиотехнического, так и оптического диапазонов.

В свою очередь, диапазон СВЧ условно делится на пять поддиапазонов, названия которых соответствуют длинам волн: мет-

ровые волны (длина волны 10 ... 1 м, частота 30 ... 300 МГц), дециметровые (100 ... 10 см, 300 ... 3000 МГц), сантиметровые (10 ... 1 см, 3 ... 30 ГГц), миллиметровые (10 ... 1 мм, 30 ... 300 ГГц) и субмиллиметровые (1 ... 0,1 мм, 300 ГГц ... 3 ТГц). Устройства и приборы каждого поддиапазона длин волн имеют специфические отличия. Так, в метровом диапазоне волн линии передачи, генераторы и усилители основаны на *радиотехнических принципах* построения, а в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах передающие линии и приборы эффективно работают при использовании *квазиоптических принципов* их реализации.

Различные поддиапазоны СВЧ по-разному используются в технике. Например, в радиолокации, где важно остронаправленное излучение, используются более короткие волны, а для промышленного нагрева, где нужны большие мощности и достаточная глубина проникновения, — более длинные волны.

Использование приборов СВЧ постоянно расширяется. В быту находят применение СВЧ-печи. В медицине радиотерапия использует волны от дециметрового до миллиметрового диапазонов. Для средств связи, особенно в телевидении и многоканальной телефонии, диапазон СВЧ предпочтительнее радиотехнического, так как позволяет обеспечить одновременную работу значительно большего числа приемно-передающих устройств. Нагрев энергией СВЧ применяется в химической промышленности при создании полимеров и для ускорения реакций, в строительстве для тверждения бетона и разрушения горных пород при проходке тоннелей, в сельском хозяйстве для сушки зернопродуктов и д.р.

Широко используются источники СВЧ-энергии в научных исследованиях для ускорения заряженных частиц и разогрева плазмы в токамаках. Устройства СВЧ-колебаний применяются в радиоастрономии, радиоспектроскопии, в эталонах точного времени и т. д. Имеются хорошие перспективы использования техники СВЧ в энергоснабжении Земли при создании космических солнечных электростанций.

Однако следует иметь в виду, что в связи с более широким применением СВЧ-устройств обостряются экологические проблемы и возникают задачи электромагнитной совместимости (ЭМС) различных устройств и систем СВЧ. Например, магнетронный генератор СВЧ-печи вследствие излучения на частоте 5-й гармоники может создавать помехи при приеме программ спутникового телевидения. Применение мощных промышленных установок СВЧ повышает фон электромагнитных излучений, которые могут превышать нормы, безопасные для окружающей среды, в том числе для здоровья людей. Для решения экологических задач созданы службы, контролирующие допустимый уровень СВЧ-излучений.

Раздел 1. ТЕХНИКА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Глава 1. ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ СВЧ

1.1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ

Строгий анализ электромагнитных волн, распространяющихся в передающих линиях, основан на решении дифференциальных уравнений электромагнитного поля. Исходными являются *четыре уравнения Максвелла*, которые определяют взаимосвязи между переменными электрическим и магнитным полями, а также зарядами и токами в электродинамических системах. Из уравнений Максвелла получают *волновые уравнения*, решения которых определяют компоненты электромагнитного поля и условия распространения различных типов волн в конкретных линиях передачи. Такой метод анализа называют *полевым*.

Кроме полевого метода в технике СВЧ широко используется более простой *метод эквивалентных схем*, являющийся качественным методом, основанным на аналогии физических процессов, происходящих в электрических цепях переменного тока и линиях передачи электромагнитных волн.

В соответствии с методом эквивалентных схем волноводную линию передачи можно представить в виде *двухпроводной линии*, нагруженной на комплексную нагрузку Z_n (рис. 1.1). Особенностью передающих линий, используемых в технике СВЧ, является то, что эти линии имеют протяженность l , сравнимую с *длиной волны* λ , и поэтому их называют *длинными линиями*.

Основным признаком длинной линии является отличие сопротивления на входе линии от сопротивления нагрузки. Это определяется выражением комплексного *входного сопротивления* для линии без потерь

$$Z_{\text{вх}} = Z_n \frac{Z_n + jZ_0 \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda)}{Z_0 + jZ_n \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda)}. \quad (1.1)$$

В (1.1) входит *волновое сопротивление* передающей линии Z_0 , физический смысл которого заключается в следующем. Как видно

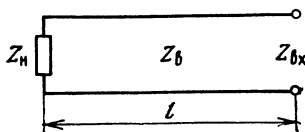


Рис. 1.1. Передающая линия

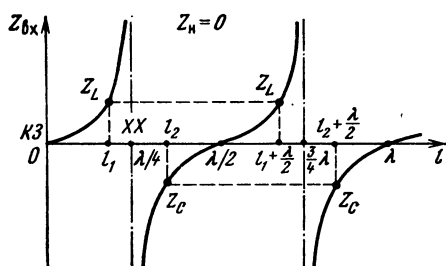


Рис. 1.2. Зависимость входного сопротивления от длины короткозамкнутой линии

из (1.1), при $Z_n = Z_b$ входное сопротивление равно волновому независимо от длины линии. Поэтому линию, нагруженную на волновое сопротивление, можно считать бесконечно длинной, в которой волна распространяется в одном направлении, не отражаясь от нагрузки. Линию передачи, в которой имеется только падающая волна и нет отраженной, называют *согласованной*, а нагрузку, равную волновому сопротивлению, — *согласованной нагрузкой*.

Обратимся снова к выражению (1.1) и для простоты рассмотрим короткозамкнутую линию ($Z_n = 0$), входное сопротивление которой в общем случае является реактивным:

$$Z_{вх} = jZ_b \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda) = jX_{вх}. \quad (1.2)$$

Зависимость входного сопротивления короткозамкнутой линии от ее длины согласно (1.2) показана на рис. 1.2. Из рисунка видно, что при длине линии меньше четверти волны (для $0 < l_1 < \lambda/4$) входное сопротивление имеет индуктивный характер (Z_L), а при $\lambda/4 < l_2 < \lambda/2$ — емкостный (Z_C). На входе четвертьволнового отрезка короткозамкнутой линии сопротивление бесконечно, т. е. имеет место *режим холостого хода*, а полуволновый отрезок воспроизводит на входе *режим короткого замыкания*. Зависимость $Z_{вх}(l)$ периодична. При изменении длины линии значения $Z_{вх}$ повторяются через каждые полволны.

Рассмотренные свойства короткозамкнутых отрезков можно использовать для объяснения перехода от двухпроводной линии к прямоугольному волноводу. Обратимся к рис. 1.3, где изображена ленточная двухпроводная линия, к которой с обеих сторон подключены четвертьволновые отрезки короткозамкнутых линий, имеющие бесконечные входные сопротивления. Эти отрезки не шунтируют основную передающую линию, и их может быть подключено такое множество, которое превратит рассматриваемое устройство в сплошной *металлический волновод*. Если короткозамкнутые отрезки будут меньше четверти длины волны, то их входные сопротивления окажутся индуктивными. Таким образом в линию будут включаться реактивные (отражающие) переключи,

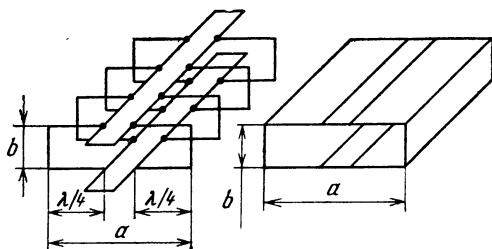


Рис. 1.3. К пояснению аналогии между волноводом и двухпроводной линией

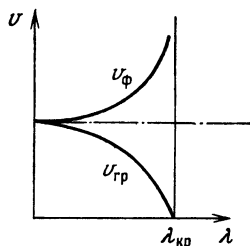
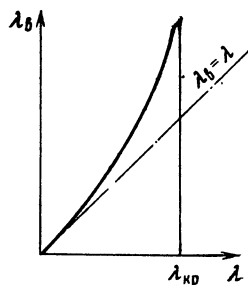


Рис. 1.4. Дисперсионные характеристики

которые могут привести к полному отражению падающей волны при достаточной протяженности линии передачи с шунтирующими реактивностями. Поэтому в прямоугольных волноводах не могут распространяться волны длиной более удвоенного размера широкой стенки, т. е. при $\lambda > 2a$ волновод считается *запредельным* и находится в режиме отсечки. Максимальная длина волны, ограничивающая передачу электромагнитной энергии, называется *критической* и обозначается через $\lambda_{кр}$.

Любая волна, распространяющаяся вдоль линии передачи, подчиняется закону гармонических (синусоидальных или косинусоидальных) колебаний во времени и пространстве. Векторы напряженностей электрического и магнитного полей бегущей волны в зависимости от времени t и продольной координаты z выражаются в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \exp(j\omega t - \gamma z), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_m \exp(j\omega t - \gamma z), \quad (1.3)$$

где \mathbf{E}_m и \mathbf{H}_m — амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей соответственно; ω — *круговая частота*, связанная с *циклической частотой* f выражением $\omega = 2\pi f$; $\gamma = \alpha + j\beta$ — комплексная *постоянная распространения*, состоящая из *постоянной затухания* α и *фазовой постоянной* β , т. е.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \exp[-\alpha z + j(\omega t - \beta z)], \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_m \exp[-\alpha z + j(\omega t - \beta z)]. \quad (1.4)$$

Распространение волны характеризуется фазовым множителем $\exp[j(\omega t - \beta z)] = \cos(\omega t - \beta z) + j \sin(\omega t - \beta z)$, т. е. фронт волны, при котором $\omega t - \beta z = 0$, распространяется с *фазовой скоростью*

$$v_\phi = z/t = \omega/\beta. \quad (1.5)$$

Заметим, что знак «минус» в фазовом множителе определяет распространение волны в положительном направлении оси z .

Фазовую скорость можно определить и другим способом. Поскольку за *период колебаний* T фронт волны перемещается на расстояние, соответствующее длине волны в линии (ее называют *волноводной* и обозначают через λ_v), то фазовую скорость можно выразить отношением

$$v_\phi = \lambda_v/T. \quad (1.6)$$

Из (1.5) и (1.6) имеем

$$\beta = 2\pi/\lambda_v, \quad (1.7)$$

так как $\omega = 2\pi f$; $T = 1/f$.

Из решения волнового уравнения, получаемого из уравнений Максвелла, следует, что

$$\lambda_v = \lambda/\sqrt{\epsilon\mu - (\lambda/\lambda_{кр})^2}, \quad (1.8)$$

где ϵ и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости. Подставляя (1.8) в (1.6) для случая, когда диэлектрические и магнитные материалы в линии передачи отсутствуют ($\epsilon = \mu = 1$), получаем

$$v_\phi = c/\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}. \quad (1.9)$$

Заметим, что фазовая скорость характеризует распространение фазы одиночной волны и не определяет скорость передачи электромагнитной энергии. Распространение сигнала определяется *групповой скоростью* $v_{гр}$, так как сигнал может передаваться только группой волн, отличающихся частотой и амплитудой, но не структурой поля.

Фазовая и групповая скорости тесно связаны между собой. Обычно $v_\phi v_{гр} = c^2$ и при $\epsilon = \mu = 1$

$$v_{гр} = c\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}, \quad (1.10)$$

т. е. если фазовая скорость больше скорости света, то групповая скорость меньше световой (во столько же раз).

Линии передачи, в которых фазовая скорость зависит от частоты, называют *дисперсными линиями*. На рис. 1.4 представлены дисперсионные характеристики λ_v , v_ϕ и $v_{гр}$, построенные по формулам (1.8) — (1.10) при $\epsilon = \mu = 1$.

Из (1.7) — (1.10) следует, что у дисперсных типов волн на границе отсечки при $\lambda = \lambda_{кр}$ $\beta = 0$, $\lambda_v = \infty$, $v_\phi = \infty$ и $v_{гр} = 0$. В *запредельном волноводе* при $\lambda > \lambda_{кр}$ фазовая постоянная становится мнимой, т. е. $\beta = j\beta_1$, где

$$\beta_1 = (2\pi/\lambda) \sqrt{(\lambda/\lambda_{кр})^2 - 1}. \quad (1.11)$$

Это означает, что в запредельном волноводе электромагнитное поле не распространяется волнообразно, а экспоненциально затухает, так как согласно (1.4)

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \exp [-(\alpha + \beta_1)z + j\omega t], \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_m \exp [-(\alpha + \beta_1)z + j\omega t]. \quad (1.12)$$

Постоянная β_1 определяет затухание в запредельном волноводе, если $\alpha = 0$. Максимальное значение $\beta_1 = 2\pi/\lambda_{кр}$ достигается при $\lambda \gg \lambda_{кр}$, как это следует из (1.11).

Заметим, что постоянная β_1 определяет потери на отражение, связанные с реактивным входным сопротивлением запредельного волновода, а постоянная затухания α — диссипативные потери, связанные с поглощением СВЧ-мощности в металлических стенках, диэлектрических и магнитных материалах или с излучением мощности из открытых участков линии передачи.

Рассмотрим выражение постоянной затухания через потери мощности в обычной передающей линии. Поскольку передаваемая мощность пропорциональна квадрату напряженности электрического или магнитного поля, то мощность на расстоянии z от начала линии передачи P_z выражается через мощность в начале волновода P_0 в виде $P_z = P_0 \exp(-2\alpha z)$, т. е. при $z=1$ $P_1 = P_0 \exp(-2\alpha)$. Потери мощности на единичной длине линии составляют $P_{пот} = P_0 - P_1 = P_0[1 - \exp(-2\alpha)]$. При малом значении α ($\alpha \ll 1$), когда $\exp(-2\alpha) \approx 1 - 2\alpha$, $P_{пот} \approx 2\alpha P_0$, т. е. $\alpha \approx P_{пот}/2P_0$.

Коэффициент затухания α выражается в *неперах* (Нп). Так как $E_1 = E_0 \exp(-\alpha)$, то при $\alpha = 1$ Нп поле затухает в $e \approx 2,7$ раз.

Потери в волноводе обычно выражают в *децибелах*

$$L = 10 \lg (P_0/P_1) = 10 \lg [\exp(2\alpha)] = 20\alpha \lg e = 8,68\alpha. \quad (1.13)$$

Из (1.13) следует, что 1 Нп соответствует 8,68 дБ.

Обычно неперы переводят в децибелы и определяют потери в передающих линиях в *децибелах на метр* (дБ/м). Заметим, что согласно $L = 10 \lg (P_0/P_1)$ нетрудно составить табл. 1.1. Пользуясь

Таблица 1.1. Перевод относительных единиц в децибелы

P_0/P_1 , отн. ед.	1	1,25	2	4	10	100	1000	10000
L , дБ	0	1	3	6	10	20	30	40

этой таблицей, легко представить, например, что потери в 27 дБ означают ослабление мощности в 500 раз, так как $27 \text{ дБ} = (20 + 6 + 1) \text{ дБ}$, т. е. $100 \cdot 4 \cdot 1,25 = 500$ или $27 \text{ дБ} = (30 - 3) \text{ дБ}$, т. е. $1000/2 = 500$.

Помимо потерь важным параметром передающей линии является *допустимая мощность* $P_{\text{доп}}$. Она, как правило, определяется пробивной прочностью или тепловыми ограничениями. Первое связано с возникновением пробоя в результате электрической перенапряженности при высоком уровне мощности, второе — с перегревом линии при поглощении мощности. В общем случае параметры линии передачи зависят от частоты f и обычно удовлетворяют предъявляемым требованиям в определенной полосе частот Δf . Отношение $\Delta f/f$ определяет *широкополосность* линии.

Для передачи СВЧ-сигнала без искажения необходимо, чтобы передача осуществлялась волной одного типа, т. е. чтобы в передающей линии не возбуждалось несколько типов волн, различающихся структурой электромагнитного поля. Рассмотренные выше параметры относятся к *одноволновой передающей линии*, так как условия передачи различных типов волн и их параметры существенно различаются между собой. Отметим, что наличие дисперсии также оказывает влияние на искажение передаваемого сигнала.

Итак, основными требованиями к передающим линиям являются обеспечение малых потерь, высокой допустимой мощности, слабой дисперсии, постоянства волнового сопротивления и одноволновости в возможно более широкой полосе частот.

1.2. ОСНОВНЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ И ТИПЫ ВОЛН

Передающие линии можно разделить на следующие разновидности.

1. Линии передачи двухпроводного типа (ЛПДТ).
2. Полые металлические волноводы (ПМВ).
3. Волноводы с поверхностными волнами (ВПВ).
4. Квазиоптические (лучевые) волноводы (КОВ).

Как уже отмечалось, в различных поддиапазонах СВЧ используются свои линии передачи. Возможности применения указанных передающих линий отражены в табл. 1.2.

В передающих линиях могут возбуждаться разные по структуре электромагнитные волны. Их разделяют на следующие типы.

1. **Волна типа T** (от слова *transverse* — поперечный), не имеющая продольных составляющих векторов напряженностей электрического и магнитного полей.

Таблица 1.2. Применение линий передачи в различных поддиапазонах

Поддиапазон СВЧ	м	дм	см	мм	смм
Линия передачи	ЛПДТ	ЛПДТ, ПМВ	ЛПДТ, ПМВ, ВПВ	ПМВ, ВПВ	ВПВ, КОВ

Таблица 1.3. Типы волн в передающих линиях

Линия передачи	ЛПДТ	ПМВ	ВПВ	КОВ
Тип волны	T, TE, TM, EH	TE, TM	Квази- T, EH	T

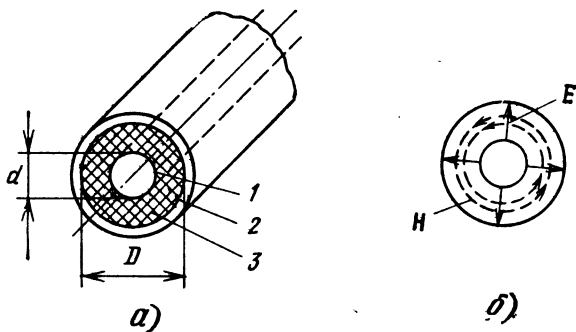
2. Волны типа $TE (H)$ и $TM (E)$, имеющие по одной продольной составляющей H_z или E_z соответственно. Волны TE имеют поперечные электрические, а волны TM — магнитные силовые линии.

3. Гибридные типы волн EH , имеющие обе продольные компоненты векторов E и H . Перечисленные типы волн могут распространяться в различных линиях передачи (табл. 1.3).

Рассмотрим основные линии передачи с отмеченными типами волн.

К ЛПДТ относятся коаксиальные и полосковые линии, используемые в метровом, дециметровом и верхней части сантиметрового диапазонах волн.

Коаксиальная линия (КЛ), показанная на рис. 1.5, а, содержит внутренний 1 и внешний 2 проводники, изолированные один от другого диэлектриком 3, заполняющим КЛ. Внешний проводник выполняет роль экрана, и в отличие от обычной двухпроводной

Рис. 1.5. Коаксиальная линия с T -волной

линии КЛ не излучает электромагнитную энергию в окружающее пространство. Не обладая потерями на излучение, КЛ, однако, имеет большие потери в диэлектрике, возрастающие с увеличением частоты, что ограничивает использование КЛ на волнах короче 5 см.

Основной волной в КЛ является T -волна, у которой электромагнитное поле имеет только поперечные компоненты: электрические силовые линии направлены по радиусам, а магнитные представляют собой концентрические окружности (рис. 1.5, б). У T -волны $\lambda_{кр}$ отсутствует или, строго говоря, имеет бесконечное значение. Из (1.9) и (1.10) видно, что при $\lambda_{кр} = \infty$ $v_{ф} = v_{гр} = c$. Поэтому T -волна недисперсна. Ее характеристики показаны штрихпунктирными линиями на рис. 1.4. В линии передачи с волной T при $\epsilon = \mu = 1$ $\lambda_{в} = \lambda$ (1.8).

В КЛ с волной T волновое сопротивление не зависит от частоты. Волна T не имеет отсечки и может распространяться на любой частоте, однако при увеличении частоты в КЛ могут возникать другие (высшие) типы волн, и для их исключения поперечные размеры линии необходимо уменьшать с укорочением длины волны. Это приводит к увеличению концентрации электромагнитной энергии и, как следствие, к уменьшению допустимой мощности и дополнительному росту потерь на коротких волнах.

Полосковые линии (ПЛ), показанные на рис. 1.6, состоят из плоских проводников 1 и 3, изолированных диэлектрической пленкой 2. На рис. 1.6, а представлена симметричная полосковая линия (СПЛ), внешний проводник 3 которой состоит из двух одинако-

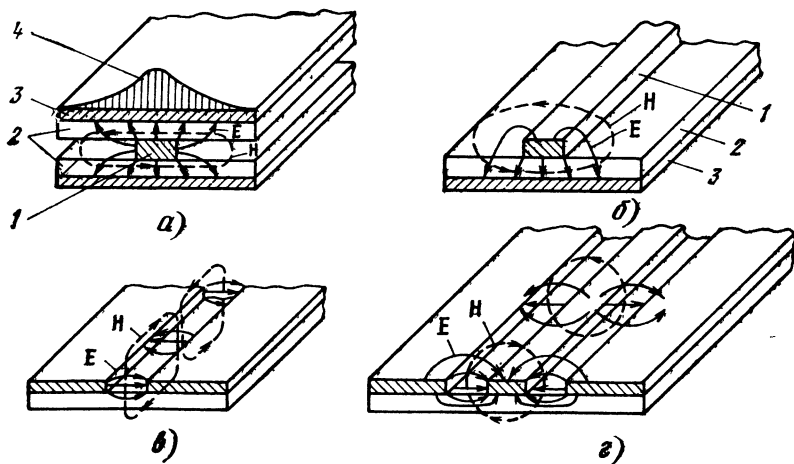


Рис. 1.6. Полосковые линии

вых широких пластин, экранирующих ПЛ. Их экранирующее действие зависит от ширины внешнего проводника, так как эпюра электромагнитного поля 4 экспоненциально убывает по обе стороны от внутреннего проводника 1 в открытом поперечном направлении. Это убывание тем сильнее, чем больше отношение ширины внешнего проводника a к ширине внутреннего w и к расстоянию b между широкими пластинами. При $a > 5b$ и $a > 5w$ излучение из СПЛ практически отсутствует.

Устройство ПЛ позволяет применять технологию печатных схем. При изготовлении и эксплуатации ПЛ удобнее несимметричная конструкция (рис. 1.6, б). Экспоненциальный характер убывания поля в поперечном направлении также способствует уменьшению излучений из несимметричной полосковой линии (НПЛ); если в волноведущий канал НПЛ вблизи узкого проводника не вносятся неоднородности.

Основной (нижней) волной в СПЛ и НПЛ является волна квази- T . Это не чистая T -волна. Из теории следует, что при неоднородном заполнении диэлектриком поперечного сечения линии появляются продольные компоненты векторов электромагнитного поля. Однако продольные составляющие векторов в ПЛ малы по сравнению с поперечными, и основная волна в ней близка к волне T . Она обладает слабо выраженной дисперсией, поскольку с увеличением частоты электромагнитное поле втягивается в диэлектрик и фазовая скорость волны уменьшается. Потери в НПЛ несколько меньше, а допустимая мощность выше, чем в КЛ, так как диэлектрик не заполняет все поперечное сечение линии, а концентрация поля не такая высокая и может регулироваться в широких пределах выбором размеров узкого проводника. Удобство монтажа НПЛ обеспечивает ее широкое применение в микросхемах дециметрового и сантиметрового диапазонов волн.

В интегральной технике СВЧ используются также щелевые и компланарные линии, которые являются разновидностями полосковых линий. Щелевая линия (рис. 1.6, в) образована щелью в металлическом слое, нанесенном с одной стороны на диэлектрическую подложку. Другая сторона подложки не металлизирована. Основной волной в щелевой линии является волна квази- H с малой компонентой E_z при большом значении H_z . Компланарная линия содержит две параллельные щели (рис. 1.6, г), вследствие чего появляется центральный проводник, как в СПЛ. Основной волной здесь является волна квази- T . Щелевая и компланарная линии удобны для размещения между их проводниками малогабаритных сосредоточенных элементов (сопротивлений, конденсаторов, полупроводниковых приборов).

Полые металлические волноводы (ПМВ) в основном имеют *прямоугольные* и *круглые* сечения (рис. 1.7). Основными достоинствами ПМВ являются простота конструкции, отсутствие излуче-

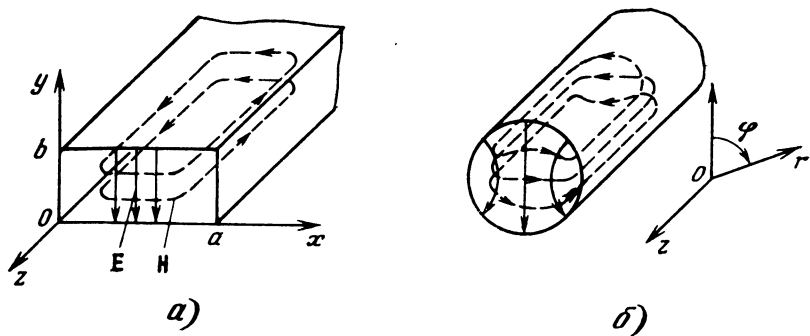


Рис. 1.7. Полые металлические волноводы

ний и малые потери, так как отсутствуют второй проводник и изолирующий диэлектрик.

Основными волнами в ПМВ являются волны типа TE , у которых $E_z = 0$. Их также называют H -волнами, поскольку для них $H_z \neq 0$. Волна типа T не может существовать в ПМВ. Это объясняется тем, что согласно основным правилам электродинамики, вытекающим из уравнений Максвелла, магнитные силовые линии всегда замкнуты и охватывают либо *токи проводимости*, либо *токи смещения*, а токи смещения имеют такую же структуру, как электрические силовые линии.

В ПМВ токи проводимости протекают в стенках. Поэтому магнитные силовые линии могут охватывать только токи смещения. Если замкнутая магнитная силовая линия расположена в поперечной плоскости, то охватываемый ею ток смещения направлен вдоль ПМВ и, следовательно, напряженность электрического поля имеет продольную составляющую. Если электрическое поле и соответственно ток смещения имеют только поперечные составляющие (например, для волны TE), то охватывающая ток смещения магнитная силовая линия должна идти вдоль волновода.

В отличие от ПМВ в КЛ магнитные силовые линии охватывают токи проводимости, протекающие вдоль центрального проводника. Поэтому на волне T в КЛ магнитные силовые линии имеют вид окружностей, лежащих в поперечных плоскостях (см. рис. 1.5).

Итак, отсутствие второго проводника в ПМВ исключает возможность существования T -волны и приводит к тому, что основные волны в ПМВ имеют отсечки. Критические длины волн в прямоугольных и круглых волноводах определяются размерами поперечных сечений. Поэтому при переходе от коротковолнового диапазона к длинноволновому необходимо увеличивать поперечное сечение ПМВ. Из-за этого в метровом диапазоне и даже в верхней

части дециметрового диапазона волн ПМВ не используются, так как становятся слишком громоздкими.

При уменьшении длины волны в условиях сохранения размеров поперечного сечения в ПМВ постепенно появляются высшие типы волн, условия возникновения которых будут рассмотрены в дальнейшем. Для исключения высших типов волн необходимо уменьшать размеры ПМВ по мере укорочения длины волны. Это приводит к увеличению концентрации электромагнитной энергии, увеличению потерь и уменьшению допустимой мощности передачи. Поэтому применение ПМВ ограничивается также со стороны коротких волн. Для волн короче 3 мм ПМВ, как правило, не используются. Следует обратить внимание на то, что ПМВ являются наиболее широко используемыми линиями передачи в основном участке диапазона СВЧ. Особенностью ПМВ является то, что распространяющиеся в них волны обладают сильной дисперсией, особенно вблизи отсечки, и являются «быстрыми», так как их фазовые скорости больше скорости света (см. рис. 1.4).

Волноводы с поверхностными волнами (ВПВ) — это в основном открытые или частично открытые металлодиэлектрические волноводы с замедленными волнами. Они характеризуются экспоненциальным спадом элор электромагнитных полей в открытом поперечном направлении, т. е. волны как бы «прижимаются» к волноведущей поверхности. Эта поверхность является либо диэлектрической, либо несовершенной металлической. То и другое приводит к уменьшению фазовой скорости волны. Поэтому в ВПВ в отличие от ПМВ фазовая скорость меньше скорости света в свободном пространстве.

К ВПВ можно отнести НПЛ, приведенную на рис. 1.6,б, и даже СПЛ с экспоненциальной элорой, показанной на рис. 1.6,а. Заметим, что ВПВ может содержать один проводник. Этим проводником может быть плоскость или лента с конечным поверхностным сопротивлением (рис. 1.8,а), а также металлический провод (рис. 1.8,б). В качестве волноведущего канала может быть использована диэлектрическая нить. Кстати, поверхность земного шара тоже является ВПВ.

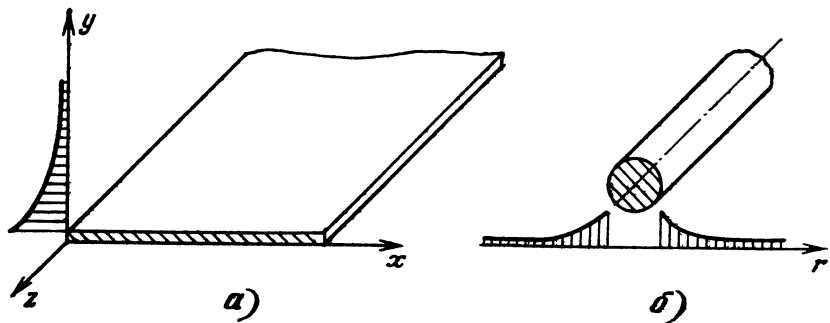


Рис. 1.8. Однопроводные волноводы с поверхностными волнами

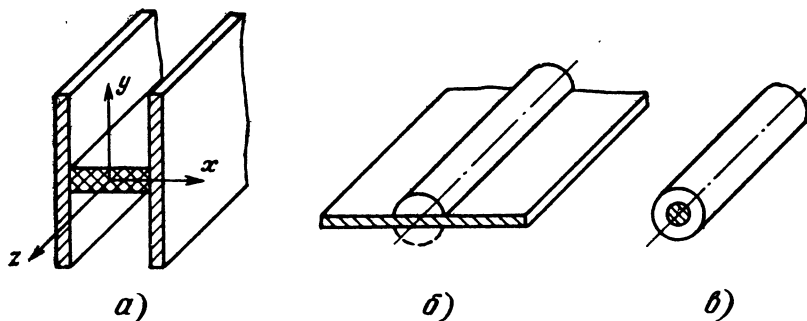


Рис. 1.9. Металлодиэлектрические волноводы

К ВПВ относятся Н-образный металлодиэлектрический волновод (рис. 1.9,а), зеркальный волновод (рис. 1.9,б) и металлический провод с диэлектрической оболочкой (рис. 1.9,в).

Состоит Н-образный волновод из двух металлических плоскостей с диэлектрическим прямоугольным стержнем между ними. Зеркальный волновод, содержащий металлическую плоскость с полуцилиндрическим диэлектриком, эквивалентен круглому диэлектрическому стержню, если представить, что полуцилиндр дополняется своим зеркальным отображением, как это показано штриховой полуокружностью на рис. 1.9,б. Из приведенных иллюстраций следует, что эмалированный провод или рыболовная леска могут быть использованы в качестве ВПВ. Концентрация электромагнитной энергии вокруг них, т. е. поперечное сечение волноведущего канала, зависит от диаметров стержней, диэлектрической проницаемости и поверхностного сопротивления материалов ВПВ.

Во всех ВПВ существуют, как правило, гибридные волны EH , имеющие две продольные и четыре поперечные компоненты векторов электромагнитных полей, однако могут распространяться и волны квази- T_z , у которых продольные составляющие векторов малы по сравнению с поперечными (см. табл. 1.3).

Потери в ВПВ и допустимая мощность зависят от того, какая доля потока мощности распространяется в диэлектрике или вблизи металлической поверхности в сравнении с той частью мощности, которая передается в окружающем воздушном пространстве. ВПВ выгодно использовать в миллиметровом и даже в верхней части субмиллиметрового диапазона волн. Уменьшение концентрации

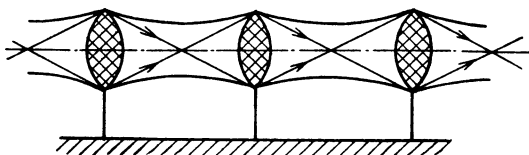


Рис. 1.10. Лучевой волновод

электромагнитного поля, зависящее от размеров и материалов ВПВ, способствует снижению потерь и увеличению допустимой мощности, но приводит к опасности излучений при введении неоднородностей.

Квазиоптические (лучевые) волноводы иногда используются в наиболее коротковолновой части диапазона СВЧ (см. табл. 1.2). Примером лучевого волновода является система электромагнитных линз, расположенных одна за другой вдоль линии передачи (рис 1.10). Достоинством лучевого волновода в сравнении с открытым ВПВ является снижение потерь наряду с решением проблемы опор и держателей.

1.3. СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ВОЛН В ОСНОВНЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Исходные положения. Для того чтобы представить *структуру электромагнитного поля* в любой колебательной системе (волноводе или резонаторе), не обязательно в каждом случае решать уравнения Максвелла, но необходимо знать основные правила электродинамики, уметь использовать *граничные условия* и иметь сведения об эпюрах всех составляющих векторов электромагнитного поля. Относительно граничных условий следует помнить, что электрические силовые линии подходят к металлической поверхности только перпендикулярно, а магнитные — только касательно.

В отличие от электростатики в электродинамике электрические и магнитные поля так же, как токи и заряды, взаимно связаны. Изменение во времени электрического поля вызывает изменение магнитного поля и наоборот. *Магнитные силовые линии* всегда замкнуты и охватывают, как уже отмечалось, *токи проводимости* или *токи смещения*. *Электрические силовые линии* обычно выходят из положительных *мгновенных зарядов* и входят в отрицательные заряды, но могут быть и замкнутыми, как магнитные силовые линии. Токи проводимости в стенках металлического волновода перпендикулярны касательным составляющим магнитных векторов, а токи смещения внутри волновода соответствуют электрическим силовым линиям, но сдвинуты относительно них во времени на четверть периода. Электрические и магнитные силовые линии внутри ПМВ взаимно перпендикулярны.

Волны в прямоугольном волноводе (ПВ). В волноводе прямоугольного сечения компоненты векторов напряженностей электрического и магнитного полей имеют синусоидальное или косинусоидальное распределение по осям x и y (рис. 1.11), т. е.

$$E_x = E_{xm} \cos(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b);$$

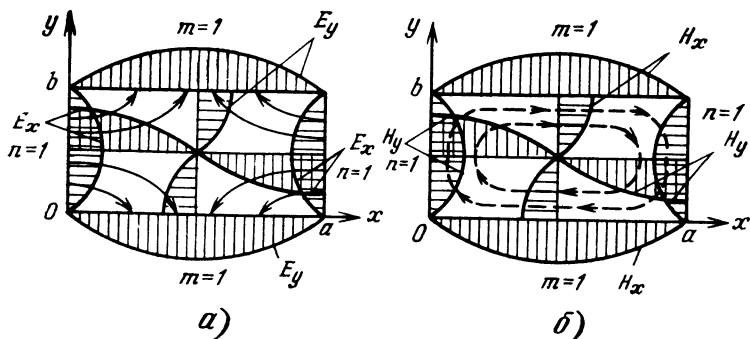


Рис. 1.11. Эпюры составляющих электрического (а) и магнитного (б) полей в сечениях прямоугольного волновода при $m=n=1$

$$E_y = E_{ym} \sin(m\pi x/a) \cos(n\pi y/b); \quad (1.14)^*$$

$$H_x = H_{xm} \sin(m\pi x/a) \cos(n\pi y/b); \quad H_y = H_{ym} \cos(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b).$$

Здесь m и n — целые числа, включая 0, определяющие число вариаций поля в направлениях x и y , т. е. по широкой a и узкой b стенкам.

Из решения волнового уравнения следует, что

$$\lambda_{кр} = 2/\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}. \quad (1.15)$$

Как отмечалось в § 1.2, в ПМВ распространяются либо электрические (поперечно-магнитные), либо магнитные (поперечно-электрические) волны, имеющие соответственно по одной продольной компоненте

$$E_z = E_{zm} \sin(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b) \exp(j\omega t - \gamma z) \text{ или}$$

$$H_z = H_{zm} \cos(m\pi x/a) \cos(n\pi y/b) \exp(j\omega t - \gamma z).$$

Эти волны обозначаются $E_{mn}(TM_{mn})$ или $H_{mn}(TE_{mn})$. В них заложена основная информация о структуре электромагнитного поля.

Наиболее простыми структурами полей обладают волны, имеющие наименьшее число вариаций поля. Среди волн E_{mn} такой волной является волна типа E_{11} , среди волн H_{mn} — волны типа H_{10} и H_{01} . Волны типа E_{10} или E_{01} не существуют, так как для волны, у которой $E_z \neq 0$, невозможно отсутствие вариации поля в любом из поперечных направлений. В противном случае нельзя выполнить граничные условия.

* В (1.14) опущен общий множитель $\exp(j\omega t - \gamma z)$, который должен перейти из (1.3).

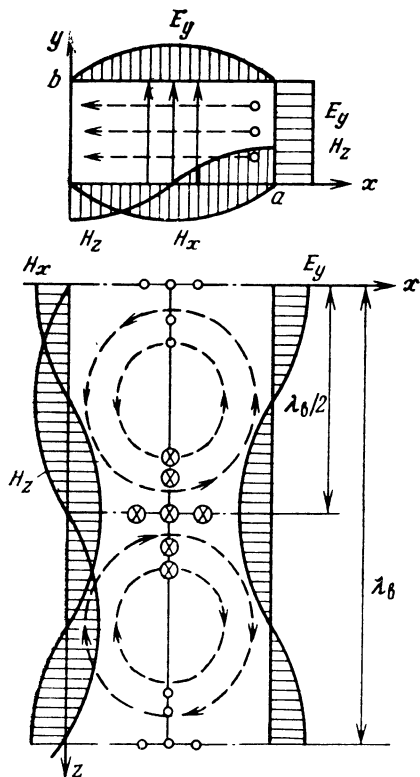


Рис. 1.12. Структура электромагнитного поля бегущей волны типа H_{10}

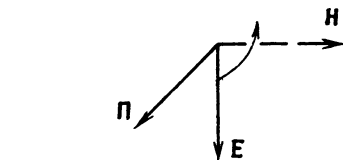


Рис. 1.13. К определению направления потока мощности

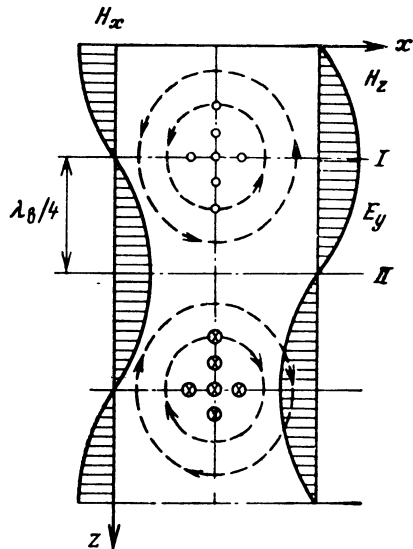


Рис. 1.14. Структура электромагнитного поля стоячей волны типа H_{10}

Рассмотрим структуру поля волны типа H_{10} как одну из простейших. Для этой волны $H_z \neq 0$, а $E_z = 0$, т. е. электрические силовые линии лежат в поперечной плоскости. Волна H_{10} имеет одну вариацию поля вдоль широкой стенки ($m=1$) и не имеет вариаций вдоль узкой стенки ($n=0$). Условие $n=0$ исключает существование компоненты E_x , поскольку при $y=0$ и $y=b$ $E_x=0$ на основании граничных условий. Поэтому электрическое поле волны H_{10} имеет только одну составляющую E_y с одной вариацией поля по широкой стенке (рис. 1.12). Магнитные силовые линии имеют вид плоских эллипсов, перпендикулярных электрическим линиям. На рис. 1.12 так же, как и на рис. 1.11, электрические силовые линии изображены непрерывными, а магнитные — штриховыми линиями.

Вдоль волновода картина электромагнитного поля повторяется с пространственным периодом, соответствующим волноводной длине волны λ_v . Взаимная ориентация и направление электрических и магнитных силовых линий определяют направление передачи мощности. Напомним, что плотность потока мощности, определяемая продольной компонентой вектора Пойнтинга P_z , равна произведению поперечных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей ($E_x H_y$ или $E_y H_x$), а направление вектора Пойнтинга \mathbf{P} определяется правилом винта при вращении от \mathbf{E} к \mathbf{H} (рис. 1.13). В соответствии с направлением выкручивания винта взаимная ориентация E_y и H_x в поперечном сечении волновода (см. рис. 1.12) определяет направление P_z в сторону положительных значений координаты z .

Структура поля стоячей волны показана на рис. 1.14. В отличие от бегущей волны при максимальном значении E_y в сечении I $H_x=0$, а при $E_y=0$ в сечении II H_x проходит через максимум, т. е. в отмеченных сечениях $P_z=E_y H_x=0$. Можно также показать математически, что в других сечениях значение P_z для стоячей волны является мнимым.

Перейдем теперь к рассмотрению *токов проводимости* $i_{пр}$ и *смещения* $i_{см}$, силовые линии которых показаны на рис. 1.15 для волны типа H_{10} . Напомним, что направление токов тоже определяется правилом винта при обходе по замкнутому контуру в направлении действия магнитного поля. Поэтому если компонента H_x направлена по оси x (рис. 1.15, а), то токи проводимости в верхней широкой стенке волновода направлены по оси z , а в нижней — против оси z . Полная картина токов проводимости показана в изометрии (рис. 1.15, б) и на развертке волновода (рис. 1.15, в). Токи проводимости выходят из мгновенных положительных зарядов и входят в отрицательные заряды. Между разноименными зарядами внутри волновода протекают токи смещения (рис. 1.15, г), замыкающие токи проводимости. Вся эта картина перемещается с фазовой скоростью вдоль волновода.

Чисто поперечные токи проводимости протекают в узких стенках волновода, чисто продольные — в центре широких стенок. Поэтому щели, прорезанные в стенках (рис. 1.15, д), не нарушают структуру токов и не вносят неоднородности в электромагнитное поле волновода. Через эти щели можно вводить петлевые и зондовые индикаторы магнитных и электрических полей.

Рассмотрим структуры полей и токов других типов волн. На рис. 1.16, а показаны электрические и магнитные силовые линии волны H_{01} , у которой отсутствуют вариации поля по широкой стенке ($m=0$), но имеется одна вариация поля по узкой стенке ($n=1$). Структура поля волны H_{01} похожа на структуру уже рассмотренной волны H_{10} , но повернута относительно нее на 90° , так как

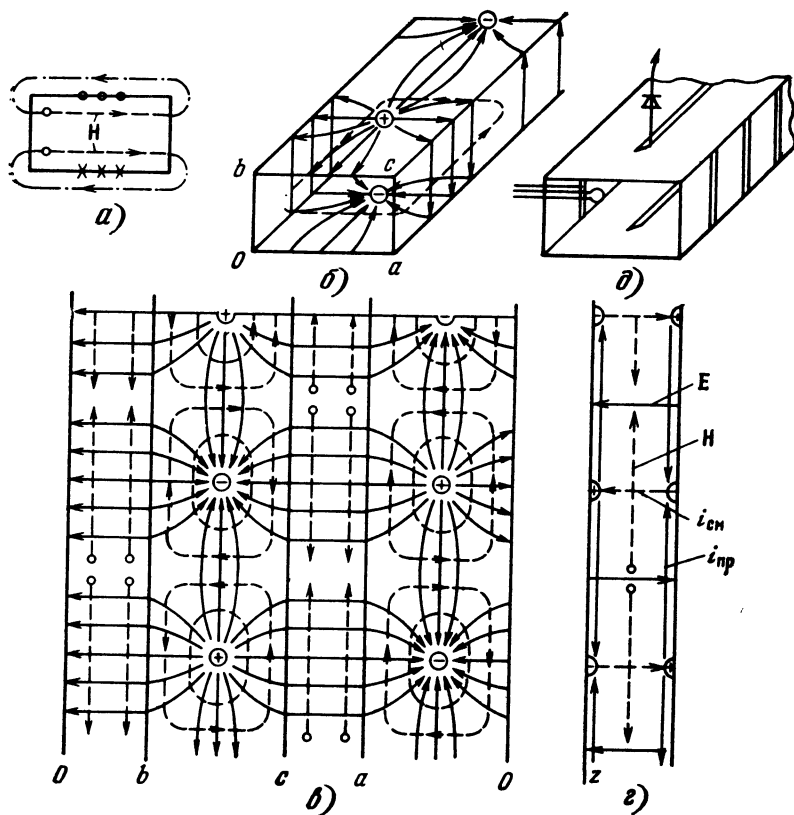


Рис. 1.15. Токи в стенках волновода с волной H_{10}

при переходе от волны H_{10} к волне H_{01} вариации поля по осям x и y меняются ролями.

На рис. 1.16,б показаны силовые линии электромагнитного поля волны H_{20} , которая отличается от волны H_{10} тем, что по широкой стенке волновода имеются две вариации поля ($m=2$) вместо одной. Магнитные силовые линии образуют две группы эллипсов. В соседних эллипсах силовые линии направлены по часовой стрелке и против нее таким образом, что там, где магнитные силовые линии сходятся, они имеют одинаковое направление.

Теперь попробуем представить структуру поля волны H_{11} . Начнем с изображения картины электрического поля, так как электрические силовые линии должны быть плоскими, поскольку $E_z=0$. Волна H_{11} имеет по одной вариации поля в каждом поперечном направлении. Исходя из граничных условий, в углах поперечного сечения волновода компоненты электрического поля должны быть нулевыми. Максимумы эппюр E_x и E_y находятся в центрах широких и узких сте-

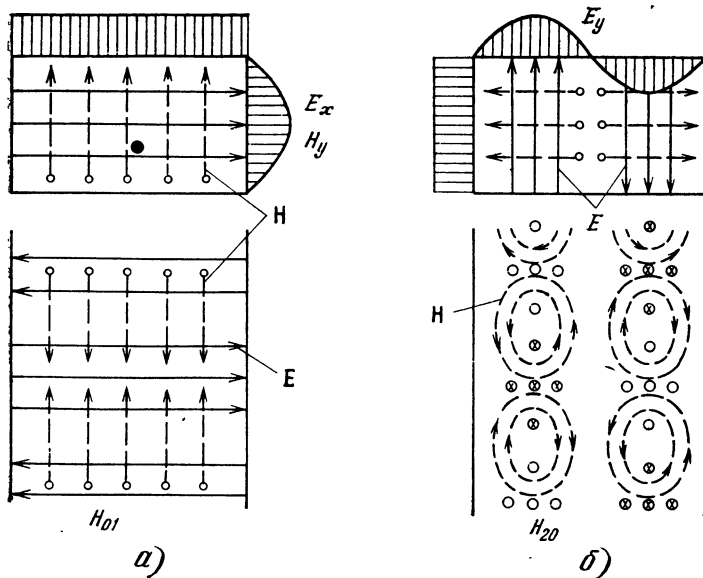


Рис. 1.16. Структуры полей волн типа H_{01} (а) и H_{20} (б)

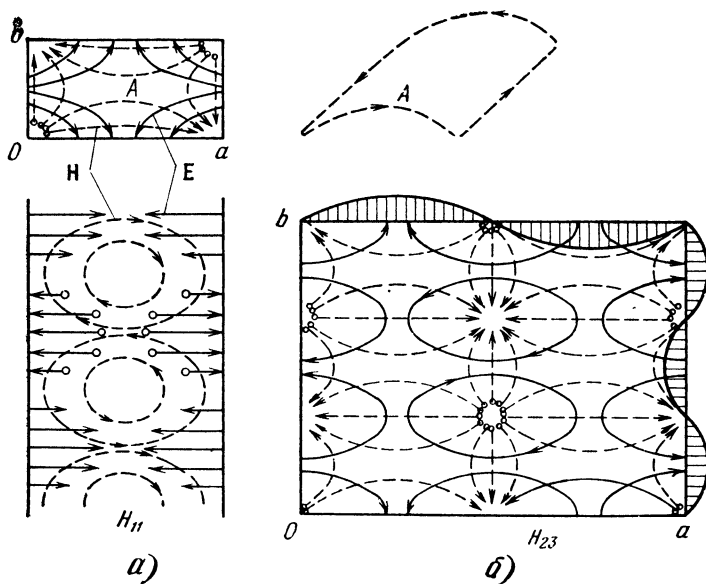


Рис. 1.17. Структуры полей волн типа H_{11} (а) и H_{23} (б)

нок (рис. 1.17,а). Каждая электрическая силовая линия, выходящая из какой-либо стенки, заканчивается на соседней стенке и имеет обе компоненты E_x и E_y . Магнитные силовые линии, перпендикулярные электрическим, в общем случае являются трехмерными. Двухмерными они оказываются лишь вблизи поверхностей стенок. Токи в стенках имеют продольные и поперечные компоненты, в каждой — имеют одинаковую структуру, такую же, как в широкой стенке волновода на волне H_{10} .

От картины поля волны H_{11} нетрудно перейти к структуре поля волны H_{mn} с любым числом вариаций поля в каждом из поперечных направлений. Так, на рис. 1.17,б приведена картина поля волны H_{23} , которая получена повторением структуры поля волны H_{11} дважды по оси x и трижды по y . Ориентация силовых линий является такой, что там, где линии сходятся, они имеют одинаковые направления. Заметим, что в волноводе с волной H_{mn} при $m \geq 2$ и $n \geq 2$ имеются электрические силовые линии, замкнутые сами на себя.

Перейдем к рассмотрению структур полей волн типа E_{mn} в ПВ, у которых $E_z \neq 0$, а $H_z = 0$. Как уже отмечалось, среди волн E_{mn} нижней является волна E_{11} , картина поля и токи в стенках для которой показаны на рис. 1.18,а. Здесь магнитные силовые линии являются плоскими и токи в стенках имеют только продольные компоненты. Электрические силовые линии в общем случае являются трехмерными, кроме центральных продольных сечений, где они плоские. Переход к волнам высших типов E_{mn} осуществляется повторением структуры поля вол-

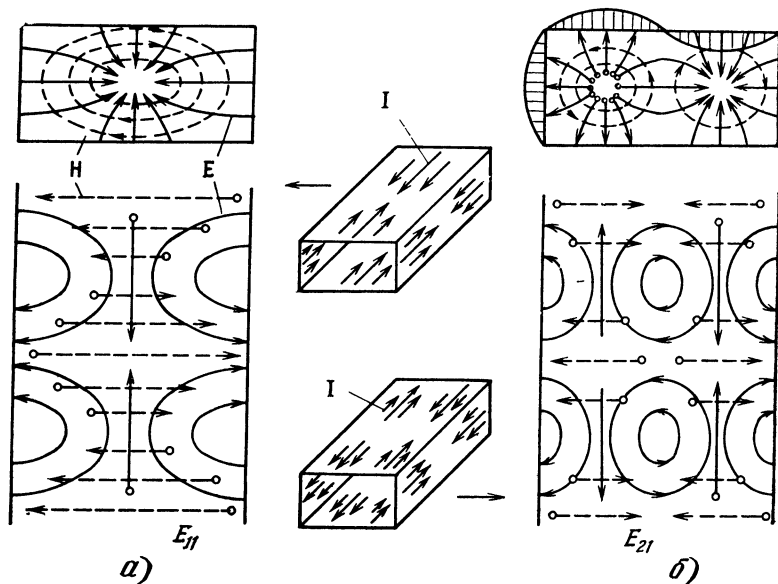
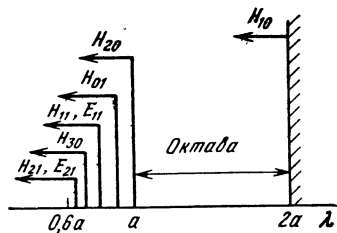


Рис. 1.18. Структуры полей и токов в стенках волновода на волнах типа E_{11} (а) и E_{21} (б)

Рис. 1.19. Шкала критических длин волн при $b=0,45a$



ны E_{11} m раз по оси x и n раз по оси y . Например, на рис. 1.18,б показана структура поля волны E_{21} .

Выбор размеров поперечного сечения прямоугольного волновода. Условия существования различных типов волн определяются выражением (1.15), одинаково справедливым для волн H_{mn} и E_{mn} . Шкала критических длин волн при $b=0,45a$ представлена в табл. 1.4 и на рис. 1.19.

Из рис. 1.19 видно, что ПВ является одноволновым в октавном диапазоне волн от $\lambda=a$ до $\lambda=2a$. Для того чтобы существовала волна H_{10} , должно выполняться условие $\lambda < \lambda_{кр} = 2a$. Для исключения волн H_{20} и H_{01} нужно, чтобы $\lambda > \lambda_{кр}$, т. е. $\lambda > a$ и $\lambda > 2b$ соответственно. Поэтому, для того чтобы в ПВ распространялась только волна H_{10} , размеры его поперечного сечения должны находиться в пределах

$$0,5\lambda < a < \lambda \quad \text{и} \quad 0 < b < 0,5\lambda.$$

Размеры ПВ стандартизованы для различных диапазонов длин волн. Наиболее распространенные размеры поперечных сечений стандартных волноводов приведены в табл. 1.5.

Таблица 1.4. Критические длины волн

Тип волны	H_{10}	H_{20}	H_{01}	H_{11}, E_{11}	H_{30}	H_{21}, E_{21}
$\lambda_{кр}$	$2a$	a	$2b=0,9a$	$0,8a$	$2/3a=0,67a$	$0,65a$

Таблица 1.5. Стандартные размеры волноводов

Сечение ($a \times b$), мм	Диапазон длин волн, см	Сечение ($a \times b$), мм	Диапазон длин волн, см
7,2×3,4	0,8 ... 1,2	48×24	5,3 ... 7,6
11×5,5	1,2 ... 1,7	72×34	7,6 ... 11,6
16×8	1,7 ... 2,5	110×55	11,6 ... 17,4
23×10	2,5 ... 3,7		
35×15	3,7 ... 5,3	580×290	61 ... 93

Волны в круглом волноводе (КВ). Для волновода круглого поперечного сечения используется цилиндрическая система координат, в которой поперечными координатами являются азимутальная φ и радиальная r (см. рис. 1.7). По этим координатам рассматриваются вариации поля. Обозначения типов волн в КВ отличаются от обозначений волн в ПВ индексами. Так, волны типов H_{ni} (TE_{ni}) и E_{ni} (TM_{ni}) имеют n вариаций по азимуту и i вариаций по радиусу. Среди волн в КВ наиболее широкое применение находят волна низшего типа H_{11} и азимутально-симметричные волны E_{01} и H_{01} .

Волна H_{11} в КВ аналогична по структуре низшей волне H_{10} ПВ (рис. 1.20, а). Изменение формы силовых линий связано с тем, что электрические линии перпендикулярны, а магнитные касательны цилиндрической поверхности.

Аналогом волны E_{11} в ПВ является азимутально-симметричная волна E_{01} в КВ, как это видно из рис. 1.20, б. Волна типа E_{01} имеет наиболее простую структуру электромагнитного поля. У нее

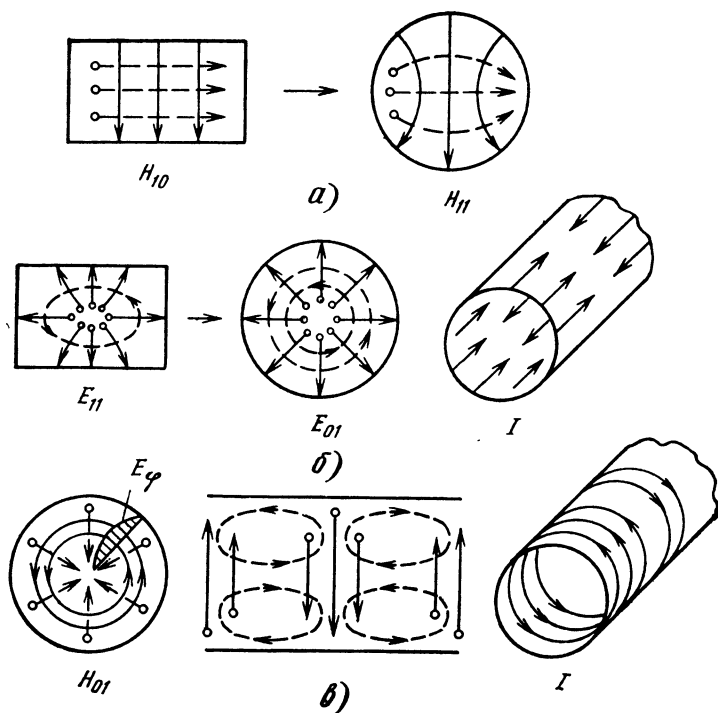


Рис. 1.20. Волны в круглом волноводе

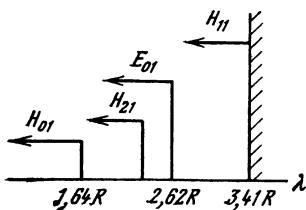


Рис. 1.21. Шкала критических длин волн для круглого волновода

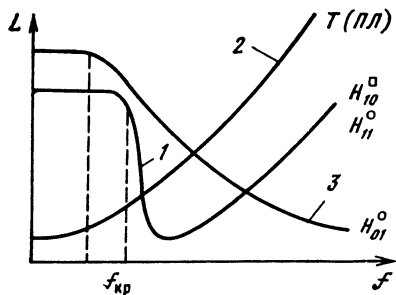


Рис. 1.22. Диапазонные характеристики потерь в передающих трактах

отсутствуют вариации поля по азимуту. Магнитное поле имеет одну компоненту H_Φ . Электрические силовые линии, лежащие в радиально-продольных плоскостях, имеют две компоненты E_r и E_z . Токи в стенках чисто продольные.

Азимутально-симметричную структуру поля имеет также волна типа H_{01} , показанная на рис. 1.20, в. У нее, как и у волны E_{01} , только три компоненты поля: электрические силовые линии имеют вид замкнутых окружностей и определяются компонентой E_Φ , а магнитные силовые линии имеют компоненты H_r и H_z . Токи в стенках кольцевые. Аналога в ПВ нет. Из представленных типов волн в КВ волна H_{01} имеет наименьшую критическую длину волны, определяемую значением $1,64R$, где R — радиус волновода. Критические длины волн E_{01} и H_{11} равны $2,62R$ и $3,41R$ соответственно.

Шкала критических длин волн для КВ представлена на рис. 1.21, из которого видно, что волновод с волной H_{01} является многоволновым. Однако волна H_{01} в КВ обладает рядом достоинств перед другими типами волн. В первую очередь можно выделить следующие преимущества. Во-первых, чисто поперечные (кольцевые) токи в стенках облегчают стыковку отдельных волноводных секций. Во-вторых, уникальной особенностью волны H_{01} в КВ является то обстоятельство, что потери в металлических стенках уменьшаются с ростом частоты.

Все прочие типы волн в ПМВ имеют нормальную зависимость потерь от частоты, представленную кривой 1 на рис. 1.22. На малых частотах имеют место постоянные потери в запредельном волноводе, так как при больших λ значение $\beta_1 = 2\pi/\lambda_{кр}$ не зависит от частоты (см. § 1.1). При переходе частоты через критическое значение потери резко уменьшаются, проходят через минимум и увеличиваются с ростом частоты. Такой характер зависимости потерь от частоты имеет место, например, для низших типов

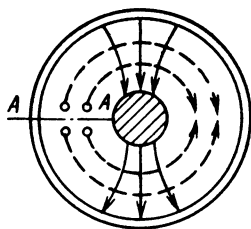
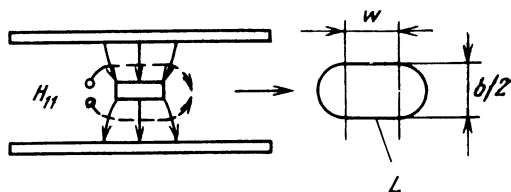
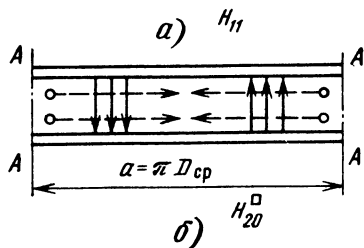


Рис. 1.23. К оценке критической длины волны H_{11} в коаксиальной линии



волн H_{10} и H_{11} в ПВ и КВ. Для волны типа T , не имеющей отсечки, потери в соответствующих линиях передачи монотонно увеличиваются с частотой (кривая 2). И лишь для волны H_{01} в КВ с фиксированным радиусом наблюдается anomальная зависимость потерь от частоты (кривая 3). Это объясняется тем, что с увеличением частоты токи проводимости в стенках волновода уменьшаются вследствие уменьшения продольной компоненты магнитного поля волны H_{01} .

Малые потери на высоких частотах в КВ с волной H_{01} привлекают внимание к этому волноводу при разработке линий дальней волноводной передачи и высокочастотных резонаторов миллиметрового диапазона волн.

Выбор размеров коаксиальных и полосковых линий. Для того чтобы в КЛ и ПЛ распространялась только волна типа T , необходимо выбрать их размеры такими, чтобы они оказались за пределами для волн типа E и H , аналогичных тем, которые распространяются в круглых и прямоугольных волноводах. Например, если в КВ с низшей волной H_{11} ввести центральный проводник, то получится коаксиальная линия, в которой кроме волны T будет распространяться волна H_{11} . Структура поля этой волны показана на рис. 1.23.

Для исключения волны H_{11} , являющейся в КЛ волной высшего типа, нужно определить ее критическую длину волны и выбрать размеры КЛ такими, чтобы обеспечивалось неравенство $\lambda > \lambda_{кр}$. Один из приближенных способов определения значения $\lambda_{кр}$ волны H_{11} в КЛ основан на проведении аналогии между волной H_{11} в КЛ и H_{20} в прямоугольном волновод. Напомним, что критическая длина волны H_{20} в волноводе прямоугольного сечения равна размеру широкой стенки. То, что волна H_{11} аналогична волне H_{20} , можно представить, разрезав КЛ вдоль сечения AA (рис 1.23,а) и развернув ее, как показано на рис. 1.23,б.

Теперь можно считать, что в первом приближении критическая длина волны H_{11} в КЛ равна ширине развертки, т. е. $\lambda_{кр} \approx \pi D_{ср}$. При наличии диэлектрического заполнения ее можно записать в виде $\lambda_{кр} \approx \pi \sqrt{\epsilon(D+d)/2}$. Условие $\lambda > \lambda_{кр}$ в данном случае выполняется при

$$D + d < 2\lambda / (\pi \sqrt{\epsilon}), \quad (1.16)$$

которое используется при выборе размеров КЛ. Например, из неравенства (1.16) следует, что для исключения высших типов волн в КЛ с полистиролом ($\epsilon=2,56$) в 3-см диапазоне длин волн необходимо обеспечить $D+d < 1,2$ см.

Аналогичное условие может быть получено и для полосковой линии. На рис. 1.24 представлена СПЛ с первой из высших типов волн, похожей на H_{11} в КЛ (ср. рис. 1.24 с рис. 1.23,а). Рассуждая так же, как в случае КЛ, будем считать, что критическая длина волны типа H в СПЛ приближенно может быть выражена в виде $\lambda_{кр} \approx L \sqrt{\epsilon_{эф}}$. Здесь L — длина замкнутого контура, показанного на рис. 1.24; $\epsilon_{эф}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость, которая меньше диэлектрической проницаемости реального диэлектрика, так как последний не заполняет целиком поперечное сечение СПЛ. Поскольку из рис. 1.24 следует, что $L = 2w + \pi b/2$, то условие исключения волны высшего типа в СПЛ является

$$b < 2(\lambda / \sqrt{\epsilon_{эф}} - 2w) / \pi. \quad (1.17)$$

Например, из условия (1.17) для $\lambda=3$ см, $\epsilon_{эф}=4$ и $w=0,5$ см получаем $b < 0,3$ см. При таких размерах СПЛ будет одноволновой в 3-см диапазоне длин волн.

1.4. СПОСОБЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ВОЛН В ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ

Эффективность возбуждения волны того или иного типа из тех, которые могут распространяться в рассматриваемой линии передачи, определяется конструкцией *возбуждающего устройства*. Возбуждающими устройствами являются выводы энергии из генераторов или усилителей СВЧ-колебаний. К возбуждающим устройствам относятся также переходы с одной линии передачи на другую, например, коаксиально-волноводные переходы (КВП), переходы с прямоугольного волновода на круглый или полосковую линию и др.

Возбуждающие устройства содержат элементы связи между резонаторной (замедляющей) системой генератора (усилителя) и внешней линией передачи или между различными типами соединяемых линий. В качестве элементов связи используются петли, штыри, щели и отверстия. Поскольку в электромагнитных волнах электрические и магнитные поля, а также токи проводимости и смещения взаимно связаны, достаточно возбудить либо электрическое, либо магнитное поле или какой-либо из токов волны желаемого типа.

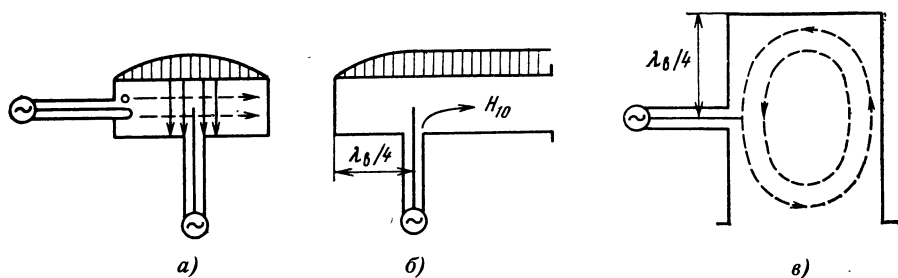


Рис. 1.25. Способы возбуждения электрического и магнитного полей

В соответствии с этим принципом возбуждения рассмотрим различные конструкции КВП, предназначенные для возбуждения волны H_{10} в ПВ от T -волны в КЛ. Магнитное поле может возбуждаться петлей, расположенной, например, на конце КЛ (рис. 1.25, а, в). Магнитные силовые линии пронизывают плоскость контура петли. Электрическое поле возбуждается штырем, роль которого может выполнять выступающий из КЛ центральный проводник (рис. 1.25, а, б). Электрические силовые линии параллельны штырю.

Эффективность возбуждения в том и другом случае зависит от места расположения элемента связи относительно стоячей волны. Петлю или штырь желательно располагать в максимуме возбуждаемой компоненты электромагнитного поля. Поэтому на рис. 1.25 петля и штырь находятся на расстоянии в четверть волноводной длины волны от короткозамкнутого торца волновода. Заметим, что на участке от короткозамкнутого конца волновода до элемента связи имеется стоячая волна, а в другой части волновода и в КЛ распространяется чисто бегущая волна, если КВП согласован. Эпюры стоячей и бегущей волн в волноводе также показаны на рис. 1.25. Заметим, что по принципу обратимости рассматриваемые переходы с такой же эффективностью возбуждают волну T в КЛ от волны H_{10} в волноводе, как возбуждается волна H_{10} от волны T .

Рассмотрим теперь возможности создания возбуждающих устройств, использующих токи проводимости и смещения. Токи проводимости в стенках возбуждаются перетекающими токами с проводников КЛ (рис. 1.26). Токи смещения могут возбуждаться прерванными токами проводимости или электрическими полями со сдвигом во времени на четверть периода. Последнее обстоятельство удобно проиллюстрировать с помощью перехода с ПВ на КВ (рис. 1.27). В этом переходе в широкой стенке ПВ вырезано отверстие под КВ, торец которого впаян в широкую стенку.

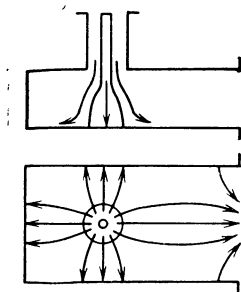


Рис. 1.26. Способ возбуждения токов в стенках волновода

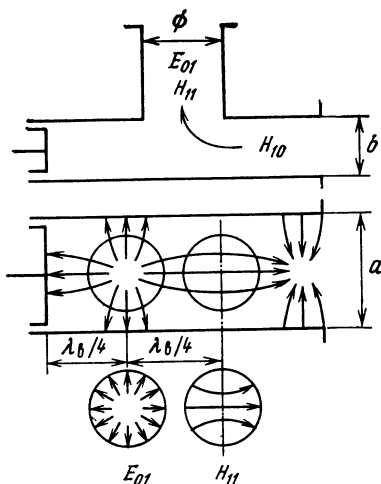


Рис. 1.27. Способы возбуждения волн H_{11} и E_{01} в круглом волноводе

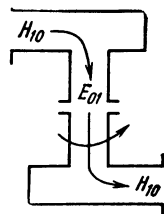


Рис. 1.28. Вращающееся сочленение

В той части ПВ, куда волна H_{10} не должна распространяться, находится передвижной короткозамыкающий поршень.

В зависимости от положения поршня картина токов проводимости в стенке ПВ смещается и по-разному располагается относительно КВ. При расстоянии $\lambda_b/4$ от короткозамыкающего поршня до центра отверстия прерванные линии токов проводимости замыкаются соответствующими линиями токов смещения, которые возбуждают азимутально-симметричное электрическое поле волны E_{01} в КВ (рис. 1.27). При расстоянии $\lambda_b/2$ от поршня до центра КВ в последнем возбуждается волна H_{11} . Заметим, что токи смещения и электрические силовые линии, подчиняющиеся условиям перпендикулярности стенкам КВ, неточно соответствуют прерванным линиям токов проводимости.

В качестве одного из применений рассмотренного возбуждающего устройства на рис. 1.28 показано вращающееся сочленение прямоугольных волноводов с круглыми, основанное на использовании азимутально-симметричной волны E_{01} в КВ для обеспечения эффективной передачи энергии из одного ПВ в другой независимо от угла поворота между ними. Такие сочленения применяются в тракте радиолокационной станции для обеспечения вращения приемно-передающей антенны в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Представляют также практический интерес

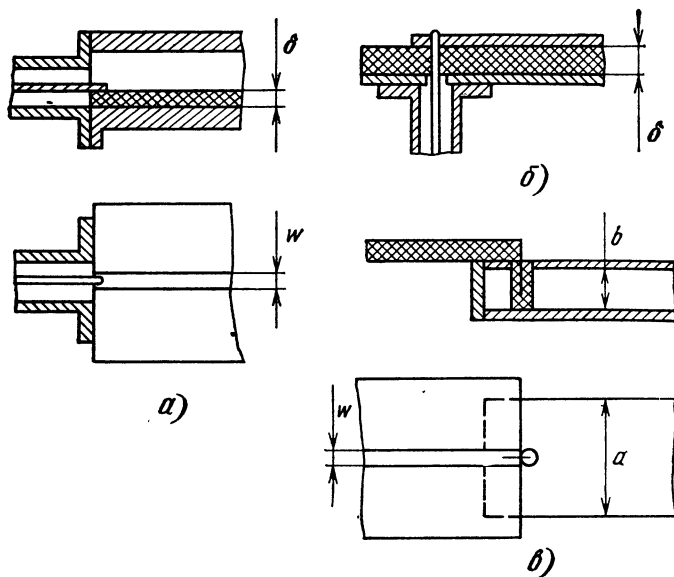


Рис. 1.29. Устройства для возбуждения полосковых линий

некоторые устройства для возбуждения ПЛ, показанные на рис. 1.29. Так, на рис. 1.29, а, б приведены два варианта возбуждения волны T в ПЛ от КЛ, а на рис. 1.29, в представлен способ возбуждения волны T в ПЛ от волны H_{10} в ПВ с помощью штыря, контактирующего с узким проводником ПЛ и проходящего в ПВ через широкую стенку.

Рассмотренные возбуждающие устройства должны быть сконструированы таким образом, чтобы они были хорошо согласованными в широкой полосе частот. Возможности обеспечения согласований рассматриваются в следующей главе после анализа неоднородностей в передающих линиях.

Глава 2. ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОЙ ТЕХНИКИ И УСТРОЙСТВА СВЧ

2.1. НЕОДНОРОДНОСТИ В ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ

Анализ неоднородностей с помощью круговых диаграмм. Реальные СВЧ-тракты не являются однородными. Кроме возбуждающих устройств и переходов, рассмотренных в § 1.4, линии передачи содержат развязывающие устройства (вентили), ослабители (аттенюаторы), изгибы, ответвители, фазосдвигатели и другие элементы. СВЧ-тракты собираются из отдельных секций, при стыковке которых также возникают неоднородности.

В общем случае неоднородности бывают *поглощающими* и *отражающими*, т. е. могут быть представлены в виде комплексных сопротивлений или проводимостей, включенных в двухпроводную линию передачи. Рассмотрение такой эквивалентной схемы, как отмечалось в § 1.1, является простейшим анализом влияния неоднородностей на распространение волн, их частичные отражения от неоднородностей и образование стоячих волн в передающей линии.

Стоячие волны характеризуются коэффициентом и фазой стоячей волны, или коэффициентом отражения. *Коэффициент стоячей волны* (КСВ) определяется отношением напряженностей электрических полей в максимуме и минимуме стоячей волны (рис. 2.1):

$$\rho = E_{\text{макс}}/E_{\text{мин}}. \quad (2.1)$$

Коэффициент отражения (КО), имеющий комплексное значение, определяется отношением напряженностей электрических полей отраженной волны к падающей в сечении, где расположена нагрузка, т. е. при $l=0$:

$$\Gamma = E_{\text{отр}}/E_{\text{пад}} = (|E_{\text{отр}}|/|E_{\text{пад}}|) \exp(j\varphi). \quad (2.2)$$

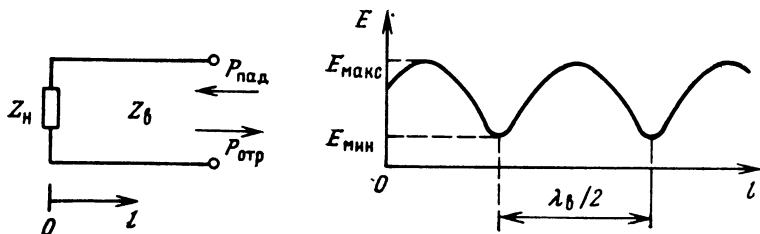


Рис. 2.1. К определению коэффициента стоячей волны

Таблица 2.1. Параметры линии в трех режимах

Режим	Z_n	Γ	$ \Gamma $	ρ	Φ
1. Согласование	Z_b	0	0	1	—
2. Короткое замыкание	0	-1	1	∞	π
3. Холостой ход	∞	1	1	∞	0

Угол Φ в (2.2) определяет фазовый сдвиг напряженности $E_{отр}$ относительно $E_{пад}$ в нагрузке и характеризует фазу стоячей волны. Поскольку $E_{макс} = |E_{пад}| + |E_{отр}|$ и $E_{мин} = |E_{пад}| - |E_{отр}|$, то согласно (2.1) КСВ связан с абсолютным значением КО $|\Gamma| = |E_{отр}|/|E_{пад}|$ следующим соотношением:

$$\rho = (1 + |\Gamma|)/(1 - |\Gamma|). \quad (2.3)$$

Можно показать, что КО выражается через сопротивление нагрузки Z_n и волновое сопротивление Z_b таким соотношением:

$$\Gamma = (Z_n - Z_b)/(Z_n + Z_b). \quad (2.4)$$

Из (2.4) нетрудно получить, что

$$Z_n = Z_b(1 + \Gamma)/(1 - \Gamma). \quad (2.5)$$

На основании (2.2)—(2.4) в табл. 2.1 приведены значения ρ , Γ и Φ в режимах согласования, короткого замыкания и холостого хода. Эпюры напряженностей, соответствующие трем режимам, рассмотренным в табл. 2.1, показаны на рис. 2.2.

Для анализа любого режима в линии передачи, содержащей неоднородность, и для определения всех величин, входящих в выражения (1.1) и (2.2)—(2.5), удобно использовать *круговую диаграмму полных сопротивлений или проводимостей* (рис. 2.3).

Круговая диаграмма содержит сетку ортогональных окружностей постоянных (т. е. одинаковых значений) активных и реактивных сопротивлений или проводимостей. Центры окружностей постоянных активных сопротивлений R или проводимостей G лежат на прямой чисто активных сопротивлений (проводимостей), про-

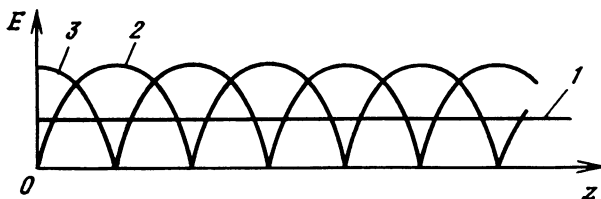


Рис. 2.2. Эпюры напряженностей электрических полей в режимах согласования (1), короткого замыкания (2) и холостого хода (3)

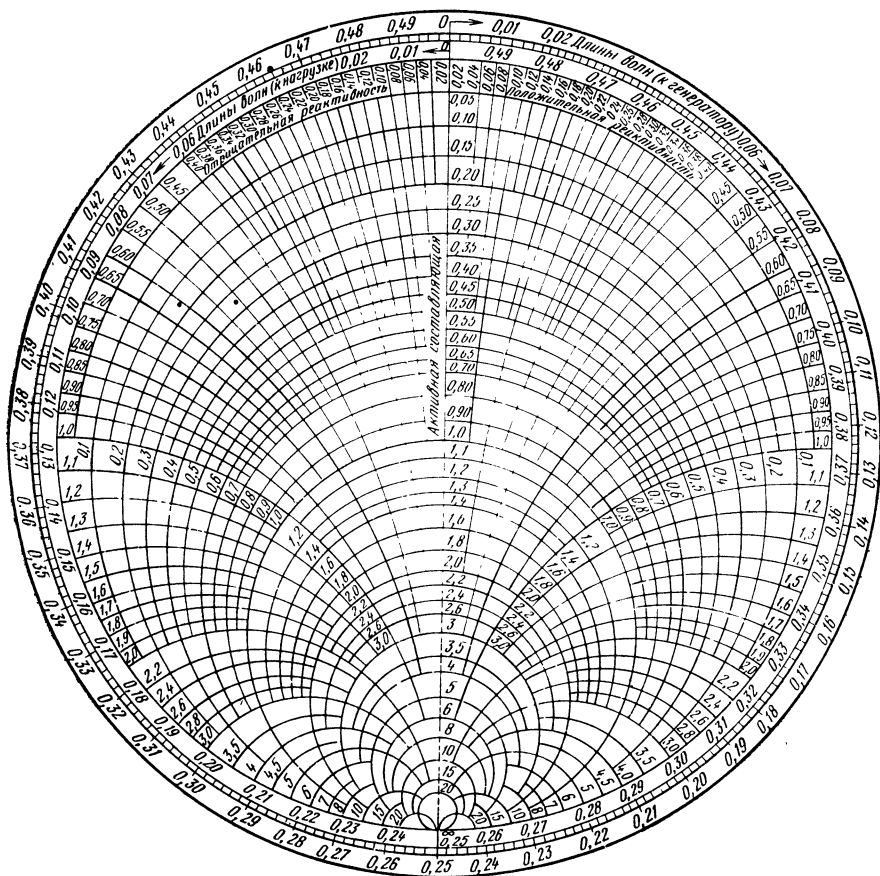


Рис. 2.3. Круговая диаграмма полных сопротивлений и проводимостей

ходящей через точки 0,1 и ∞ (рис. 2.4). Центры окружностей постоянных реактивных сопротивлений jX или проводимостей jB лежат на прямой, перпендикулярной линии чисто активных сопротивлений (проводимостей). Все упомянутые окружности и линии их центров проходят через точку ∞ , которая определяет режимы холостого хода для сопротивлений или короткого замыкания для проводимостей.

Круговая диаграмма построена в относительных единицах, поскольку значения $Z=R+jX$ или $Y=G+jB$ нормированы относительно $Z_{\text{в}}$ или $Y_{\text{в}}$, т. е. положено, что $Z_{\text{в}}=Y_{\text{в}}=1$. Поэтому точка 1

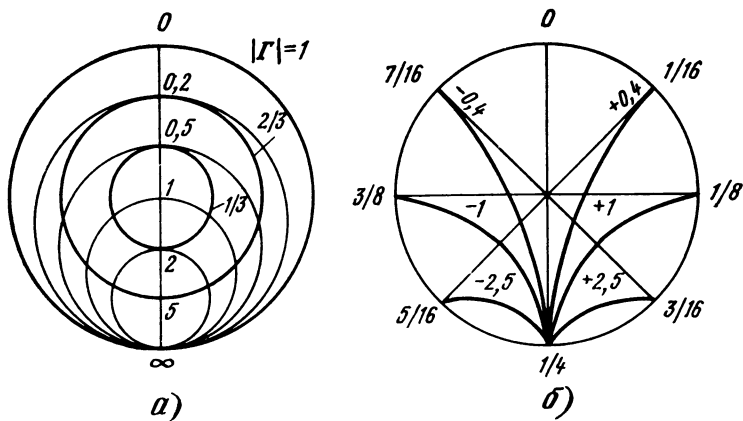


Рис. 2.4. Окружности постоянных активных (а) и реактивных (б) сопротивлений (проводимостей) на круговой диаграмме

в центре круговой диаграммы определяет режим согласованной нагрузки.

Круговая диаграмма построена в полярных координатах, где радиальной координатой является модуль КО, а азимутальной — фаза стоячей волны. На рис. 2.4,а показаны концентрические окружности, радиусы которых, т. е. $|\Gamma|$, равны $1/3$, $2/3$ и 1 . Согласно (2.3) эти окружности являются окружностями постоянных значений КСВ, равных соответственно 2 , 5 и ∞ . В центре круговой диаграммы, т. е. в точке согласования, $|\Gamma|=0$ и $\rho=1$.

Через рассматриваемые окружности $|\Gamma|$ можно определить масштаб активных сопротивлений на вертикальной прямой $0-1-\infty$. На отрезке $0-1$ значения активных сопротивлений соответствуют минимумам стоячих волн и равны $R_{\min}=(1-|\Gamma|)/(1+|\Gamma|)=1/\rho$, а на отрезке $1-\infty$ имеют место максимумы стоячих волн, в которых $R_{\max}=(1+|\Gamma|)/(1-|\Gamma|)=\rho$. Таким образом, окружности $|\Gamma|$, приведенные на рис. 2.4,а, пересекают прямую $0-1-\infty$ в точках активных сопротивлений, значения которых представлены в табл. 2.2.

На рис. 2.4,б отложены фазовые углы в равномерном масштабе. Согласно (1.1) периодичность входного сопротивления так же, как периодичность стоячей

Таблица 2.2. К определению масштаба активных сопротивлений

Параметр	На отрезке $0-1$				На отрезке $1-\infty$		
$ \Gamma $	1	$2/3$	$1/3$	0	$1/3$	$2/3$	1
R	0	0,2	0,5	1	2	5	∞

Таблица 2.3. К определению масштаба реактивных сопротивлений

l/λ_v	0	1/16	1/8	3/16	1/4	5/16	3/8	7/16	1/2
X	0	0,4	1	2,5	$\pm\infty$	-2,5	-1	-0,4	0

волны (см. рис. 2.1), соответствует половине волноводной длины волны, т. е. $l=\lambda_v/2$ определяет полный обход круговой диаграммы по азимуту. Фазовый сдвиг от короткого замыкания до холостого хода, как уже отмечалось, соответствует сдвигу на четверть волны. В дальнейшем будем выражать фазовый сдвиг не в радианах или градусах, а в относительных единицах, определяющих доли волноводной длины волны. Поэтому на рис. 2.4,б отложены значения l/λ_v от 1/16 до 7/16.

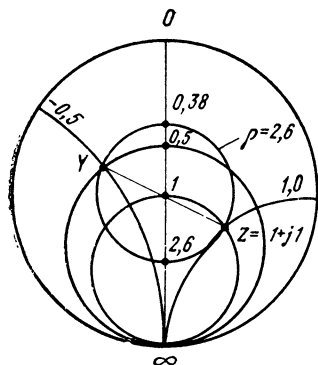
Масштаб реактивных сопротивлений определим с помощью выражения (1.2), подставив в которое $Z_v=1$ и $\lambda=\lambda_v$, получим

$$X_{вх} = j \operatorname{tg} (2\pi l/\lambda_v). \quad (2.6)$$

Согласно (2.6) в табл. 2.3 приведены значения реактивных сопротивлений для дуг окружностей, показанных на рис. 2.4,б.

Нетрудно показать, что круговую диаграмму можно использовать как диаграмму полных проводимостей с сохранением всех числовых обозначений и даже знаков, полученных для сопротивлений. Для этого начало отсчета фазовых углов нужно сместить на четверть волны, т. е. переместить в точку ∞ , в которой теперь будет режим короткого замыкания, а минимумы стоячей волны при определении входных проводимостей в линии передачи окажутся на отрезке $1-\infty$ для круговой диаграммы, построенной в терминах проводимостей. Это, например, следует из (1.2), если взять $Y_{вх}=1/Z_{вх}=-j \operatorname{ctg} (2\pi l/\lambda_v)$ для $Z_v=1$, т. е. $B_{вх}=-\operatorname{ctg} (2\pi l/\lambda_v) = \operatorname{tg} 2\pi (l/\lambda_v - 1/4)$. Сравнивая полученное выражение с (2.6), видим, что $B_{вх}$ численно равна $X_{вх}$, если начало отсчета сместить на $l/\lambda_v=1/4$. Покажем теперь, как перейти от сопротивления к проводимости на круговой диаграмме. Воспользуемся выражением (1.1), в которое подставив $Z_v=1$ и $\lambda=\lambda_v$, получим $Z_{вх}=[Z_n + j \operatorname{tg} (2\pi l/\lambda_v)]/[1 + j Z_n \operatorname{tg} (2\pi l/\lambda_v)]$. Разделим числитель и знаменатель на $\operatorname{tg} (2\pi l/\lambda_v)$, чтобы исключить неопределенность при подстановке $l=\lambda_v/4$. Тогда $(Z_{вх})_{l=\lambda_v/4}=1/Z_n=Y_n$.

Таким образом, оказывается, что входное сопротивление линии, нагруженной на сопротивление Z_n , на расстоянии в четверть волны от нагрузки численно равно проводимости нагрузки. Это означает, что для определения проводимости необходимо из точки сопротивления Z на круговой диаграмме перейти в диаметрально противоположную точку, лежащую на окружности КСВ, проходящей через точку Z (рис. 2.5). На этом рисунке взята точка



$Z = 1 + j1$, через которую проходит окружность КСВ $\rho = 2,6$. Смещаясь по ней на полуокружности, находим точку $Y = 0,5 - j0,5$. Это легко проверить математически: $Y = 1/Z = 1/(1 + j1) = (1 - j1)/2$. Примеры использования круговых диаграмм для анализа неоднородностей будут рассматриваться при изучении конкретных неоднородностей.

Простейшие неоднородности — диафрагмы и резонансные окна. Диафрагмами называют тонкие металлические перегородки, частично перекрывающие волноведущий канал. В прямоугольном волноводе различают два типа диафрагм в зависимости от характера вносимой неоднородности: *емкостные* и *индуктивные*. Эти диафрагмы показаны на рис. 2.6. Они имеют прямоугольные отверстия, в которых один из размеров совпадает, а другой меньше соответствующего размера поперечного сечения волновода. Для волны H_{10} диафрагма размерами $a \times b'$, такими, что $b' < b$, увели-

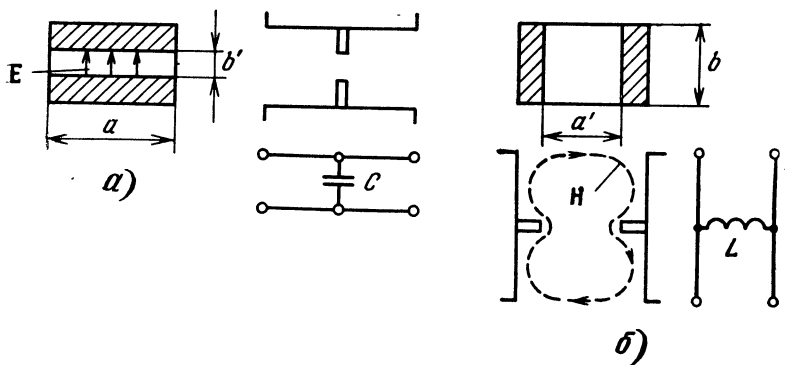


Рис. 2.6. Емкостная (а) и индуктивная (б) диафрагмы

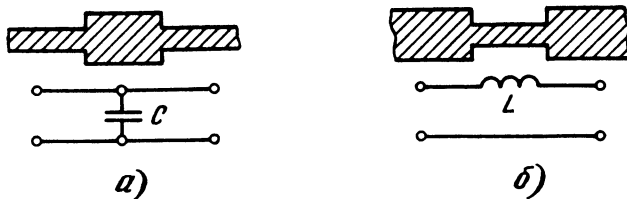


Рис. 2.7. Емкостная (а) и индуктивная (б) неоднородности

чивает концентрацию электрического поля в волноводе на участке включения диафрагмы и действует как параллельно включенная емкость (рис. 2.6, а). Диафрагма размерами $a' \times b$, скачкообразно сужающая волновод по широкой стенке ($a' < a$), увеличивает концентрацию магнитных силовых линий, которые обтекают диафрагму, и действует как параллельно включенная индуктивность (рис. 2.6, б).

Заметим, что метод введения в линию передачи реактивных неоднородностей путем скачкообразного изменения размера проводника используется также в полосковых линиях. На рис. 2.7 показано, например, введение шунтирующей емкости и последовательной индуктивности путем локального увеличения и уменьшения ширины узкого полоскового проводника.

Вернемся к неоднородностям в прямоугольном волноводе. Металлическая пластина, показанная на рис. 2.8, а, с прямоугольным отверстием $a' \times b'$, которое меньше поперечного сечения волновода, называется *резонансным окном*, так как представляет собой сочетание емкостной и индуктивной диафрагм, приводящих к схеме параллельного контура. На рис. 2.8, б приведена эквивалентная схема волновода с резонансным окном и согласованной нагрузкой после окна. Полная проводимость в сечении ab волновода, где включено окно, т. е. $Y_{a\sigma} = G + jB$, может быть представлена в виде $Y_{a\sigma} = 1 + j(\omega C - 1/\omega L)$, где $G = Y_n = 1$; C и L — емкость и индуктивность.

Геометрическим местом проводимостей $Y_{a\sigma}$ на круговой диаграмме является окружность постоянной активной проводимости $G=1$ (рис. 2.8, в), т. е. при изменении частоты ω значения $Y_{a\sigma}$ изменяются, находясь на этой окружности. Вблизи резонансной частоты $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ зависимость $B(\omega) = \omega C - 1/\omega L$ проходит через нуль (рис. 2.8, г) и точка $Y_{a\sigma} = 1$ на круговой диаграмме соответствует резонансу. Значение КСВ в резонансе $\rho_0 = 1$. Заметим, что на резонансной частоте окно без потерь не вносит неоднородность в волновод, поскольку емкостная проводимость компенсируется индуктивной.

При изменении частоты на $\Delta\omega$ в ту и другую сторону от резонансной к активной проводимости добавляется реактивная $Y_{a\sigma 1} =$

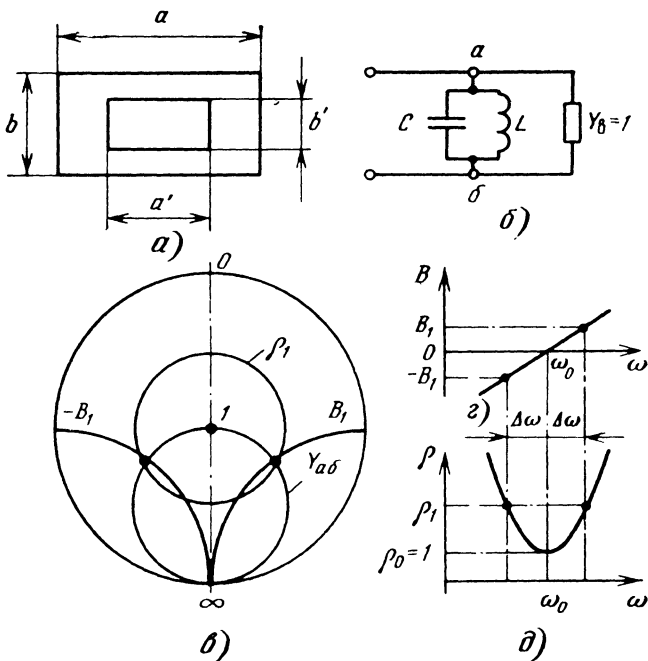


Рис. 2.8. Резонансное окно и его анализ с помощью круговой диаграммы

$= 1 \pm jB_1$ и КСВ возрастает ($\rho_1 > \rho_0$). Поэтому зависимость $\rho(\omega)$, показанная на рис. 2.8, г, имеет резонансный характер. Рассмотренные выше диафрагмы используют для улучшения согласований в линиях передачи путем компенсации реактивностей противоположных знаков на рабочей частоте. Резонансные окна, заполненные диэлектриком (керамикой, стеклом или слюдой), применяют в качестве *вакуумных уплотнений* в выводах и вводах энергии газоразрядных или электронно-вакуумных приборов СВЧ.

Тройники. Тройниковые разветвления в передающих линиях показаны на рис. 2.9. Это трехплечие соединения, которые бывают *Y*- и *T*-образными. *Y*-тройник полностью симметричен — все его плечи расположены под углом 120° одно к другому (рис. 2.9, а). *T*-тройники состоят из основной линии, которая объединяет, например, плечи 1 и 2, а плечо 3 является ответвлением.

Тройники на основе прямоугольных волноводов разделяются на *H*- и *E*-тройники. *H*-тройником называется тройник, имеющий ответвление, плоскость которого совпадает с плоскостью магнитной силовой линии волны H_{10} (рис. 2.9, б). *E*-тройник имеет от-

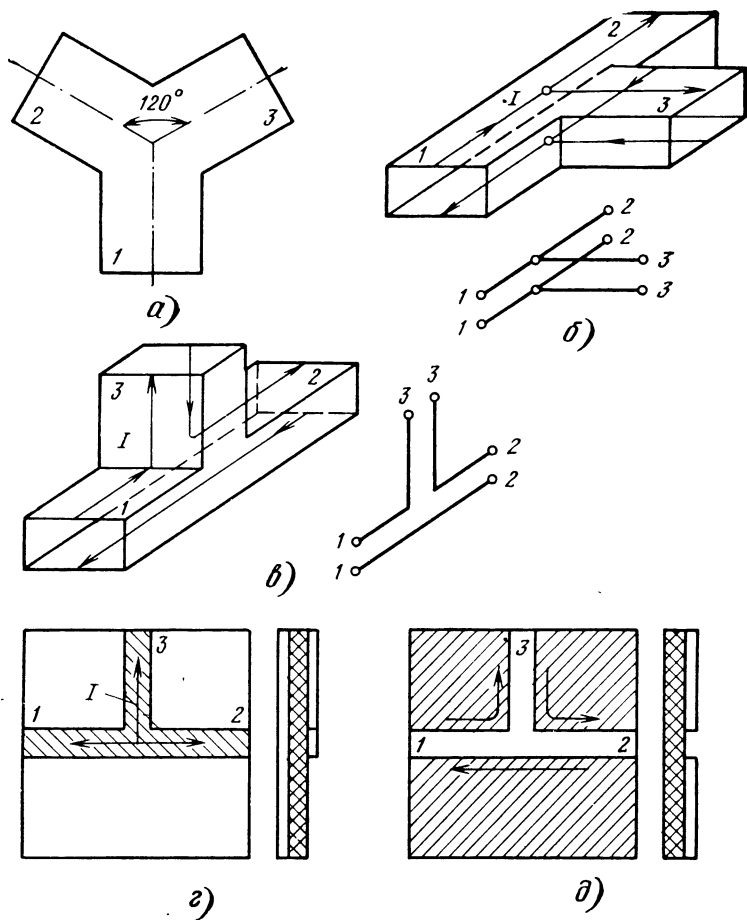


Рис. 2.9. Тройниковые разветвления в передающих линиях

ветвление в плоскости вектора напряженности электрического поля E (рис. 2.9, в).

Эквивалентной схемой H -тройника является параллельное включение ответвления, а E -тройника — последовательное. Это нетрудно показать при переходе от ПВ к ЛПДТ (см. рис. 1.3). Заметим, что тройниковые разветвления в КЛ и ПЛ аналогичны H -тройникам с параллельным подключением ответвлений (рис. 2.9, в), а разветвления в щелевой линии подключаются последовательно (рис. 2.9, д).

Характер эквивалентной схемы можно проверить экспериментально с помощью короткозамыкающего поршня, размещенного в ответвлении. Такое ответвление обычно называют *шлейфом*. Если полуволновый короткозамкнутый шлейф обеспечивает максимальное прохождение сигнала по основной линии, то он включен последовательно, а если это имеет место при четвертьволновой длине шлейфа, то шлейф включен параллельно. Таким способом нетрудно уточнить эквивалентные схемы *смешанных тройников*, рассмотренных в § 1.4 (см. рис. 1.25—1.27).

В общем случае тройники вносят существенные неоднородности в линии передачи. На участке разветвления обычно возникают высшие типы волн, которые затухают в ближней зоне, если плечи тройника для них заперделены. Наличие полей различных типов волн усложняет эквивалентную схему тройника. Но даже если отвлечься от других типов волн и рассматривать тройник с согласованными нагрузками в каждом плече, то при одинаковых плечах КСВ в любом из них должен быть равен двум, поскольку в этом случае каждое плечо оказывается нагруженным на удвоенное волновое сопротивление при последовательном включении ответвления или на удвоенную волновую проводимость при параллельном включении. Заметим, что смешанные тройники могут не вносить заметных неоднородностей, когда в ответвлениях используются линии передачи с малыми волновыми сопротивлениями (проводимостями) в сравнении с основными трактами. Отметим также, что можно обеспечить согласование со стороны любого плеча тройника, если воспользоваться специальными согласующими устройствами, рассматриваемыми в следующем параграфе.

2.2. ТРАНСФОРМИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Сверхвысокочастотные трансформаторы. В отличие от низкочастотных трансформаторов, предназначенных для преобразования напряжений, трансформаторы, используемые в линиях передачи СВЧ, выполняют роль преобразователей сопротивлений (проводимостей). Это необходимо, например, при выборе оптимальной электродинамической нагрузки генератора или усилителя СВЧ, но особенно широко используются трансформаторы в качестве согласующих устройств.

Роль согласований. Наличие неоднородностей в передающей линии приводит к нежелательным явлениям, среди которых в первую очередь отметим уменьшение мощности, передаваемой в полезную нагрузку. Мощность, поступающая в нагрузку, определяется разностью между мощностями падающей и отраженной волн, т. е.

$$P_n = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}} (1 - |\Gamma|^2). \quad (2.7)$$

Как следует из (2.7) и (2.3), отношение $P_n/P_{\text{пад}}$ связано с абсолютным значением коэффициента отражения $|\Gamma|$ или КСВ ρ . Так, при $\rho=3$ $|\Gamma|=0,5$, $|\Gamma|^2=0,25$ и $P_n=0,75 P_{\text{пад}}$, т. е. на отражение

теряется четверть мощности от того значения, которое могло быть передано при согласованной нагрузке.

Практически *допустимым рассогласованием* с точки зрения передачи мощности в полезную нагрузку считается $\rho \leq 1,5$, так как при этом $|\Gamma| \leq 0,2$ и $P_n \geq 0,96 P_{\text{пад}}$, т. е. теряется на отражение не более 4% падающей мощности.

Согласующие устройства обеспечивают преобразование сопротивления или проводимости нагрузки в сопротивление или проводимость, близкие к согласованным, т. е. в те значения, которые на круговой диаграмме находятся внутри окружности допустимого КСВ.

Трансформирующие свойства отрезков передающих линий. Трансформирующими свойствами, т. е. способностью преобразования одного значения сопротивления (проводимости) в другое, обладают отрезки передающих линий. Согласно (1.1) через отрезок линии передачи длиной l/λ сопротивление Z_n преобразуется в сопротивление $Z_{\text{вх}}$. Трансформирующее действие отрезка l/λ_v иллюстрируется также круговой диаграммой на рис. 2.10, из которой видно, что трансформатор типа отрезка линии передачи обеспечивает преобразование какого-либо сопротивления в те значения сопротивлений, которые лежат на окружности КСВ, проходящей через исходное сопротивление.

Четвертьволновый трансформатор. Как уже отмечалось, при $l = \lambda_v/4$ сопротивление Z_n переходит в проводимость $Y_n = 1/Z_n$, если Z_n и Y_n выражены в относительных единицах, т. е. в терминах круговой диаграммы, для которой $Z_v = Y_v = 1$. В общем случае входное сопротивление четвертьволнового трансформатора, как следует из (1.1), определяется выражением

$$Z_{\text{вх}} = Z_v^2 / Z_n. \quad (2.8)$$

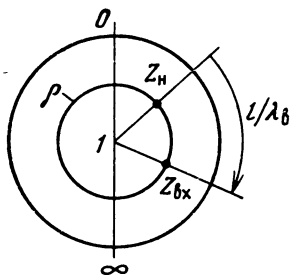


Рис. 2.10. Иллюстрация трансформирующего действия отрезка линии передачи

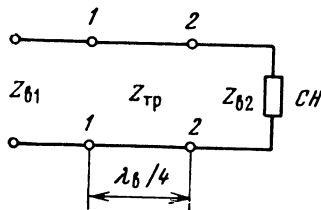


Рис. 2.11. Четвертьволновый трансформатор

Допустим, что при соединении двух линий передачи с различными волновыми сопротивлениями $Z_{в1}$ и $Z_{в2}$ используется трансформатор в виде четвертьволнового отрезка линии с волновым сопротивлением $Z_{тр}$ (рис. 2.11). Если вторая линия согласована, т. е. $Z_{н}=Z_{22}=Z_{в2}$, а роль $Z_{в}$ в (2.8) выполняет $Z_{тр}$, то $Z_{11}=Z_{тр}^2/Z_{в2}$. Для обеспечения согласования с помощью рассматриваемого четвертьволнового трансформатора нужно получить равенство $Z_{11}=Z_{в1}=Z_{тр}^2/Z_{в2}$, т. е. подобрать волновое сопротивление трансформатора равным *среднегеометрическому* волновому сопротивлению соединяемых линий:

$$Z_{тр} = \sqrt{Z_{в1}Z_{в2}}. \quad (2.9)$$

Для прямоугольного волновода с волной H_{10} волновое сопротивление в относительных единицах выражается в виде

$$Z_{в} = b/\sqrt{a^2 - (\lambda/2)^2}, \quad (2.10)$$

т. е. оно пропорционально размеру узкой стенки волновода b . Заметим, что среди волноводных стандартов, рассмотренных в § 1.3, встречаются стандарты уменьшенного сечения, отличающиеся от основного меньшим размером узкой стенки. Так, для 10-см диапазона волн, например, имеется дополнительный стандарт 72×10 при основном 72×34 . Эти волноводы различаются размерами $b_1 = 10$ и $b_2 = 34$ мм. Для сочленения таких волноводов (рис. 2.12,а) необходимо использовать отрезок волновода длиной в четверть волноводной длины волны с размерами сечения $a_{тр} = 72$ и $b_{тр} = \sqrt{b_1 b_2} = 18,5$ мм.

Для коаксиальной линии с T -волной выражение волнового сопротивления в относительных единицах можно представить в виде

$$Z_{в} = (1/\sqrt{\epsilon}) \lg(D/d). \quad (2.11)$$

При сочленении двух коаксиальных линий с различными диаметрами внутренних проводников d_1 и d_2 (рис. 2.12,б) при одинаковых внешних диаметрах и диэлек-

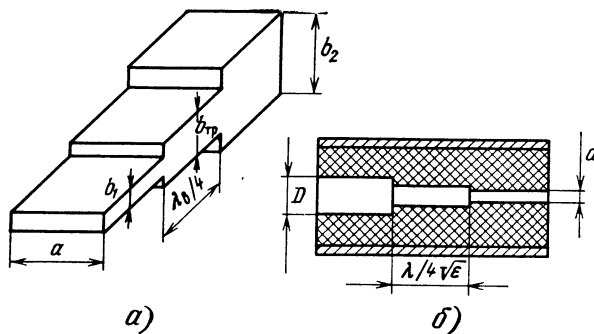


Рис. 2.12. Примеры использования четвертьволновых трансформаторов при сочленении волноводов (а) и коаксиальных линий (б)

трических проницаемостях нужно их соединять через коаксиальный трансформатор длиной $l = \lambda / (4\sqrt{\epsilon})$. Этот трансформатор отличается от обеих линий только диаметром внутреннего проводника $d_{тр}$, полученным из выражения

$$\lg(D/d_{тр}) = \sqrt{\lg(D/d_1) \lg(D/d_2)}.$$

Если коаксиальные линии имеют одинаковые диаметры D и d , но отличаются диэлектрическим заполнением, например ϵ_1 и ϵ_2 , то четвертьволновый трансформатор, имея те же диаметры согласно (2.11) и (2.9), должен быть заполнен диэлектриком с проницаемостью $\epsilon_{тр} = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}$ и длина его должна составлять $l = \lambda / (4\sqrt{\epsilon_{тр}})$.

Четвертьволновые трансформаторы используются и для улучшения прохождения T -волн из одной среды в другую. Например, фотообъектив с так называемой «просветленной оптикой» создается путем нанесения на поверхность стеклянной линзы диэлектрической пленки с проницаемостью $\epsilon_{пл} = \sqrt{\epsilon_{ст}}$ (так как второй средой является воздух с $\epsilon_{в} = 1$) и толщиной в четверть волны оптического диапазона.

Рассмотрим теперь, каким образом можно согласовать комплексное сопротивление при помощи четвертьволнового трансформатора. До сих пор четвертьволновый трансформатор в нашем представлении использовался для согласования активных волновых сопротивлений. Поэтому сначала обеспечим трансформацию комплексного сопротивления $Z_H = R_H + jX_H$ в активное сопротивление $Z_{22} = R_{22} = Z_B/\rho$ (рис. 2.13) с помощью отрезка линии длиной l/λ_B . Затем, используя четвертьволновый трансформатор между сечениями 1—1 и 2—2, обеспечиваем согласование, удовлетворяя соотношению $Z_{тр} = \sqrt{Z_B Z_{22}} = Z_B/\sqrt{\rho}$. Для прямоугольного волновода это получается при $b_{тр} = b/\sqrt{\rho}$ (см. рис. 2.13).

Шлейфовый трансформатор. Для обеспечения согласования при изменении частоты желательно, чтобы трансформатор можно было подстраивать на каждой частоте. К таким перестраиваемым согласующим устройствам относится шлейфовый трансформатор, эквивалентная схема которого при его параллельном включении в линию передачи приведена на рис. 2.14. Трансформатор состоит

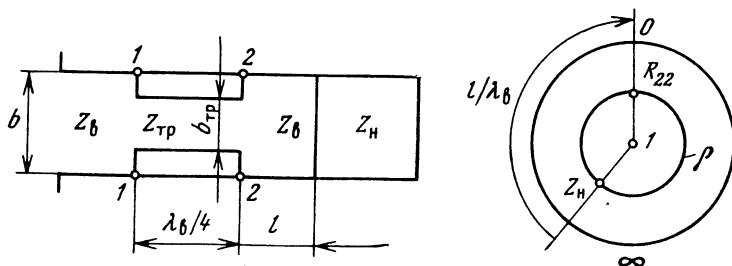


Рис. 2.13. Согласование комплексной нагрузки с помощью четвертьволнового трансформатора

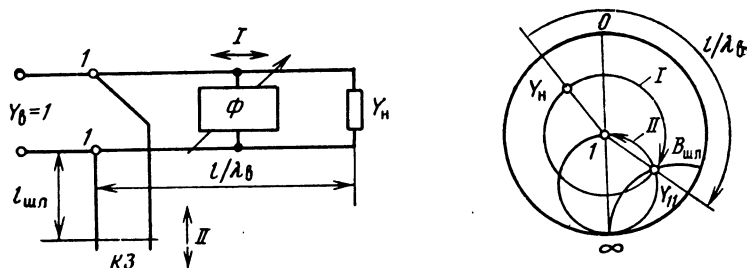


Рис. 2.14. Согласование нагрузки шлейфовым трансформатором

из короткозамкнутого шлейфа, длина которого $l_{шл}$ может изменяться за счет перемещения поршня, и регулируемого фазосдвигающего Φ , обеспечивающего изменение относительного расстояния l/λ_b от рассогласованной нагрузки Y_n до сечения 1—1, в которое подключен шлейф.

На круговой диаграмме рис. 2.14 показаны этапы трансформации проводимости нагрузки в точку согласования. На этапе I комплексная нагрузка Y_n по окружности постоянного КСВ трансформируется в проводимость Y_{11} , лежащую на окружности единичной активной проводимости, т. е. $Y_{11}=1+jB$. На этапе II компенсируется реактивная проводимость B перестройкой шлейфа, т. е. Y_{11} по окружности $G=1$ трансформируется в $Y_b=1$.

На практике рассмотренное согласование обеспечивается путем последовательных приближений, регулируя поочередно фазосдвигатель и короткозамыкающий поршень, контролируя при этом изменение отраженного сигнала.

2.3. ДРОССЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

Электродинамические дроссели. Сверхвысокочастотные дроссели обеспечивают большие сопротивления (малые проводимости) в передающих линиях. Электродинамическим дросселем является четвертьволновый отрезок линии передачи, закороченный с одной стороны и имеющий бесконечно большое сопротивление с другой (см. рис. 1.2).

Дроссельные устройства используются для обеспечения бесконтактных соединений волноводных секций с помощью дроссельных фланцев, для перемещения плоскости короткого замыкания с помощью дроссельных короткозамыкающих поршней, а также для предотвращения СВЧ-излучений из катодных ножек и выходных узлов электронных приборов или из дверей СВЧ-печей.

Дроссельный фланец. На рис. 2.15, а показано устройство волноводного дроссельного фланца, который имеет кольцевую про-

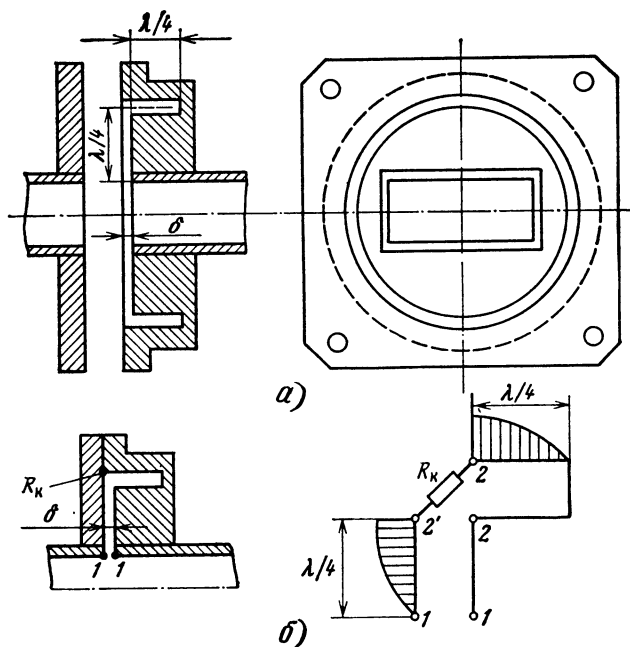


Рис. 2.15. Дрессельный фланец

точку глубиной в четверть волны. Диаметр проточки выбирается таким, чтобы расстояние от проточки до середины широкой стенки волновода тоже составляло около четверти длины волны в свободном пространстве. Кольцевая канавка представляет собой отрезок *коаксиального волновода*, а дно канавки является короткозамыкающей стенкой. Зазор δ между торцевыми плоскостями дрессельного и сплошного фланцев определяет высоту *радиальной линии*, в которой так же, как и в коаксиальном участке, образуется стоячая волна типа T .

На рис. 2.15,б показаны участок сочленения дрессельного и сплошного фланцев, эквивалентная схема этого участка и эпюры напряженности электрического поля от плоскости короткого замыкания до сечений 2—2 и 1—1. Точка непосредственного контакта фланцев оказывается в сечении, где имеет место режим холостого хода коаксиального отрезка. Добавление сопротивления контакта R_k к бесконечно большому входному сопротивлению не нарушает режим холостого хода, который трансформируется в режим короткого замыкания в плоскости 1—1, чем и обеспечивается электрический контакт сочленяемых волноводных секций на рабочей длине волны.

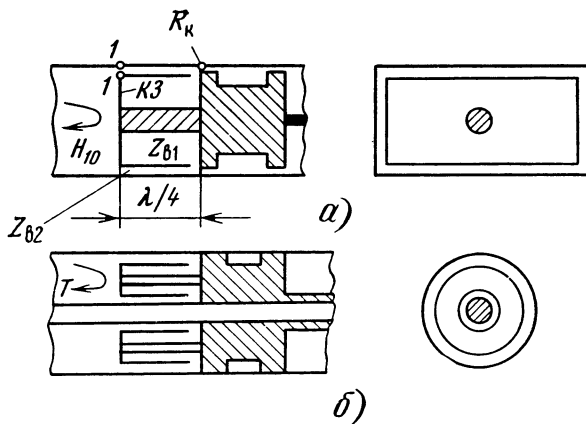


Рис. 2.16. Дроссельные короткозамыкающие поршни в прямоугольном (а) и коаксиальном (б) волноводах

Нетрудно заметить, что при изменении длины волны дроссельные свойства ухудшаются, так как указанные расстояния становятся отличными от четвертьволновых и появляется реактивное сопротивление в плоскости 1—1, приводящее к отражениям на стыках волноводов. Однако дроссельные фланцы достаточно широкополосны, т. е. увеличение КСВ до 1,1 имеет место на краях (15 ... 20) %-ной полосы частот.

Дроссельные короткозамыкающие поршни. На рис. 2.16 показаны короткозамыкающие поршни волноводного и коаксиального типов. Здесь тоже используются два четвертьволновых отрезка, причем оба на основе коаксиальных линий, расположенных один внутри другого в головке поршня. Головка поршня представляет собой чашечку, укрепленную на штоке, который вместе с внутренней поверхностью чашечки образует короткозамкнутую коаксиальную линию длиной в четверть волны. Поэтому сопротивление контакта R_k оказывается в сечении, где имеет место режим холостого хода. Второй отрезок коаксиальной линии между чашечкой и волноводом является четвертьволновым трансформатором из режима холостого хода в режим короткого замыкания на входе поршня, т. е. в плоскости 1—1. Таким образом, в торце поршня обеспечивается режим короткого замыкания без непосредственного контакта с волноводом (рис. 2.16, а) или с проводниками коаксиальной линии (рис. 2.16, б).

Представляет интерес еще одно устройство дроссельного поршня, показанное на рис. 2.17. Эта конструкция технологичнее и используется при малых размерах сечений волноводов, напри-

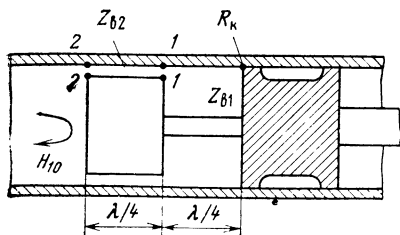


Рис. 2.17. Короткозамыкающий поршень для коротковолновых волноводов

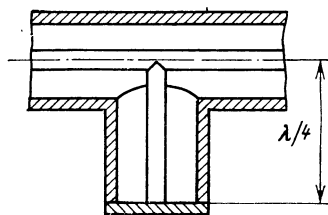


Рис. 2.18. Дроссельная поддержка в коаксиальном тракте

мер в миллиметровом диапазоне длин волн. Передняя часть рассматриваемого поршня содержит два четвертьволновых отрезка коаксиальных линий, которые, как и два четвертьволновых трансформатора, последовательно преобразуют сопротивление контакта R_k сначала в $Z_{11} = Z_{B1}^2 / R_k$ согласно (2.8), а затем в $Z_{B2}^2 / Z_{11} = (Z_{B2} / Z_{B1})^2 R_k$. Здесь Z_{B1} и Z_{B2} — волновые сопротивления отрезков коаксиальных линий. Согласно (2.11) $Z_{B1} > Z_{B2}$ и поэтому $Z_{22} \ll R_k$, т. е. на входе поршня сопротивление очень мало, чем и обеспечивается режим, близкий к короткому замыканию.

Дроссельные поддержки. Как уже отмечалось, дроссельные устройства довольно широко используются в технике СВЧ. Например, они находят применение в качестве высокочастотных металлических изоляторов, называемых дроссельными поддержками. Так, на рис. 2.18 показан дроссельный способ крепления внутреннего проводника в коаксиальном тракте без диэлектрических изоляторов, роль которых выполняют короткозамкнутые отрезки коаксиальных волноводов, не вносящие неоднородностей на той длине волны, при которой они являются четвертьволновыми и имеют бесконечное входное сопротивление.

К дроссельным поддержкам относятся также скобы, изображенные на рис. 1.3, т. е. ПВ можно представить в виде двухпроводной линии, укрепленной на дроссельных поддержках. Дроссельные поддержки используются также для крепления замедляющих систем (например, систем типа «меандр», как показано на рис. 3.26) в мощных приборах СВЧ. Иногда поддержки изготавливаются в виде трубок, по которым под давлением прогоняется охлаждающая жидкость.

2.4. ПОГЛОЩАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Рассматриваемые устройства используются для поглощения всей падающей мощности или частичного поглощения проходящей мощности. На их основе конструируются согласованные нагрузки и ослабители (аттенюаторы).

Согласованные нагрузки делятся на нагрузки низкого и высокого уровней мощности. Первые применяются в трактах, исполь-

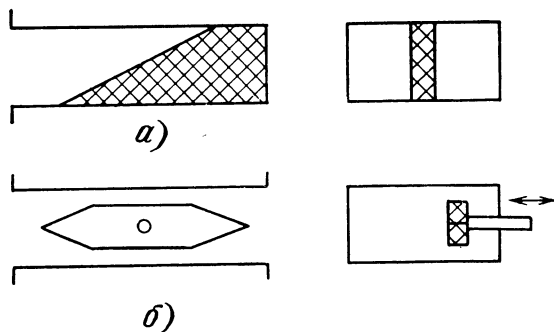


Рис. 2.19. Согласованная нагрузка (а) и поглощающий ослабитель (б)

зуемых на «холодных» измерениях, например при измерениях КСВ, вторые — в качестве эквивалентов антенн при испытаниях передатчиков или в качестве датчиков измерителей мощности.

Ослабители тоже конструируются на разные уровни мощности. Они бывают фиксированными и регулируемые. Первые используются для развязки электронного прибора от несогласованной нагрузки, вторые — для изменения уровня мощности в измерительных целях.

Согласованные нагрузки и ослабители изготавливаются из скошенных диэлектрических пластин с поглощающим покрытием или клиньев из графита или науглероженной керамики (рис. 2.19 и 2.20). Скошенные края поглощающих пластин и клиновидная форма нагрузок обеспечивают хорошие согласования.

Заметим, что эффективным поглотителем мощности во всем диапазоне СВЧ также является вода, и на высоком уровне мощности используют тонкостенные стеклянные сосуды, по которым прогоняется вода под давлением. Водяная согласованная нагрузка для ПВ показана на рис. 2.21. Она также удобна для калориметрического измерения мощности. При этом мощность $P = cm\Delta T = v(T_2 - T_1)/0,24$ где c — удельная теплоемкость воды; m — масса воды, проходящая через нагрузку в единицу времени; $\Delta T = T_2 - T_1$ — разность температур на выхо-

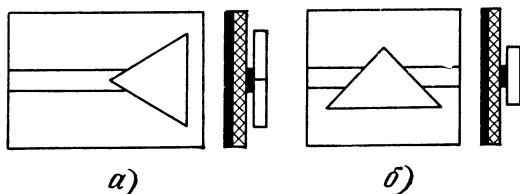


Рис. 2.20. Согласованная нагрузка (а) и ослабитель (б) в полосковой линии

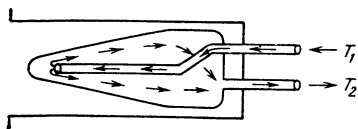


Рис. 2.21. Водяная согласованная нагрузка, используемая в калориметрическом измерителе мощности

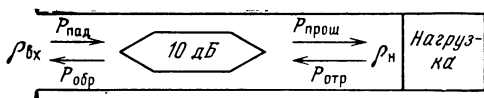


Рис. 2.22. К рассмотрению действия развязывающего устройства

де и входе (рис. 2.21) в градусах Цельсия; v — скорость протекания воды в миллилитрах за секунду; P — мощность в ваттах.

Теперь поясним действие фиксированного ослабителя в качестве развязывающего устройства, обеспечивающего снижение КСВ нагрузки. Рассмотрим схему, представленную на рис. 2.22, где КСВ на входе определяется выражением $\rho_{вх} = (1 + |\Gamma_{вх}|) / (1 - |\Gamma_{вх}|)$. Модуль коэффициента отражения на входе

$$|\Gamma_{вх}| = \sqrt{P_{обр}/P_{пад}} = K_1 \sqrt{K_2},$$

так как $P_{прош} = K_1 P_{пад}$, $P_{отр} = K_2 P_{прош}$ и $P_{обр} = K_1 P_{отр}$. Здесь $P_{пад}$, $P_{прош}$, $P_{отр}$ и $P_{обр}$ — мощности, а K_1 и K_2 — коэффициенты, определяющие ослабление развязки и отражение от нагрузки. Модуль коэффициента отражения от нагрузки $|\Gamma_n| = \sqrt{K_2} = (\rho_n - 1) / (\rho_n + 1)$. Например, если $\rho_n = 20$, а ослабление равно 10 дБ (т. е. $K_1 = 0,1$), то $K_2 = 0,8$ и $|\Gamma_{вх}| = 0,09$, а $\rho_{вх} = 1,2$, т. е. КСВ нагрузки снижается с 20 до 1,2, обеспечивая хорошую развязку.

2.5. НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ И МОСТЫ

Направленные ответвители (НО) в отличие от тройников осуществляют направленное ответвление электромагнитной энергии. Чаще всего НО создаются на основе двух связанных линий передачи.

Принцип действия НО проиллюстрируем на примере двухдырочного устройства. На рис. 2.23 показаны два одинаковых ПВ с общей стенкой (узкой или широкой), в которой сделаны два небольших отверстия на расстоянии $\lambda_0/4$ одно от другого. При

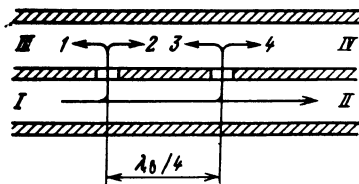


Рис. 2.23. Двухдырочный направленный ответвитель

передаче мощности из плеча I в плечо II основного волновода через каждое отверстие просачиваются сигналы, возбуждающие во вспомогательном волноводе волны, распространяющиеся с одинаковой вероятностью к плечам III и IV. Если отверстия достаточно малы, то можно считать амплитуды волн 1—4 одинаковыми. Волны 2 и 4, распространяющиеся в сторону плеча IV, синфазны, так как их пути по разным волноводам одинаковы и они складываются, обеспечивая прохождение сигнала в плечо IV. Волны 1 и 3, поступающие в плечо III, оказываются там в противофазе, так как разность хода между ними соответствует удвоенному расстоянию между отверстиями, т. е. составляет полволны. В результате интерференции эти волны гасят одна другую, так что в плечо III в идеальном случае сигнал не поступает. Разумеется, что так происходит, когда СВЧ-мощность подается в плечо I основного волновода.

С помощью аналогичных рассуждений нетрудно объяснить, что, когда сигнал поступает в плечо II, его основная доля проходит в плечо I, часть ответвляется в плечо III вспомогательного волновода и почти ничего не проходит в плечо IV. В этом и заключаются направленные свойства ответвителя, поскольку в одну сторону вспомогательного волновода ответвляется часть «прямой» волны, а в другую — часть волны, идущей в обратном направлении. Условия ответвления прямого и обратного сигналов одинаковые, т. е. НО является обратимым устройством.

Свойства НО определяются двумя параметрами: *переходным ослаблением* $L_{\text{пер}}$ и *направленностью* $L_{\text{напр}}$, которые выражают в децибелах:

$$L_{\text{пер}} = 10 \lg (P_{\text{осн}}/P_{\text{отв прав}}), \quad L_{\text{напр}} = 10 \lg (P_{\text{отв прав}}/P_{\text{отв непр}}),$$

где $P_{\text{осн}}$ — мощность, поступающая в основной волновод; $P_{\text{отв прав}}$ и $P_{\text{отв непр}}$ — мощности, ответвляемые в правильном и неправильном направлениях.

Переходное ослабление зависит от степени связи между основным и вспомогательным волноводами, т. е. от диаметра отверстий. Переходное ослабление не определяет качество НО в отличие от направленности. Направленность стремятся получить наиболее высокой.

Направленность двухдырочного НО резко зависит от частоты, и для увеличения широкополосности НО в нем делают не два, а много отверстий, подбирая расстояния между ними. Вместо отверстий иногда используются длинные щели. Устройства многодырочных и щелевых НО на основе ПВ схематически представлены на рис. 2.24, а, б. Микрополосковый НО, тоже состоящий из двух связанных линий, показан на рис. 2.24, в. Длина участка

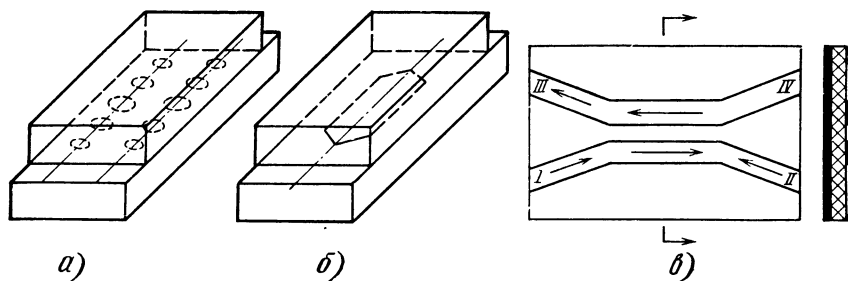


Рис. 2.24. Разновидности направленных ответвителей

связи в нем составляет нечетное число четвертей длины волны в ПЛ на рабочей частоте.

Особенностью микрополоскового НО является то, что он противонаправлен, так как электромагнитная энергия ответвляется во вспомогательную линию в направлении, противоположном ее распространению в основной линии, как показано стрелками на рисунке. Это связано с изменением направления магнитного поля, при возбуждении одной ПЛ от другой.

Многодырочные и щелевые НО протяженностью в несколько волноводных длин волн обладают высокими параметрами. Их направленность превышает 30 дБ в полосе частот порядка 20% при отклонении переходного ослабления от номинала в пределах 0,3 ... 0,5 дБ. Рабочая полоса частот микрополосковых НО достигает октавы, при которой верхняя частота вдвое превышает нижнюю.

Применения НО. Рассмотрим некоторые схемы применений НО, представленные на рис. 2.25, и роль направленности в этих случаях.

Контроль передаваемой мощности (рис. 2.25, а). Зная переходное ослабление, можно определить мощность генератора Г и следить за ее изменением при изменении нагрузки Н или электрического режима Г, а также при перестройке его частоты. Если направленность НО плохая, то часть отраженной от Н мощности попадает в измеритель И, приводя к погрешностям измерений.

Контроль качества согласования в процессе регулировки согласующего устройства СУ (рис. 2.25, б). Критерием согласования является отсутствие отраженного сигнала, однако при плохой направленности в индикатор И проникает прямой сигнал, что ограничивает достижение минимального КСВ.

Измерения КСВ или коэффициента отражения при использовании двух НО, один из которых отвечает падающий сигнал, другой — отраженный. На рис. 2.25, в показан панорамный изме-

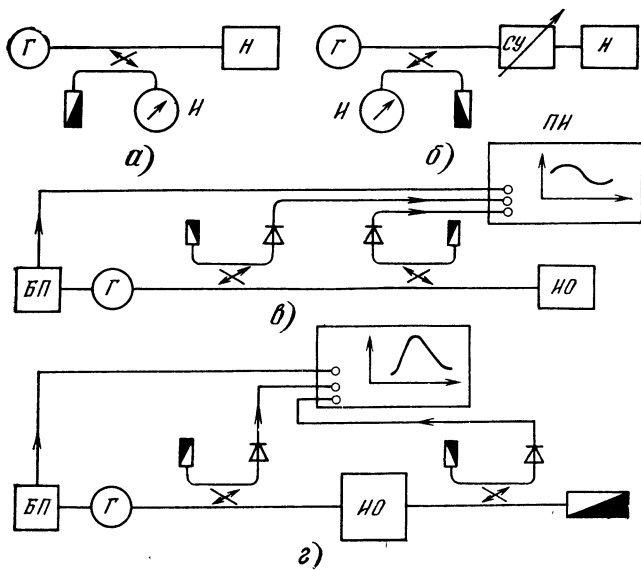


Рис. 2.25. Примеры использования направленных ответвителей

ритель ПИ КСВ, снабженный блоком питания БП с генератором качающейся частоты. Малые значения КСВ можно измерить при высокой направленности НО, отвещающего отраженный сигнал. Так, при $L_{\text{напр}}$ хуже 20 дБ КСВ менее 1,1 не могут быть достоверно измерены.

Измерения ослаблений по схеме рис. 2.25, г, отличающейся от предыдущей схемы расположением измеряемого объекта ИО и направлением включения НО. В этом случае более важную роль играет направленность НО, расположенного перед объектом, если измеряемый объект существенно рассогласован.

СВЧ-мосты. Мостом называют НО с трехдецибелным переходным ослаблением. В принципе НО могут иметь любые малые значения $L_{\text{пер}}$. При $L_{\text{пер}}=0$ дБ $P_{\text{отв прав}}=P_{\text{осн}}$. Такой НО называют ответвителем с полной связью, так как мощность из основного волновода целиком переходит во вспомогательный. Например, из плеча I (рис. 2.26) мощность передается в плечо IV, а в плечи II и III сигнал не поступает. При $L_{\text{пер}}=3$ дБ $P_{\text{отв прав}}=0,5 P_{\text{осн}}$. В этом случае сигнал, поступающий из плеча I, делится поровну между плечами II и IV, а в плечо III мощность не проходит. Это и есть мост.

Среди волноводных мостов наибольшее применение находят *щелевые мосты* со связью по общей узкой стенке (рис. 2.26, а).

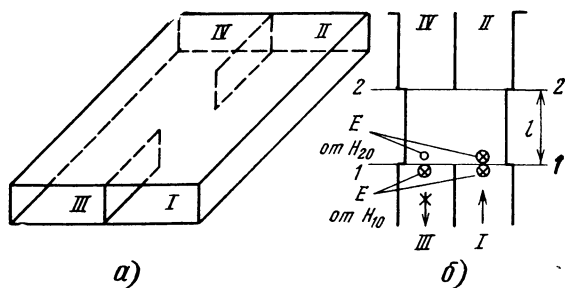


Рис. 2.26. Волноводный щелевой мост

В микрополосковых линиях используются *кольцевые* и *квадратные* мосты, а также встречно-штыревые структуры с проволочными перемычками, предложенные Ланге в 1969 г. (рис. 2.27).

Принцип действия волноводного щелевого моста можно объяснить на основе интерференции двух типов волн H_{10} и H_{20} в ПВ. Действительно, в районе щели ПВ является двухволновым, так как его ширина вдвое превышает стандартный размер a .

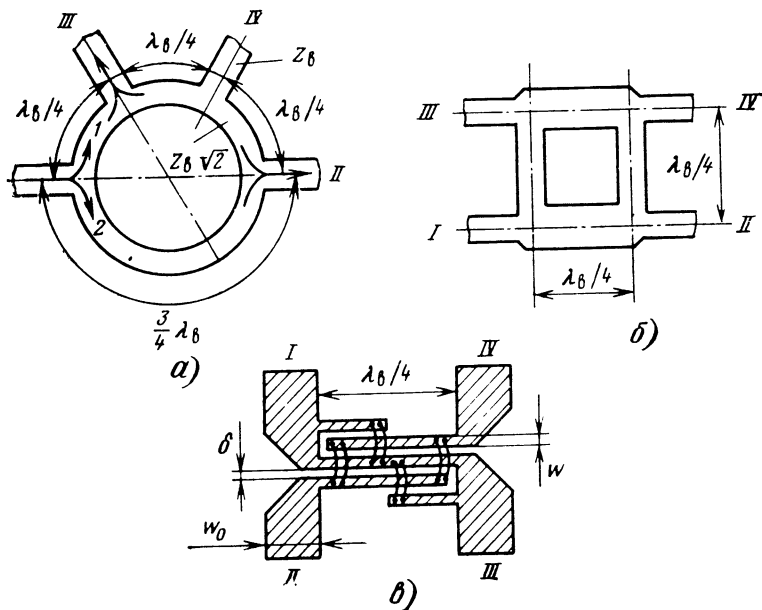


Рис. 2.27. Мосты полоскового типа

Обычно в этом месте щелевой мост сужают, чтобы в нем не возникла третья волна H_{30} .

Волны H_{10} и H_{20} возбуждаются таким образом, что в начале щели их поля синфазны в основном волноводе и противофазны во вспомогательном (рис. 2.26, б). Поэтому, возбуждая ПВ плеча III, волны H_{10} и H_{20} гасят одна другую, т. е. плечи I и III оказываются развязанными, как в волноводном НО. Вдоль щели волны H_{10} и H_{20} распространяются с различной фазовой скоростью, так как имеют разные $\lambda_{кр}$ и λ_v (см. (1.6)–(1.9) и табл. 1.4). Взаимный фазовый сдвиг между ними в конце щели зависит от длины щели l , т. е.

$$\Delta\varphi = (\beta_{10} - \beta_{20})l = 2\pi l (1/\lambda_{v10} - 1/\lambda_{v20}), \quad (2.12)$$

где β_{10} и β_{20} — фазовые постоянные волн H_{10} и H_{20} , а λ_{v10} и λ_{v20} — соответствующие волноводные длины волн.

Если длина щели выбрана такой, что из (2.12) получается $\Delta\varphi = \pi$ рад, то в сечении 2—2 в отличие от сечения 1—1 поля волн H_{10} и H_{20} оказываются синфазными во вспомогательном волноводе и возбуждают плечо IV, а в плече II основного волновода они противофазны. Поэтому сигнал из плеча I переходит в плечо IV, не ответвляясь в плечи II и III. Такое устройство является ответвителем с полной перекрестной связью типа $I \leftrightarrow IV$ или $II \leftrightarrow III$ *.

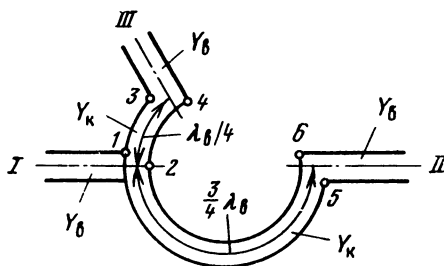
Если фазовый сдвиг кратен 2π , что соответствует повторению структуры поля в сечении 2—2 той, которая наблюдается в сечении 1—1, то имеет место полная прямая связь типа $I \leftrightarrow II$ или $III \leftrightarrow IV$.

В промежуточном случае, когда длина щели l согласно (2.12) обеспечивает $\Delta\varphi = \pi/2$ рад (или фазовый угол, кратный нечетному числу $\pi/2$), рассматриваемое устройство является мостом, т. е. трехдецибельным НО. Сигнал, идущий из плеча I, делится поровну между плечами II и IV. Особенностью щелевого моста является то, что эти половинные по мощности сигналы имеют взаимный фазовый сдвиг, равный $\pi/2$ рад.

Итак, если подать сигнал в какое-нибудь плечо щелевого моста, то в соседнее плечо он не пойдет, а, проходя через щель, разделится на два одинаковых сигнала, проходящие в противоположные плечи, причем сигнал, прошедший через щель во вспомогательный волновод, получит дополнительный фазовый сдвиг на $\pi/2$ рад. В этом заключается основное свойство щелевого моста, нашедшего широкое применение в различных устройствах СВЧ-техники.

* Символ $\rightarrow \leftarrow$ означает возможность передачи электромагнитной энергии из одного плеча в другое и обратно.

Рис. 2.28. К определению волнового сопротивления кольцевого моста



Принцип действия кольцевого моста (рис. 2.27, а) объясняется разностью хода сигналов, распространяющихся по кольцу в различных направлениях. Расстояния между плечами I—III—IV—II одинаковы и равны $\lambda_b/4$, а расстояние между плечами I и II составляет $(3/4)\lambda_b$. Сигнал, поступающий в плечо I, разделяется на одинаковые сигналы 1 и 2, которые проходят одинаковые пути к участку разветвления на входе плеча II. Эти сигналы синфазны также на входе в плечо III, так как их разность хода отличается там на целую длину волны λ_b . На входе в плечо IV рассматриваемые сигналы противофазны, так как отличаются на полволны. Таким образом, в кольцевом мосте противоположные плечи развязаны и сигнал делится поровну между соседними плечами. Ответвляемые сигналы оказываются в фазе, если основной сигнал подается в плечо III (IV), или в противофазе, если мост возбуждается со стороны плеча I (II).

Принцип действия квадратного моста (рис. 2.27, б) соответствует принципу действия НО с переходным ослаблением в 3 дБ. Здесь, как и в щелевом мосте, при подаче сигнала в плечо I и его прохождении в противоположные плечи колебания в плече IV отстают по фазе от колебаний в плече II на $\pi/2$ рад.

Заметим, что ширина ответвляемых полос не совпадает с шириной проводников в микрополосковых мостах (рис. 2.27, а, б). Это сделано с целью обеспечения согласования волновых сопротивлений на входе в разветвления. Для пояснения рассмотрим, например, эквивалентную схему кольцевого моста, представленную на рис. 2.28, предназначенную для передачи сигнала из плеча I в плечи II и III. Учитывая, что эквивалентная схема является схемой параллельного включения, проведем рассмотрение согласования в терминах проводимостей. Каждое ответвление является микрополосковой линией с волновой проводимостью Y_b , подключаемой к плечу I через четвертьволновые трансформаторы, образованные секторами кольца с волновой проводимостью Y_K и протяженностью $\lambda_b/4$ и $(3/4)\lambda_b$. Таким образом, $Y_{3-4} = Y_{5-6} = Y_b$. С учетом формулы четвертьволнового трансформатора (2.8) для проводимостей получим, что $Y_{1-2} = 2Y_K^2/Y_b$. Приравнявая $Y_{1-2} = Y_b$ для согласования и переходя к волновым

сопротивлениям $Z_{\text{в}}$ и $Z_{\text{к}}$, находим, что $Y_{\text{к}} = Y_{\text{в}}/\sqrt{2}$, а $Z_{\text{к}} = \sqrt{2}Z_{\text{в}}$. Итак, волновое сопротивление микрополоскового кольцевого моста должно в $\sqrt{2}$ раз превышать волновое сопротивление ПЛ, ответвляемых от кольца.

Действие моста Ланге можно объяснить свойствами связанных линий передачи. Заметим, что ответвитель Ланге обеспечивает более сильную связь, чем НО, показанный на рис. 2.24, *в*. Последний не используется как мост, поскольку для обеспечения $L_{\text{пер}} = 3$ дБ зазор между связанными линиями должен быть менее 10 мкм. В мосте Ланге за счет многопроводной структуры зазор δ между полосками на порядок шире. В конструкции, представленной на рис. 2.27, *в*, сигнал, подаваемый в плечо I, делится поровну между плечами II и III, причем сигнал в плече II опережает по фазе сигнал в плече III на $\pi/2$.

Мосты Ланге широкополосны. Так, в октавной полосе частот 2 ... 4 ГГц развязка плеч I и IV (или II и III) составляет 25 ... 40 дБ при потерях менее 0,25 дБ [2]. Для уменьшения «паразитных» индуктивностей используется по несколько проволочных перемычек, включаемых параллельно.

Мосты применяются в балансных схемах, широко используемых в технике СВЧ. В качестве одного из примеров рассмотрим балансную схему антенного переключателя радиолокационной станции.

На рис. 2.29 схематически представлено устройство, состоящее из двух квадратных мостов и переключательных диодов. Плечи I и III первого моста подключены к антенне (Ант) и передатчику (Пер), плечи IV и II второго моста — к приемнику (Пр) и согласованной нагрузке (СН). При подаче различного напряжения на диоды меняется их сопротивление от весьма малого при положительном смещении до чрезвычайно большого при отрицательном. Поэтому при отрицательном смещении диоды не шунтируют каналы, связывающие оба моста, и это используется в режиме приема. Как показано на рис. 2.29, *а*, сигнал из антенны разделяется на сигналы 1 и 2, проходящие во второй мост, где они, в свою очередь, разделяются на сигналы 3, 4 и 5, 6. Сигнал 3 имеет дополнительный фазовый сдвиг на $\pi/2$ рад, в результате прохождения первого моста. Такой же фазовый сдвиг имеет сигнал 6, прошедший второй мост. Эти сигналы возбуждают плечо IV, обеспечивая связь антенны с приемником. Сигнал 4, прошедший оба моста, имеет дополнительный фазовый сдвиг на $\pi/2 + \pi/2 = \pi$, рад, относительно сигнала 5. Сигналы 4 и 5 взаимно уничтожаются, и в плечо II в режиме приема мощность не поступает.

В режиме передачи на диоды подается положительное смещение, и они обеспечивают режимы, близкие к КЗ в своих каналах (рис. 2.29, *б*). Сигнал от передатчика делится на сигналы 1 и 2, отражаемые от диодов в виде сигналов 3 и 4, которые, возвращаясь в первый мост, разделяются на сигналы 5, 6 и 7, 8. Сигналы 5 и 7 оказываются в противофазе, гасятся, и поэтому сигнал в плечо передатчика не возвращается. Сигналы 6 и 8 синфазны, так как первый прохо-

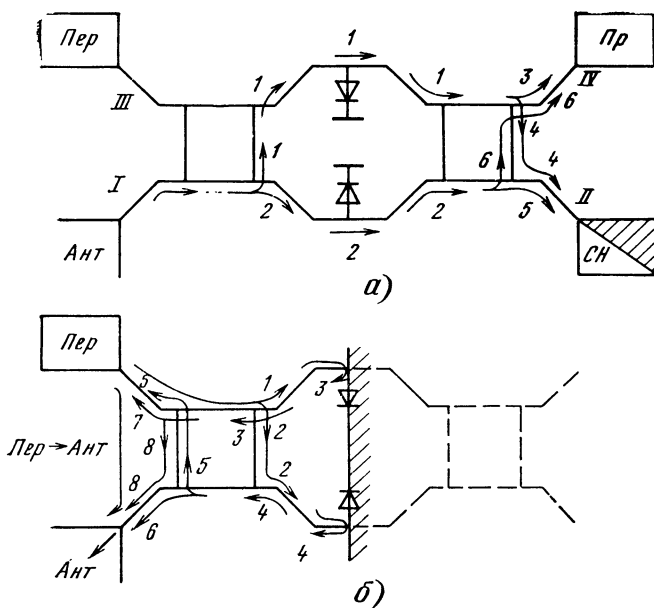


Рис. 2.29. К рассмотрению принципа действия балансной схемы антенного переключателя в режимах приема (а) и передачи (б)

дит мост до отражения, а второй — после. Эти сигналы складываются и возбуждают антенну. Таким образом, сигнал передатчика проходит в антенну (Пер→Ант) с минимальными потерями. Сигналы передатчика, которые просачиваются через диоды за счет неидеального режима КЗ, не попадают в приемник, а проходят в плечо II моста и поглощаются в СН.

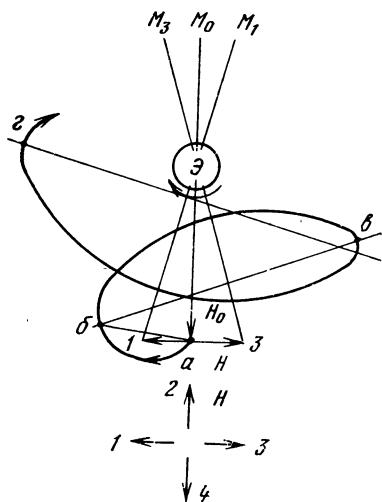
2.6. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА

Необратимые свойства. Ферритовые устройства являются необратимыми. Например, отрезок линии передачи с ферритом может пропускать электромагнитную энергию в одном направлении и не пропускать в противоположном. Такое устройство называют вентиляем. Вентильность обозначается символом $I \rightarrow II$, где I — входное, а II — выходное плечи вентиля.

Многоплечее устройство, в котором сигнал циркулирует от плеча к плечу только в одном направлении, называют циркулятором. Символически циркуляция может быть обозначена в виде $I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow \dots \rightarrow N \rightarrow I$, где I, II, III ... N — плечи циркулятора.

Для объяснения необратимого эффекта рассмотрим явление ферромагнитного резонанса в феррите. Ферритами называют фер-

Рис. 2.30. К объяснению гиромагнитного резонанса



ромагнитные диэлектрики, изготавливаемые методом керамической технологии из смеси порошков, состоящих из окиси никеля, цинка, магния или марганца, с порошком окиси железа. Ферритовые пластинки или стержни способны намагничиваться в постоянном магнитном поле. Это связано с нескомпенсированными спинами внешних электронов в ионах металлов. Вращающиеся электроны подобны элементарным гироскопам. Их оси вращения могут прецессировать под воздействием высокочастотного магнитного поля.

Направление и угловая скорость прецессии, т. е. частота $f_{\text{прец}}$ (МГц), зависят от направления и величины вектора напряженности постоянного магнитного поля H_0 [Э]. При этом справедливо выражение $f_{\text{прец}} = 2,8 H_0$. Это означает, что при $H_0 = 1000$ Э $f_{\text{прец}} = 2,8$ МГц, что соответствует СВЧ-колебаниям длиной волны около 11 см.

Допустим, что частота и направление прецессии совпадают с частотой и направлением круговой поляризации магнитного поля СВЧ. На рис. 2.30 показан электронный гироскоп с осью M_0 , вокруг которой вращается электрон Э. Ось M_0 направлена вдоль вектора H_0 . Теперь представим, что в плоскости, перпендикулярной оси M_0 , вращается магнитный вектор СВЧ-поля H , проходящий через положения 1—4 при круговой поляризации. В то время, когда вектор H находится в положении 1, ось гироскопа должна прецессировать вокруг направления суммарного магнитного поля, т. е. вокруг оси M_1 по основанию конуса диаметром ab . Поскольку частоты прецессии и круговой поляризации совпадают, то за пол-

периода ось M_0 из точки a переходит в точку b , а вектор \mathbf{H} перемещается в положение 3. Теперь из точки b ось гироскопа должна прецессировать вокруг нового направления суммарного магнитного поля, т. е. вокруг оси M_3 по основанию конуса диаметром ba . Переходя в точку $в$ за полпериода, ось гироскопа из точки $в$ должна прецессировать вокруг оси M_1 , как это было на период раньше, но диаметр основания конуса теперь соответствует расстоянию $вг$ вместо ab , т. е. амплитуда прецессионного вращения нарастает.

Таким образом, ось гироскопа, следуя за круговой поляризацией магнитного СВЧ-поля, постепенно раскручивается по пространственной спирали, проходящей через точки $a, б, в, г$ и т. д. При этом ферритовая среда приходит в возбужденное состояние и поглощает СВЧ-мощность, так как на поддержание большой амплитуды вынужденной прецессии затрачивается энергия электромагнитных колебаний. Описанное явление называют *ферромагнитным резонансом*, который возможен при совпадении частот и направлений прецессионного вращения и круговой поляризации. Если частоты совпадают, а направление круговой поляризации не совпадает с направлением прецессии, то резонанс не наступает и феррит не поглощает проходящую через него СВЧ-мощность.

Рассмотрим теперь, от чего зависит круговая поляризация магнитного СВЧ-поля. Возьмем ПВ с волной H_{10} , у которой вектор \mathbf{H} имеет две компоненты H_x и H_z (рис. 2.31). На рис. 2.31, а показаны эпюры этих компонент, которые оказываются одинаковыми (т. е. $H_x = H_z$) в продольных сечениях A или B . В одном из них располагают ферритовую пластину Φ , а вне волновода подводят постоянный магнит ПМ (рис. 2.31, б). Нетрудно показать (рис. 2.31, в), что при движении волны в положительном направлении оси z (т. е. по стрелке I) в точке A имеет место круговая поляризация по часовой стрелке, а в точке B против часовой стрелки. Если же волна движется в отрицательном направлении оси z (т. е. по стрелке II), то в точке A круговая поляризация магнитного поля оказывается направленной против часовой стрелки, а в точке B по часовой.

Таким образом, направление круговой поляризации магнитного поля связано с направлением передачи СВЧ-сигнала. Поэтому при прохождении волны H_{10} в одном направлении наблюдается ферромагнитный резонанс, а в другом резонанс отсутствует.

Ферритовые вентили. Эффект необратимого резонансного поглощения используется при создании ферритового вентиля, т. е. одностороннего ослабителя. Прямые потери вентиля на основе ПВ обычно не превышают 0,5 дБ в полосе частот около 20% средней частоты, а обратные потери составляют более 20 ... 30 дБ.

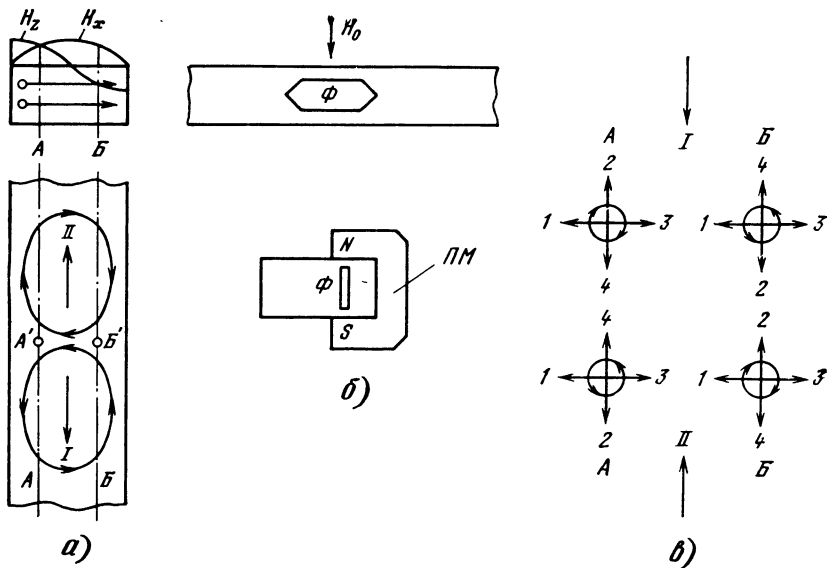


Рис. 2.31. К объяснению круговой поляризации магнитного СВЧ-поля в прямоугольном волноводе с волной H_{10}

Использование вентиля в качестве развязывающего устройства между генератором и нагрузкой гораздо выгоднее фиксированного ослабителя, так как в линии передачи с вентилем почти вся мощность генератора передается в нагрузку.

Заметим, что был рассмотрен принцип действия вентиля на основе ПВ с волной H_{10} . А как быть с волной квази-Т в ПЛ, где $H_x \gg H_z$ и поляризация близка к линейной? Оказывается, что круговая поляризация, при которой $H_x = H_z$, может быть специально создана в области пересечения двух взаимно перпендикулярных отрезков ПЛ.

На рис. 2.32 показана ПЛ, к которой подключены два разомкнутых на концах (или короткозамкнутых) шлейфа длиной $\lambda_v/8$ и $3\lambda_v/8$. Такие шлейфы вносят в основную линию одинаковые по абсолютному значению, но противоположные по знаку реактивности. В терминах круговой диаграммы это единичные реактивные сопротивления или проводимости. Вследствие взаимной компенсации реактивностей шлейфов они не вносят неоднородности в основную линию. Однако в разветвлении появляется продольная компонента напряженности магнитного поля стоячей волны, сдвинутая по фазе на $\pi/2$ относительно поперечной компоненты поля бегущей волны в основной линии и обеспечивающая круговую по-

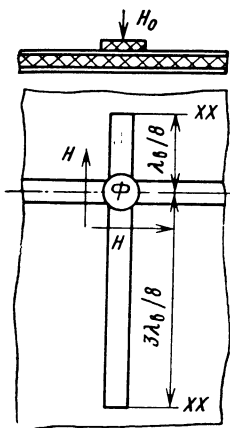
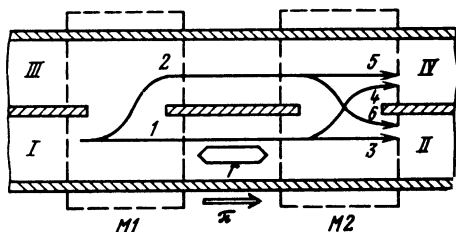


Рис. 2.32. Ферритовый вентиль в полосковой линии

Рис. 2.33. Волноводный ферритовый циркулятор



ляризацию магнитного поля. Ферритовая шайба размещается в точке пересечения линий, как показано на рис. 2.32, и созданный таким образом вентиль на основе ПЛ по своим параметрам близок к резонансному вентилью на основе ПВ.

Ферритовые циркуляторы. Кроме необратимого резонансного поглощения в линии передачи с ферритом можно получить необратимый фазовый сдвиг. Невзаимный фазосдвигатель без существенного поглощения СВЧ-сигнала может быть реализован с помощью ферритового устройства при несовпадении частот сигнала и гиромагнитного резонанса. За счет различия фазовых скоростей волн в ферритовых средах при противоположных направлениях круговой поляризации магнитного поля ($v_{\phi 1}$ и $v_{\phi 2}$) получаются разные набегі фаз (ϕ_1 и ϕ_2) по длине ферритового образца l для прямой и обратной волн, т. е. $\phi_{1,2} = \beta_{1,2} l = \omega l / v_{\phi 1,2}$, а $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ — невзаимный фазовый сдвиг. Ферритовое устройство, в котором $\Delta\phi = \pi$, называют *гиратором*.

Волноводный ферритовый циркулятор (рис. 2.33) состоит из двух трехдецибелных мостов $M1$ и $M2$ и гиратора G , размещенного между мостами.

Рассмотрим прохождение через циркулятор сигнала, поступающего в плечо I. В соответствии со свойствами щелевого моста этот сигнал не ответвляется в плечо III, а проходит $M1$, разделяясь на сигналы 1 и 2 (рис. 2.33), которые, в свою очередь, разделяются на сигналы 3, 4 и 5, 6, проходя $M2$. В плече II циркулятора сигналы 3 и 6 синфазны, так как сигнал 3 получает дополнительный фазовый сдвиг на π рад в гираторе, а сигнал 6 сдвигается на $\pi/2 + \pi/2 + \pi$ рад, проходя через щели обоих мостов. Сигналы 4 и 5 в плече IV противофазны, так как сигнал 4 полу-

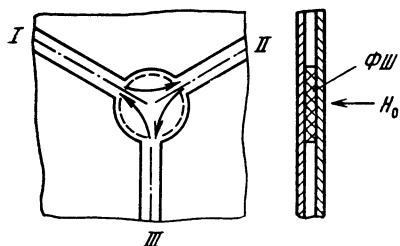


Рис. 2.34. Y-циркулятор на основе полосковых линий

чает дополнительный фазовый сдвиг на π , рад, в гираторе. В данном случае циркулятор действует как НО с полной прямой связью. Если бы гиратора не было, то сигналы в плече IV оказались бы синфазными, а в плече II — противофазными и циркулятор действовал бы как НО с полной перекрестной связью.

Таким образом, при прохождении сигнала в направлении действия гиратора между противоположными плечами имеет место прямая связь, а при обратном прохождении сигнала — перекрестная связь. Поэтому сигнал из плеча I циркулятора, распространяющийся в направлении действия гиратора, передается напрямую в плечо II. Сигнал, поступающий в плечо II, направленный против действия гиратора, передается в плечо III в соответствии с перекрестной связью. Из плеча III в соответствии с прямой связью сигнал передается в плечо IV, а из плеча IV при перекрестной связи — в плечо I. Таким образом осуществляется циркуляция сигнала по схеме $I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow IV \rightarrow I$.

На рис. 2.34 показан Y-циркулятор на основе ПЛ с ферритовой шайбой в центральной части. Не вдаваясь в подробности принципа действия такого циркулятора, отметим, что в нем используется необратимое вращение плоскости поляризации, известное в оптике под названием эффекта Фарадея.

Параметрами циркуляторов так же, как и вентилях, являются прямые и обратные потери. Вносимые потери в направлении циркуляции обычно составляют 0,3 ... 0,5 дБ, а развязка плеч циркулятора, т. е. потери в обратном направлении, превышают 20 дБ в полосе частот 15 ... 20% средней частоты. При этом КСВ на входе каждого плеча циркулятора не превышает 1,2.

Циркуляторы в основном применяются для разделения входного ($P_{вх}$) и выходного ($P_{вых}$) сигналов усилителей ($Ус$), имеющих один элемент связи с линией передачи, т. е. усилителей, где выходной сигнал является отраженным (рис. 2.35, а).

Циркулятор может быть использован для разделения сигналов передатчика и приемника при их работе с одной антенной (рис. 2.35, б). Перед приемником (Пр) обычно располагают защитное устройство (ЗУ), предотвращающее попадание на вход

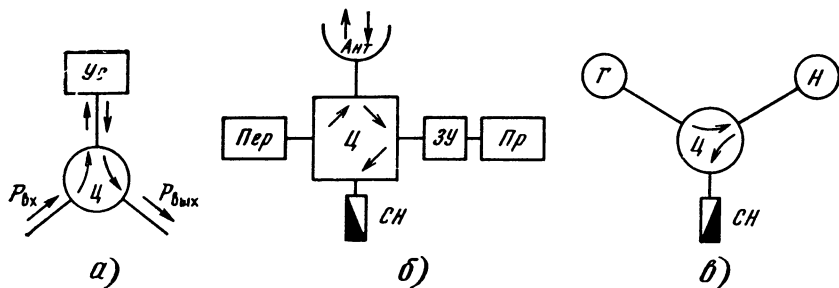


Рис. 2.35. Примеры использования циркуляторов

приемника той части мощного сигнала передатчика (Пер), которая отражается от антенны (Ант) при ее рассогласовании. Сигнал, отраженный от защитного устройства, поглощается в согласованной нагрузке (СН), подключенной к четвертому плечу циркулятора (Ц). Циркулятор может также выполнять функции вентиля, используемого для развязки генератора (Г) от нагрузки (рис. 2.35, в). В этом случае отраженная от полезной нагрузки (Н) мощность поглощается в согласованной нагрузке (СН), а не рассеивается в феррите. Поэтому циркулятор может работать при более высоких передаваемых мощностях, чем резонансный вентиль.

Глава 3. РЕЗОНАТОРЫ И ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

3.1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА РЕЗОНАТОРОВ, ИХ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Сверхвысокочастотные резонаторы являются аналогами радиотехнических колебательных контуров и характеризуются теми же параметрами: резонансной частотой f_0 или длиной волны λ_0 , добротностями (собственной Q_0 , нагруженной Q_n и внешними $Q_{вн}$) и волновым (характеристическим) сопротивлением Z_c или проводимостью Y_c .

На рис. 3.1 изображены схемы простейших резонансных контуров — параллельного и последовательного. Их параметры выра-

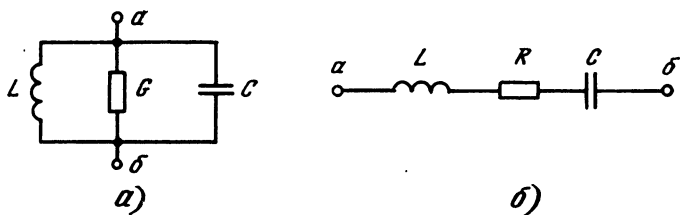


Рис. 3.1. Параллельный (а) и последовательный (б) контуры

жаются через емкости, индуктивности и проводимости или сопротивления известными радиотехническими соотношениями:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = 1/\sqrt{LC}; \quad (3.1)$$

$$Q_0 = Y_c/G \text{ или } Q_0 = Z_c/R; \quad (3.2)$$

$$Y_c = \sqrt{C/L} = \omega_0 C; \quad Z_c = \sqrt{L/C} = \omega_0 L. \quad (3.3)$$

В отличие от контуров сверхвысокочастотные резонаторы не содержат сосредоточенных элементов типа емкостей и индуктивностей, а имеют вид замкнутых металлических полостей, называемых *объемными резонаторами*, или открытых металлических, металлодиэлектрических и чисто диэлектрических устройств.

Принцип перехода от параллельного радиотехнического контура к объемному резонатору иллюстрируется рис. 3.2 и 3.3. Для увеличения резонансной частоты согласно (3.1) следует уменьшать емкость и индуктивность. Емкость уменьшается исключением диэлектрика между обкладками конденсатора и увеличением расстояния между ними. Уменьшение индуктивности происходит при уменьшении числа последовательных витков и при параллельном соединении индуктивностей.

Из рис. 3.2 видно, что переход к тороидальному резонатору можно представить удалением диэлектрика из дискового конденсатора и параллельным подключением к нему бесконечного числа одновитковых индуктивностей. На рис. 3.3 показан аналогичный переход к цилиндрическому резонатору путем увеличения расстояния между обкладками конденсатора, уменьшения длины проводников индуктивностей и их параллельного соединения до образования сплошной цилиндрической поверхности.

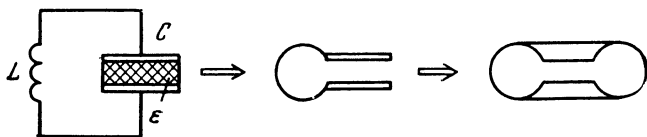


Рис. 3.2. К пояснению перехода от контура к тороидальному резонатору

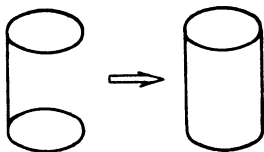


Рис. 3.3. К пояснению перехода от контура к цилиндрическому резонатору

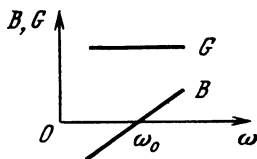


Рис. 3.4. Частотные характеристики активной и реактивной проводимостей параллельного контура

Объемные резонаторы имеют жесткую конструкцию, просты в изготовлении и удобны в эксплуатации. Они обладают значительно более высокими собственными добротностями, чем радиотехнические контура, так как в них отсутствуют потери на излучение, а потери в металле снижают нанесением тонкого слоя высокопроводящего покрытия на внутренней поверхности резонатора.

Определение индуктивности и емкости объемного резонатора затруднительно, особенно в том случае, когда электрические и магнитные силовые линии рассредоточены по всему объему резонатора. Индуктивность и емкость резонатора обычно и не определяют, так как нет особой необходимости в их отдельном рассмотрении. Основные параметры резонатора могут быть выражены через активные и реактивные элементы, которые можно измерить или рассчитать. Рассмотрим это на примере эквивалентной схемы в виде параллельного контура* (рис. 3.1, а).

Полная проводимость резонатора включает активную и реактивную составляющие, т. е. $Y = G + jB$. Нетрудно измерить зависимость реактивной проводимости от частоты. Для параллельного контура она должна соответствовать выражению $B = \omega C - 1/(\omega L)$ и иметь вид, показанный на рис. 3.4.

Отметим, что реактивная проводимость проходит через нуль на резонансной частоте. Активная проводимость параллельного контура от частоты не зависит. Отсюда следует, что если имеется такая неоднородность, у которой зависимость реактивной проводимости от частоты проходит через нуль с положительным наклоном и активная проводимость при этом не изменяется в некотором интервале частот, то рассматриваемая неоднородность может быть представлена в виде параллельного контура.

* Заметим, что параллельный контур удобен и при рассмотрении взаимодействия электронного потока, пронизывающего резонатор, с электромагнитным полем резонатора.

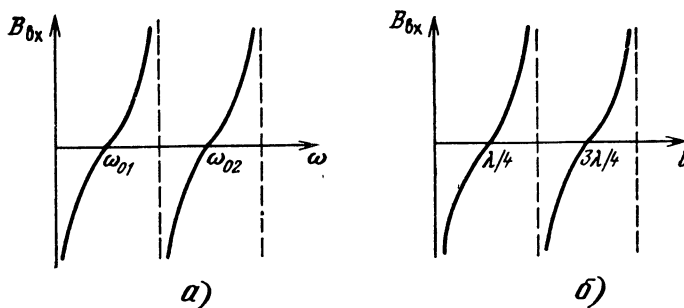


Рис. 3.5. Входная реактивность закороченного отрезка передающей линии в зависимости от частоты (а) и длины линии (б)

Покажем, что этим свойством обладают закороченные отрезки передающих линий. Обратимся к формуле (1.2), от которой перейдем к входной проводимости

$$Y_{\text{вх}} = 1/Z_{\text{вх}} = -j/(Z_{\text{в}}) \operatorname{ctg}(2\pi l/\lambda) = jB_{\text{вх}},$$

т. е. $G_{\text{вх}} = 0$, а

$$B_{\text{вх}} = -Y_{\text{в}} \operatorname{ctg}(\omega l/c), \quad (3.4)$$

так как $Y_{\text{в}} = 1/Z_{\text{в}}$, а $\omega = 2\pi f$ и $\lambda = c/f$.

Реактивная проводимость, определяемая выражением (3.4), представлена на рис. 3.5 в зависимости от частоты (рис. 3.5, а) и длины отрезка (рис. 3.5, б). Из кривой $B_{\text{вх}}(l)$ видно, что резонанс наступает при длине отрезка линии, кратной четверти длины волны, т. е. $l_{\text{рез}} = \lambda(2p+1)/4$, где $p = 0, 1, 2, \dots$ Такой резонатор называют *четвертьволновым*.

Нетрудно показать, что отрезок линии передачи, закороченный с двух сторон, является *полуволновым резонатором*. Действительно, в любом сечении ab (рис. 3.6, а) сумма реактивных про-

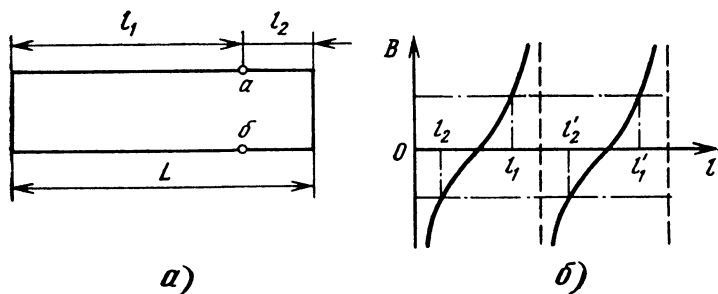


Рис. 3.6. Полуволновый резонатор (а) и его реактивность (б)

водимостей $B_1 + B_2$ на входе обоих отрезков линии, расположенных слева и справа от сечения ab , должна быть равна нулю, т. е. $B_1 = -B_2$ при $l_1 + l_2 = p\lambda/2$, как это видно из кривых на рис. 3.6, б. Таким образом, $L_{\text{рез}} = p\lambda/2$, где $p = 1, 2, 3, \dots$. Полуволновые резонаторы на основе прямоугольного и круглого волноводов или коаксиальных и полосковых линий широко используются в технике СВЧ.

Целое число p определяет число полуволн, укладывающихся между закороченными стенками, и используется для обозначения номера вида колебаний в резонаторе. Колебания в полуволновых резонаторах имеют вид стоячих волн, и номер p определяет число вариаций поля вдоль оси z . Заметим, что при рассмотрении волн в волноводах мы называли их «типами волн», и это понятие относилось в основном к бегущим волнам. Стоячие волны в резонаторах будем называть «видами колебаний». Таким образом, из волн может быть получено множество видов колебаний, отличающихся числом полуволн. Конкретные виды колебаний рассмотрим позже при изучении волноводных резонаторов.

Перейдем к рассмотрению параметров нагруженных резонаторов, т. е. резонаторов, включенных в линию передачи. Возможны два варианта включения: «на проход» (рис. 3.7, а) и «на отражение» (рис. 3.7, б). В первом случае резонатор связан с линиями передачи на входе и выходе, т. е. с двумя нагрузками H_1 и H_2 (рис. 3.7, в), во втором случае имеется один элемент связи с одной нагрузкой H (рис. 3.7, г). Нагруженная добротность резонатора определяется выражением $Q_n = 2\pi W_{\text{нак}} / (W_{\text{рас полн}})_T$, где $W_{\text{нак}}$ — накопленная энергия; $(W_{\text{рас полн}})_T$ — энергия, рассеянная за период колебаний в резонаторе и нагрузке, т. е. $(W_{\text{рас полн}})_T = (W_{\text{рас рез}})_T + (W_{\text{рас нагр}})_T$.

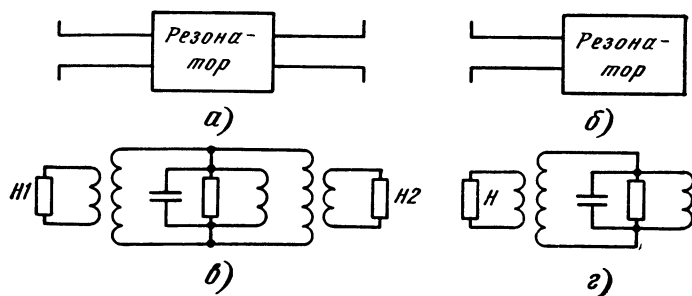


Рис. 3.7. Варианты включения резонаторов в линию передачи

Поскольку собственная и внешняя добротности определяются выражениями $Q_0 = 2\pi W_{\text{нак}} / (W_{\text{рас рез}})_T$ и $Q_{\text{вн}} = 2\pi W_{\text{нак}} / (W_{\text{рас нагр}})_T$, то для резонатора, включенного на отражение, получим $1/Q_{\text{н}} = 1/Q_0 + 1/Q_{\text{вн}}$, т. е. $Q_{\text{н}} = Q_0 Q_{\text{вн}} / (Q_0 + Q_{\text{вн}})$, а для резонатора, включенного на проход, $1/Q_{\text{н}} = 1/Q_0 + 1/Q_{\text{вх}} + 1/Q_{\text{вых}}$, где $Q_{\text{вх}}$ и $Q_{\text{вых}}$ — внешние добротности, определяемые рассеянием энергии во входной и выходной нагрузках. Если степень связи на входе и выходе одинакова, $Q_{\text{вх}} = Q_{\text{вых}} = Q_{\text{вн}}$ и $Q_{\text{н}} = Q_0 Q_{\text{вн}} / (2Q_0 + Q_{\text{вн}})$.

Заметим, что $Q_{\text{н}}$ всегда меньше Q_0 и $Q_{\text{вн}}$, а соотношение между Q_0 и $Q_{\text{вн}}$ может быть любым и определяет, какая доля энергии рассеивается в резонаторе и нагрузке, так как $Q_0/Q_{\text{вн}} = W_{\text{рас нагр}}/W_{\text{рас рез}}$. Поэтому отношение $Q_0/Q_{\text{вн}}$ характеризует степень связи резонатора с нагрузкой и определяет *контурный КПД*

$$\eta_k = W_{\text{рас нагр}} / W_{\text{рас полн}} = Q_{\text{н}} / Q_{\text{вн}} = Q_0 / (Q_0 + Q_{\text{вн}}). \quad (3.5)$$

Если $Q_0 < Q_{\text{вн}}$, то энергия, рассеиваемая в резонаторе, превышает энергию, передаваемую в линию передачи, и $\eta_k < 0,5$, т. е. меньше 50%. Этот режим называют *режимом недосвязи* или *слабой связи*. В том случае, когда $Q_0 > Q_{\text{вн}}$, энергия, передаваемая в нагрузку, превышает энергию, рассеиваемую в резонаторе, и связь оказывается сильной. Это *режим пересвязи*, при котором $\eta_k > 50\%$.

Режим пересвязи используется в генераторах и резонансных усилителях, а режим недосвязи — при создании волномеров, так как при одинаковой собственной добротности резонатор с большей внешней добротностью имеет более высокую нагруженную добротность и более острую резонансную кривую. Это обеспечивает высокую разрешающую способность при измерении частоты.

Резонансная кривая резонатора, включенного на проход, в виде зависимости прошедшей мощности ($P_{\text{прош}}$) от частоты при

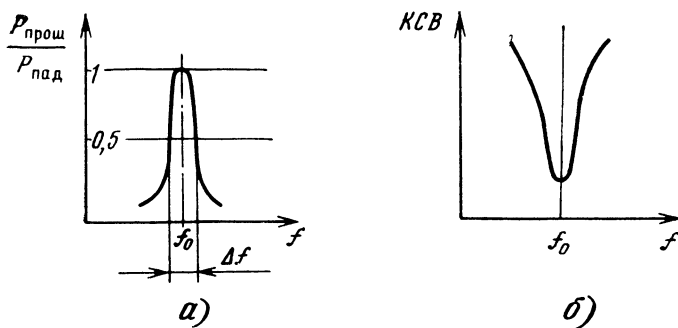


Рис. 3.8. Резонансные кривые резонаторов, включенных «на проход» (а) и «на отражение» (б)

неизменной мощности входного сигнала ($P_{\text{пад}}$) показана на рис. 3.8, а, а резонансная кривая резонатора с одним элементом связи в виде зависимости КСВ от частоты представлена на рис. 3.8, б. Ширина резонансной кривой обратно пропорциональна нагруженной добротности согласно известному выражению $Q_n = f_0/\Delta f$, где Δf — ширина резонансной кривой по уровню половинной мощности (рис. 3.8, а).

3.2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ И ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗОНАТОРОВ

Коаксиальные резонаторы. Сначала рассмотрим полуволновый коаксиальный резонатор с видами колебаний, соответствующими стоячим волнам типа T . На рис. 3.9 приведена структура поля вида колебаний, имеющего четыре вариации вдоль оси z . Резонатор может перестраиваться короткозамыкающим поршнем, изображенным на рисунке. Там же показан петлевой элемент связи резонатора с линией передачи, в которой регистрируются резонансы.

При перемещении поршня на полволны снова наступает резонанс на данной частоте, но для другого вида колебаний. Так, при длине резонатора L_4 наблюдается резонанс, соответствующий виду колебаний с номером $p=4$, а при L_3 возникает резонанс на виде колебаний с $p=3$ (рис. 3.9). Поскольку $L_4 - L_3 = \lambda/2$, такое устройство можно использовать в качестве двухотсчетного волномера. Фиксируя положения поршня, соответствующие двум соседним резонансам, измеряют длину волны, так как $\lambda = 2(L_p - L_{p-1})$. Такой волномер называют абсолютным, так как он не нуждается в градуировке, поскольку длина волны типа T в коаксиальной ли-

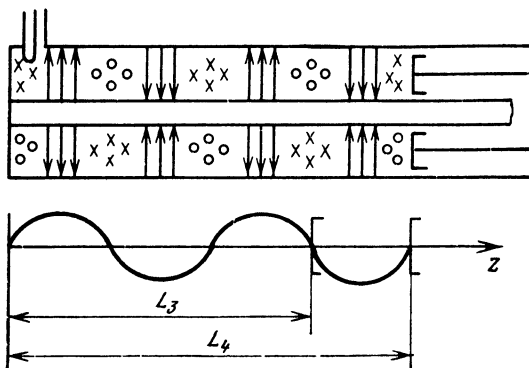


Рис. 3.9. Перестраиваемый полуволновый коаксиальный резонатор

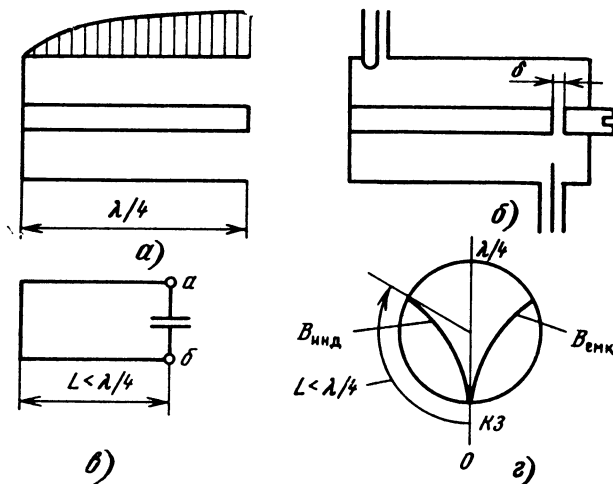


Рис. 3.10. К рассмотрению коаксиальных резонаторов четвертьволнового типа

нии без диэлектрика соответствует длине волны в свободном пространстве, т. е. измеряемой длине волны.

Четвертьволновый коаксиальный резонатор, изображенный на рис. 3.10, а, неудобен в эксплуатации, так как имеет открытый конец коаксиала. Вместо него используются резонаторы, нагруженные на реактивности. Одним из вариантов является резонатор, близкий к четвертьволновому, нагруженный на емкость (рис. 3.10, б). Емкостный зазор δ оказывает укорачивающее действие на длину коаксиальной части резонатора. Это нетрудно показать, анализируя эквивалентную схему с помощью круговой диаграммы (рис. 3.10, в, г). Для компенсации емкостной проводимости входная проводимость линии должна иметь индуктивный характер, т. е. $B_{аб} = B_{инд} = -B_{емк}$. Из круговой диаграммы видно, что это обеспечивается с помощью короткозамкнутого отрезка коаксиальной линии длиной менее четверти длины волны.

Поэтому коаксиальный резонатор, нагруженный на емкость, имеет малые габаритные размеры. Его перестройка при использовании в качестве волномера возможна путем изменения емкостного зазора δ . Заметим, что такой волномер нуждается в градуировке, т. е. для измерения длины волны необходимо знать зависимость резонансной длины волны от зазора δ . Для градуировки, как правило, используется абсолютный двухотсчетный волномер на основе полуволнового резонатора.

Резонаторы на полосковых линиях. В ПЛ удобны полуволновые резонаторы, разомкнутые с обеих сторон (рис. 3.11, а) или

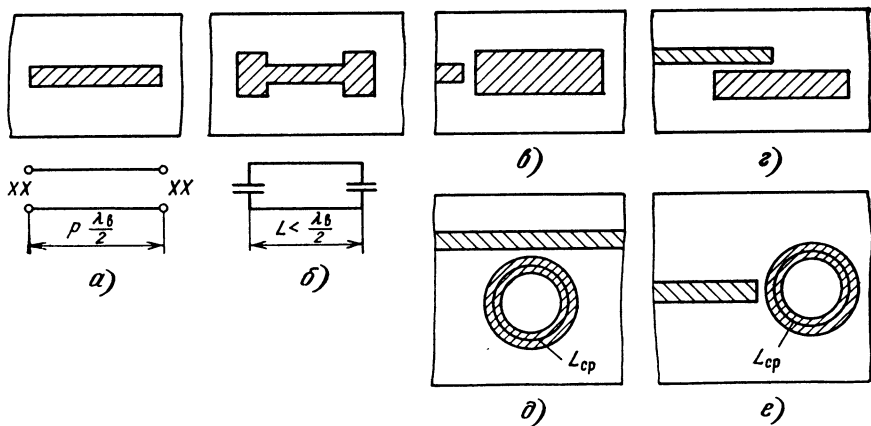


Рис. 3.11. Резонаторы на отрезках полосковых линий и способы их возбуждения

нагруженные на укорачивающие емкости (рис. 3.11, б). При расчете резонаторов на ПЛ необходимо учитывать эффективную диэлектрическую проницаемость, т. е.

$$L_{\text{рез}} = p\lambda / (2\sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}). \quad (3.6)$$

Заметим, что полуволновый полосковый резонатор можно использовать для определения значения $\epsilon_{\text{эф}}$ согласно (3.6) через измеренную резонансную длину волны λ_0 и число полуволн p .

Включение полоскового резонатора во внешнюю ПЛ осуществляется при помощи сосредоточенной *емкостной* (рис. 3.11, в) или *распределенной* электромагнитной (рис. 3.11, г) связи. Механическая перестройка полоскового резонатора затруднена. Дискретная перестройка возможна путем срезания части полоскового проводника или пайки одного за другим малых отрезков, изменяющих длину резонатора. Более удобной является электрическая перестройка за счет включения в резонаторы варикапов, т. е. полупроводниковых диодов, емкость которых зависит от приложенного напряжения. При этом осуществляется плавная перестройка резонансной частоты.

Среди полосковых резонаторов находят применение кольцевые резонаторы (рис. 3.11, д, е). Резонанс происходит при синфазном сложении вращающихся волн, когда $L_{\text{ср}} = p\lambda_v$, где $p = 1, 2, 3, \dots$ — число волноводных длин волн λ_v , укладываемых вдоль средней окружности кольца $L_{\text{ср}}$.

Кольцевой резонатор может работать в режиме бегущей волны, когда он включен в ПЛ как направленный ответвитель (рис. 3.11, д), или в режиме стоячей волны при возбуждении двух волн, вращающихся в разные стороны, что происходит при включении резонатора так, как показано на рис. 3.11, е.

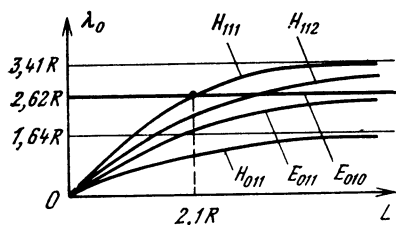


Рис. 3.12. Семейство характеристик резонансных длин волн различных видов колебаний в цилиндрических резонаторах

Волноводные резонаторы. Из волноводных резонаторов наибольшее применение получили *цилиндрические полуволновые резонаторы*. Резонансные длины волн различных видов колебаний в волноводных резонаторах определяются равенством

$$\lambda_0 = 1/\sqrt{(p/2L)^2 + 1/\lambda_{кр}^2}, \quad (3.7)$$

которое получено из выражений $L = p\lambda_b/2$ и $\lambda_b = \lambda/\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}$.

Из (3.7) видно, что при $p=0$ резонансная длина волны $\lambda_0 = \lambda_{кр}$ и не зависит от длины резонатора L , а при $p \neq 0$ значение λ_0 возрастает с увеличением L , стремясь к критической длине волны данного типа. На рис. 3.12 представлено семейство кривых $\lambda_0(L)$, построенных по (3.7) для пяти видов колебаний, соответствующих волнам H_{11} , E_{01} и H_{01} круглого волновода. Критические длины волн, отложенные по оси ординат, соответствуют рис. 1.21.

В отличие от типов волн виды колебаний характеризуются тремя индексами и обозначаются как E_{nlp} и H_{nlp} . При $p=0$ вариации поля вдоль оси резонатора отсутствуют. Это возможно лишь для видов E_{nlp} , имеющих поперечное магнитное поле. Структура поля вида колебаний E_{010} в цилиндрическом резонаторе показана на рис. 3.13, а. Она соответствует структуре поля волны типа E_{01} в круглом волноводе на критической длине волны, когда волноводная длина волны стремится к бесконечности ($\lambda_b \rightarrow \infty$).

Для волн с продольными магнитными полями $p \neq 0$, так как магнитные силовые линии должны быть замкнутыми. Структуры полей видов колебаний E_{011} , H_{111} , H_{112} и H_{011} показаны на рис. 3.13, б—д. Они имеют вид стоячих волн, у которых число полуволн вдоль оси цилиндрического резонатора соответствует третьему индексу. Низшими видами колебаний, у которых резонансная длина волны наибольшая, являются E_{010} при длине резонатора меньше его диаметра и H_{111} при длине резонатора более $2.1R$.

Цилиндрический резонатор с видом колебаний E_{010} , имеющим чисто продольное электрическое поле, используется в генераторах и усилителях с продольным электронным потоком. Перестройка частоты обеспечивается элементами, вводимыми в боковую стенку

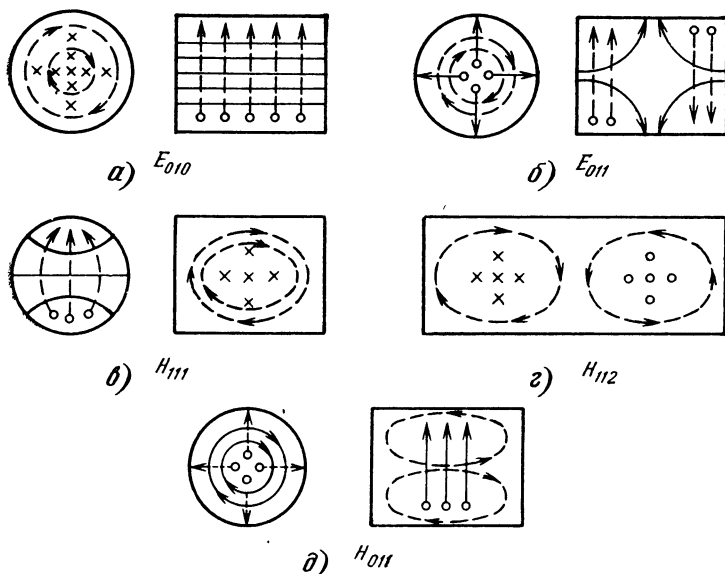


Рис. 3.13. Структуры полей различных видов колебаний в цилиндрических резонаторах

резонатора, воздействующим на магнитные силовые линии (индуктивная настройка). Резонаторы с видами колебаний H_{11p} и H_{01p} используются в волномерах, где для перестройки частоты применяются короткозамыкающие поршни. На высоких частотах, например в миллиметровом диапазоне волн, более высокими добротностями обладают резонаторы с видами колебаний H_{01p} , поскольку потери на волне H_{01} в круглом волноводе уменьшаются с ростом частоты. Кроме того, при использовании вида H_{01p} не нужен дроссельный поршень, так как токи в стенке и на торцах резонатора чисто кольцевые и на них не влияет зазор между поршнем и боковой стенкой резонатора. Это также способствует увеличению собственной и соответственно нагруженной добротности.

Волномеры на основе цилиндрических резонаторов нуждаются в градуировке, так как $\lambda_b \neq \lambda$, и градуировочные кривые фактически воспроизводят зависимости $\lambda_b(\lambda)$.

Возбуждение цилиндрического резонатора на соответствующем виде колебаний осуществляется теми же способами, что и возбуждение круглого волновода от прямоугольного или от другой линии передачи. Возбуждающие элементы (штыри, петли или отверстия) соответствуют устройствам, показанным на рис. 1.25—

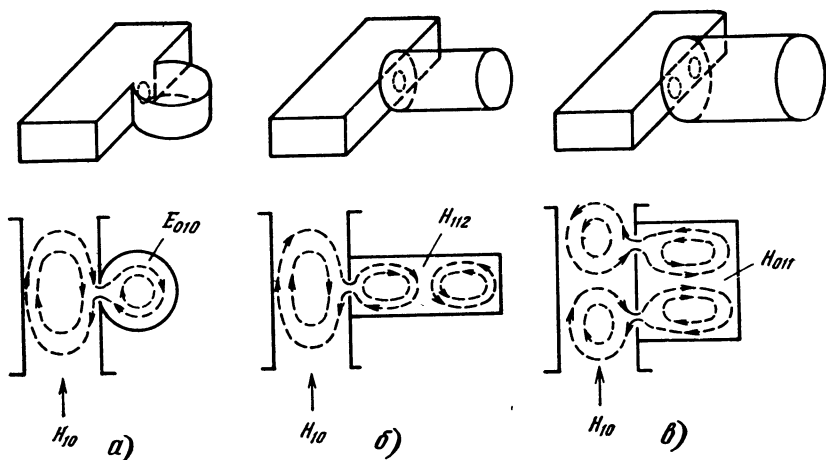


Рис. 3.14. Способы возбуждения видов колебаний E_{010} (а), H_{11p} (б) и H_{01p} (в) в цилиндрическом резонаторе от волны H_{10} в ПВ

1.27. Степень связи зависит от размера возбуждающего элемента. Некоторые способы возбуждения видов колебаний E_{010} , H_{11p} и H_{01p} в цилиндрическом резонаторе через отверстия в прямоугольном волноводе с волной H_{10} показаны на рис. 3.14.

Резонаторы на основе прямоугольного волновода являются призматическими (рис. 3.15, а). В них возможны виды колебаний H_{mnp} и E_{mnp} , резонансные длины волн которых определяются выражением

$$\lambda_0 = 2/\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (p/L)^2}, \quad (3.8)$$

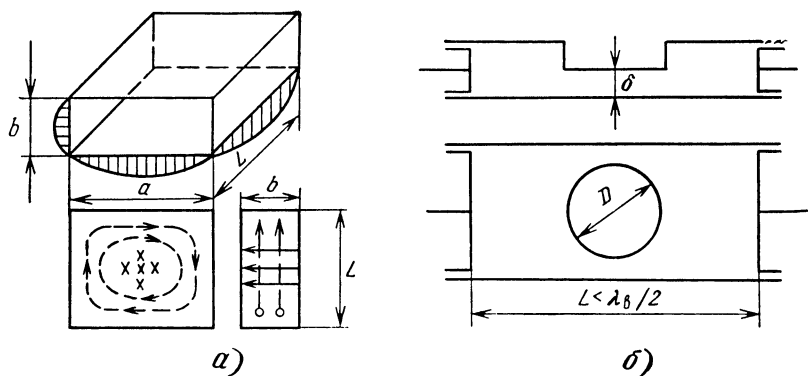


Рис. 3.15. Полуволновый призматический резонатор (а) и перестраиваемый резонатор, нагруженный на емкость (б)

полученным из (3.7) и (1.15). Из (3.8) видно, что при равенстве размеров различные виды колебаний могут иметь одинаковые резонансные длины волн. Такие виды колебаний называют *вырожденными*. Возбуждающие устройства, по-разному воздействующие на структуры полей различных видов колебаний, могут снимать вырождения, особенно при сильной связи. Обычно стремятся к улучшению разделения видов колебаний по частоте, отстраивая мешающие виды колебаний.

На рис. 3.15,б представлен перестраиваемый призматический резонатор, нагруженный на емкость. Значение емкости, оказывающей укорачивающее действие, определяется зазором δ и диаметром цилиндрического выступа D . Резонаторы такого типа используются в отражательных клистродах и обеспечивают перестройку частоты более октавы. Заметим, что в клистродах и магнетронах применяются также резонаторные системы более сложной формы, которые будут рассмотрены при изучении соответствующих электронных приборов.

Диэлектрические резонаторы. Диэлектрические резонаторы изготавливаются в основном в виде шайб из материалов с высокими диэлектрическими проницаемостями и малыми диэлектрическими потерями. Такими свойствами обладают, например, титанат бария ($\epsilon \approx 40$) или рутил ($\epsilon \approx 100$). В качестве рабочего вида колебаний используется вид H_{011} , структура электромагнитного поля которого показана на рис. 3.16. Этот вид колебаний аналогичен виду H_{011} в полом цилиндрическом резонаторе с металлическими стенками. Имея малые потери, он и в диэлектрическом резонаторе обеспечивает высокие значения собственных добротностей, а линейные размеры резонатора уменьшаются в $\sqrt{\epsilon}$ раз. Поэтому диэлектрические резонаторы оказываются малогабаритными и удобны для использования в полосковых и микрополосковых линиях в качестве стабилизирующих резонаторов, а также для

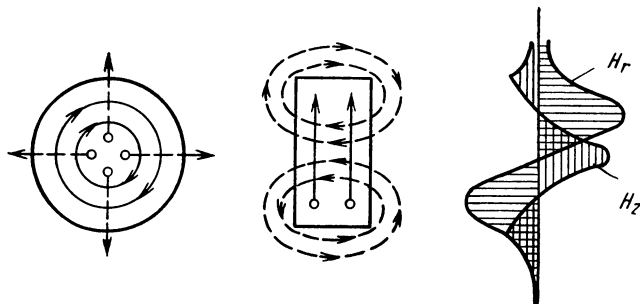


Рис. 3.16. Диэлектрический резонатор с видом колебаний H_{011}

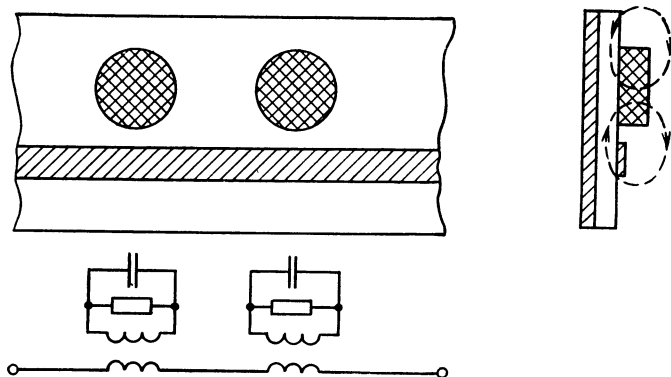


Рис. 3.17. Полосковый фильтр типа цепочки связанных диэлектрических резонаторов

создания *фильтров* на основе *цепочек связанных резонаторов* (рис. 3.17).

Недостатком диэлектрического резонатора является зависимость диэлектрической проницаемости от температуры, что приводит к температурной нестабильности частоты. Особенно это относится к резонатору из рутила, в котором температурные уходы частоты на два порядка выше, чем в резонаторе из титаната бария.

3.3 ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ, ИХ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Линии передачи, в которых фазовая скорость меньше скорости света в свободном пространстве, называют *замедляющими системами* (ЗС). К ЗС можно отнести и линии передачи с поверхностными волнами, в частности ВПВ. Однако замедление фазовой скорости в них невелико и поэтому в качестве ЗС ВПВ не используются. Типичные ЗС создаются на основе периодических структур, в которых обеспечиваются большие коэффициенты замедления, определяемые отношением скорости света c к фазовой скорости волны, распространяющейся вдоль ЗС, т. е.

$$K_{\text{зам}} = c/v_{\text{ф}}. \quad (3.9)$$

В отличие от регулярных передающих линий периодические структуры состоят из последовательности дискретных ячеек, образующих пространственную периодичность. Примерами таких структур являются гребенчатые и встречно-штыревые системы (рис. 3.18). К ним также относятся ЗС спирального типа и це-

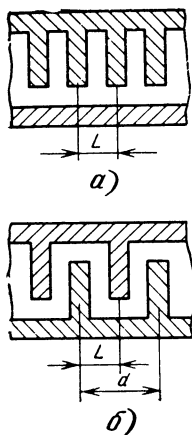


Рис. 3.18. Гребенчатая (а) и встречно-штыревая (б) замедляющие системы

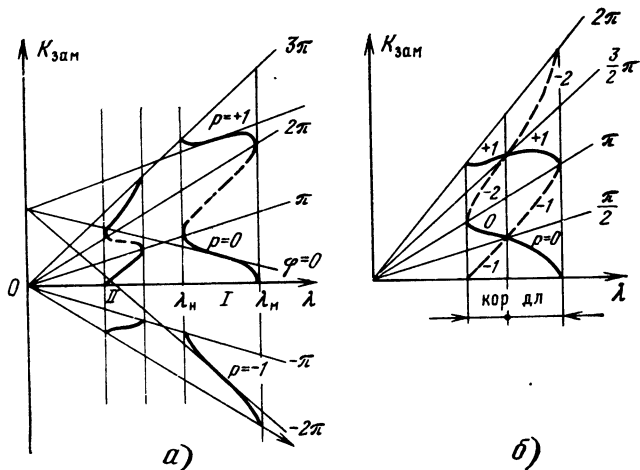


Рис. 3.19. Дисперсионные характеристики замедляющих систем

почки связанных резонаторов. Расстояние между ячейками называют *шагом* системы L , который может не совпадать с *пространственным периодом* d . В многоступенчатых системах период d в несколько раз превышает шаг системы. Так, на рис. 3.18, а показана *одноступенчатая* ЗС, а на рис. 3.18, б — *двухступенчатая*.

Фазовая скорость электромагнитных колебаний в ЗС определяет фазовый сдвиг между колебаниями в соседних ячейках

$$\varphi = \omega L / v_{\phi} = \beta L, \quad (3.10)$$

где $\beta = 2\pi / \lambda_{\text{зам}}$; $v_{\phi} = f \lambda_{\text{зам}}$; $\lambda_{\text{зам}}$ — длина волны в ЗС, аналогичная $\lambda_{\text{в}}$ в волноводе. Отметим, что приведенные выражения соответствуют формулам (1.5) — (1.7). Используя (3.10), нетрудно показать, что

$$K_{\text{зам}} = \lambda / \lambda_{\text{зам}} = \varphi \lambda / (2\pi L). \quad (3.11)$$

Выражение (3.11) удобно использовать для построения *дисперсионных характеристик* ЗС в виде зависимостей $K_{\text{зам}}(\lambda)$. При этом необходимо знать, как изменяется фазовый сдвиг φ при изменении частоты или длины волны. Если $\varphi = \text{const}$, то зависимость $K_{\text{зам}}(\lambda)$ линейна. Таким образом, прямые, выходящие из начала осей координат $K_{\text{зам}}$ и λ , являются линиями постоянных φ . На рис. 3.19 показаны линии $\varphi = \pm\pi$; $\pm 2\pi$... Линия $\varphi = 0$ совпадает с осью абсцисс.

Дисперсионные характеристики ЗС строятся на основании зависимостей $v_{\phi}(f)$ или $K_{\text{зам}}(\lambda)$, так как $v_{\phi}=c/K_{\text{зам}}$, а $f=c/\lambda$. Они могут быть рассчитаны или измерены. В общем случае ЗС обладают свойствами полосно-пропускающих и полосно-запирающих фильтров. На рис. 3.19 показаны типичные дисперсионные характеристики ЗС в различных полосах пропускания I и II, между которыми находится полоса непропускания. Полоса пропускания с наибольшими длинами волн называется *низшей*. Она обозначена через I на рис. 3.19, а. За длинноволновой границей низшей полосы пропускания (при $\lambda > \lambda_m$) находится область отсечки. В коротковолновой области возможно бесконечное число *высших* полос пропускания.

В периодической системе электромагнитное поле имеет более сложную структуру, чем в регулярном волноводе. Оно не может быть представлено одной волной, а в общем случае выражается суммой бесконечного ряда *прямых* и *обратных* волн, называемых *пространственными гармониками*. Математически пространственные гармоники появляются в результате разложения периодического несинусоидального движущегося поля в ряд Фурье, каждое слагаемое которого является гармонической (синусоидальной) функцией, характеризующейся своей амплитудой, длиной волны и фазовой скоростью.

Пространственные гармоники не существуют отдельно сами по себе. Они определяют общий волновой процесс, имеют одинаковые групповую скорость и частоту колебаний, а также связаны определенными соотношениями между амплитудами и фазовыми скоростями. Например, для фазовых сдвигов, определяемых выражением (3.10), справедливо соотношение

$$\varphi_p = \varphi_0 + 2\pi p/q, \quad (3.12)$$

где $p=0; \pm 1; \pm 2; \dots$ — номера пространственных гармоник; q — число ступеней ЗС.

Пространственные гармоники могут быть положительными (прямые волны) и отрицательными (обратные волны). Фазовые скорости прямых волн совпадают по направлению с групповой скоростью, а у обратных волн фазовые и групповая скорости противоположны. Для понимания того, как возникают в ЗС прямые и обратные волны, можно провести аналогию с бегущей рекламой, образованной неподвижными, но пульсирующими источниками света зажигаемыми в различные моменты времени. В зависимости от фазового сдвига между этими источниками можно изменять направление движения рекламы. Развивая такую аналогию, обратимся к ЗС. Рассмотрим рис. 3.20, где показана ЗС в виде цепочки связанных резонаторов. Из резонаторов «провисают» к оси ЗС электрические силовые линии, имеющие продольные компоненты E_z (рис. 3.20, а). Эпюры E_z для колебаний с фазовыми сдвигами $\varphi_1=\pi/2$ и $\varphi_2=3\pi/2$ показаны на рис. 3.20, б, в. Огибающие этих эпюр, изображенные непрерывными синусоидами, через четверть периода занимают положения синусоид, обозначенных штриховыми линиями. Итак, получается, что «реклама» эпюр при $\varphi_1=\pi/2$ «бежит» в по-

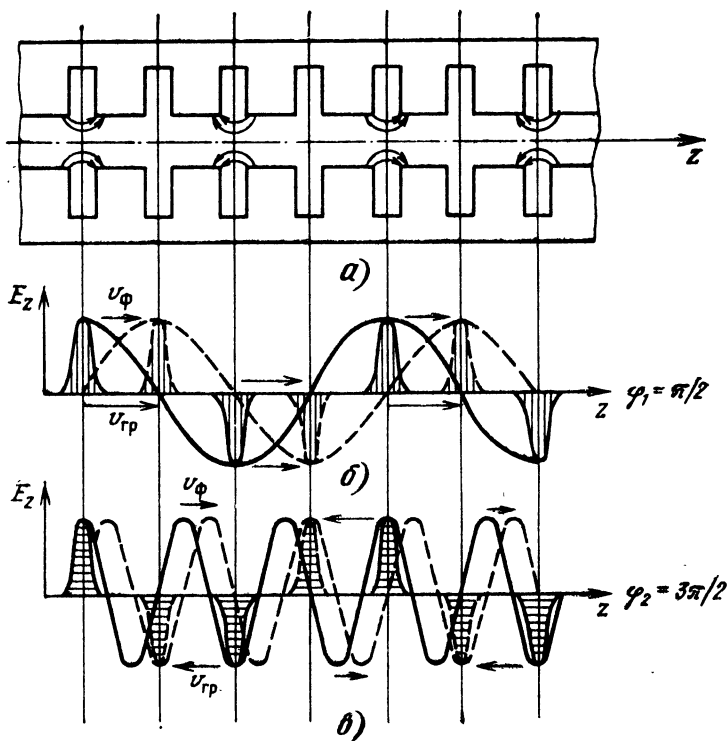


Рис. 3.20. К объяснению распространения прямых и обратных волн в замедляющей системе

ложительном направлении оси z , а при $\varphi_2 = 3\pi/2$ она перемещается в отрицательном направлении.

Возвращаясь к рассмотрению дисперсионных характеристик ЗС, представленных на рис. 3.19, отметим, что они состоят из отдельных участков, относящихся к различным пространственным гармоникам. Из (3.12) следует, что если в нижней полосе пропускания одноступенчатой ЗС для нулевой гармоники фазовый сдвиг находится в пределах $0 < \varphi_0 < \pi$, то для $p = +1$ будет $2\pi < \varphi_{+1} < 3\pi$, а для $p = -1$ $-2\pi < \varphi_{-1} < -\pi$. Это отражено на рис. 3.19,а. Для удобства изображения дисперсионных характеристик участки, соответствующие обратным волнам, зеркально переносят в положительную часть графика (где $K_{\text{зам}} > 0$) и представляют штриховыми линиями.

На рис. 3.19,б показана дисперсионная характеристика двухступенчатой ЗС в одной полосе пропускания, где в соответствии с (3.12) $0 < \varphi_0 < \pi$, $-\pi < \varphi_{-1} < 0$ и $\pi < \varphi_{+1} < 2\pi$. Эта характеристика состоит из двух ветвей, пересекающихся в углах $\varphi = \pi/2, 3\pi/2, \dots$. В точках пересечения полоса пропускания двухступенча-

той ЗС разделяется на длинноволновую и коротковолновую полосы. В первой полосе основной волной, имеющей наибольшую фазовую скорость, является прямая волна, во второй — обратная.

Замедляющие системы используются в основном в лампах бегущей и обратной волны, где электроны взаимодействуют с продольной составляющей электрического поля. Интенсивность такого взаимодействия зависит от параметра ЗС, называемого *сопротивлением связи*, которое определяется выражением

$$R_{св} = E_{zm}^2 / (2\beta^2 P). \quad (3.13)$$

Из (3.13) видно, что $R_{св}$ характеризует интенсивность амплитуды продольной составляющей напряженности электрического поля бегущей волны E_{zm} при заданном значении передаваемой по ЗС мощности P . Различные пространственные гармоники, имеющие свои амплитуды E_{zmp} и фазовые постоянные β_p , характеризуются различными сопротивлениями связи. С увеличением номера пространственной гармоники сопротивление связи падает и уменьшается интенсивность взаимодействия электронов с электромагнитным полем ЗС. Поэтому в качестве рабочих пространственных гармоник выбираются нулевая ($p=0$) или первая отрицательная ($p=-1$), а иногда и первая положительная ($p=+1$) гармоники.

Для согласования ЗС с линиями передачи на входе и выходе используются волновые сопротивления. *Волновое сопротивление* тоже является параметром ЗС, но в отличие от сопротивления связи определяется через поперечную (а не продольную) компоненту напряженности высокочастотного электрического поля. При этом рассматривается суммарное электромагнитное поле, а не отдельные пространственные гармоники.

Волновые сопротивления ЗС и связанных с ними внешних линий передачи могут существенно отличаться. В этом случае для согласования используются трансформирующие устройства, аналогичные рассмотренным в § 2.2, в том числе и четвертьволновые трансформаторы. Заметим, что четвертьволновые трансформаторы, создаваемые на основе отрезков ЗС, являются малогабаритными, так как $\lambda_{зам} \ll \lambda$.

3.4. ОСНОВНЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Замедляющие системы спирального типа. Исторически первой и наиболее широко используемой является спиральная ЗС, изображенная на рис. 3.21. Для рассмотрения свойств спиральной ЗС представим, что она получена из волновода в виде одиночного металлического провода с поверхностной волной типа квази-Т.

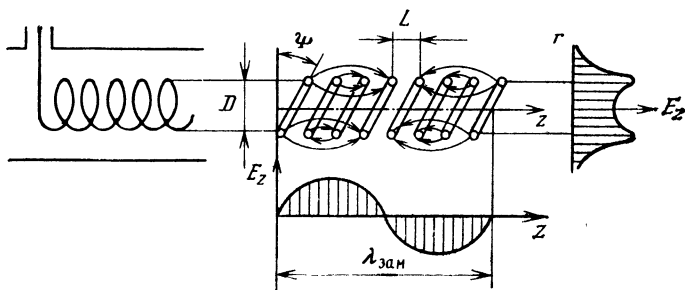


Рис. 3.21. Спиральная замедляющая система

При сворачивании проводника в спираль поперечные электрические силовые линии оказываются направленными вдоль оси спирали, а эпюры продольной компоненты напряженности электрического поля E_z экспоненциально убывают в открытом радиальном направлении. Максимум E_z имеет место на поверхности спирали диаметра D , а внутри спирали E_z уменьшается, проходя через минимум на оси спирали, как показано на рис. 3.21.

Волна квази- T , распространяющаяся по спирали со скоростью, близкой к скорости света, вдоль оси спирали движется с уменьшенной скоростью. Это уменьшение скорости определяется тем, на сколько шаг спирали L меньше длины ее витка $l = \sqrt{(\pi D)^2 + L^2}$. Поэтому коэффициент замедления спирали определяется выражением

$$K_{\text{зам}} = l/L \approx \pi D/L, \quad (3.14)$$

если $L \ll D$.

Дисперсионные характеристики спирали показаны на рис. 3.22, а. Заметим, что формула (3.14) применима к основной волне в спирали, т. е. к нулевой гармонике в нижней полосе пропускания. Она тем точнее, чем меньше угол намотки спирали Ψ и чем меньше фазовый сдвиг ϕ . Отметим также, что при малых значениях ϕ спираль на основной волне недисперсна. И вообще спираль является самой широкополосной системой. Со стороны длинных волн она не имеет отсечки и широко используется в длинноволновых ЛБВ. Ее сопротивление связи растет с увеличением длины волны, как это видно из рис. 3.22, б, где показаны диапазонные характеристики сопротивления связи на основных волнах в нижней и высшей полосах пропускания.

В коротковолновых приборах спираль не используется, ее размеры становятся слишком малыми и трудновыполнимыми, а при сохранении размеров и увеличении фазового сдвига умень-

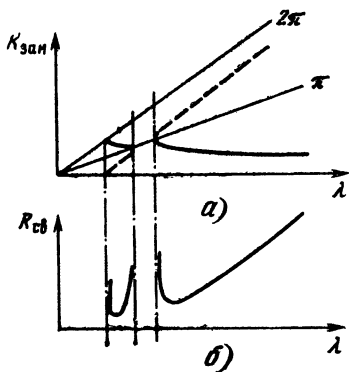


Рис. 3.22. Характеристики спиральной системы

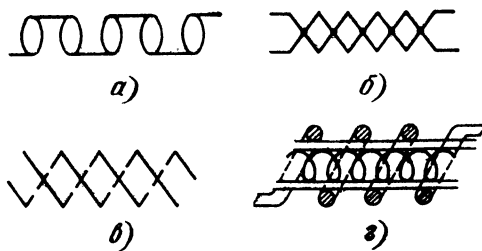


Рис. 3.23. Разновидности систем спирального типа

шается сопротивление связи и возрастает дисперсия. Однако в коротковолновой области спирали тоже находят применение. Поскольку в полосе не пропускания спираль излучает, она иногда используется в качестве антенны.

Спиральные ЗС имеют некоторые разновидности. К ним относится система типа *кольцо — стержень* (рис. 3.23, а), которую можно представить как аналог ЗС, состоящей из двух *встречно-намотанных* спиралей, вставленных одна в другую (рис. 3.23, б). за счет пересечения этих спиралей образуются кольца, соединенные последовательно в диаметрально противоположных точках.

Другой разновидностью являются *двухзаходные* (многозаходные) спирали, состоящие из нескольких спиралей с одинаковой намоткой витков (рис 3.23, в). На рис. 3.23, г показаны две спирали, вставленные одна в другую и имеющие различные диаметры. Это система *связанных* спиралей.

Рассматриваемые разновидности спиральных систем позволяют улучшить отдельные параметры ЗС, облегчать их изготовление и крепление. Последнее замечание в первую очередь относится к стержневым системам спирального типа. Стержневые ЗС используются в приборах с ленточными электронными потоками или в приборах со скрещенными полями, где электроны группируются в широкие «спицы» (см. гл. 9).

Стержневая спираль с витками прямоугольной формы показана на рис. 3.24, а. На рис. 3.24, б, в представлены *сдвоенные* спирали со встречной и согласной намотками витков. Стрелками показаны токи при синфазном возбуждении обеих спиралей. Из этих рисунков видно, что сдвоенная спираль со встречной намоткой витков соответствует системе типа замкнутых прямоугольников с перемычками (аналог системы типа *кольцо — стержень*), а при согласной намотке по перемычкам протекают встречные токи, т. е. перемычки не «работают» и могут быть удалены, после чего сдвоенная спираль превращается в двух-

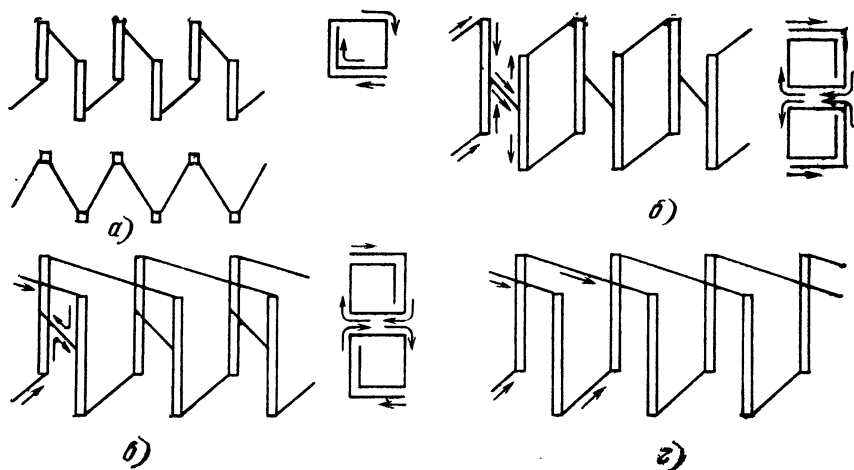


Рис. 3.24. Спиральные системы с витками прямоугольной формы

заходную (рис. 3.24,г). Это означает, что характеристики и параметры рассматриваемых систем-аналогов идентичны.

Еще одной разновидностью стержневой спирали является *меандровая линия*, т. е. плоская спираль (рис. 3.25,а). В отличие от обычной спирали меандровая линия является двухступенчатой ЗС и ее дисперсионная характеристика имеет две ветви, показанные на рис. 3.25,б. Прямоволновая ветвь, обозначенная цифрой 1, соответствует четному распределению напряженности E_z вдоль стержней, обратноволновая 2 — нечетному. Поэтому меандровая линия имеет более высокое сопротивление связи на прямой волне, ее называют прямоволновой системой и используют в ЛБВ, где электронный поток взаимодействует с прямой волной.

Для крепления меандра иногда применяют четвертьволновые дроссельные поддержки, изображенные на рис. 3.26,а. Дроссель-

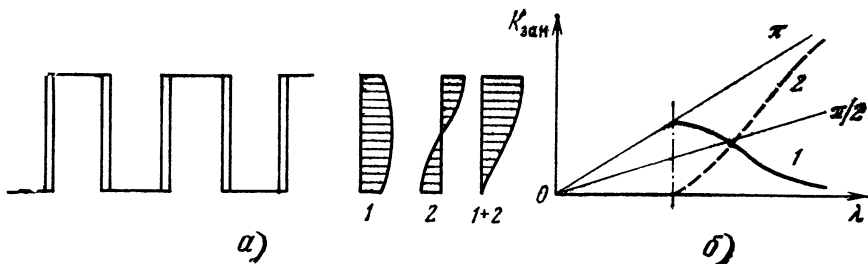


Рис. 3.25. Меандровая линия (а) и ее дисперсионная характеристика (б)

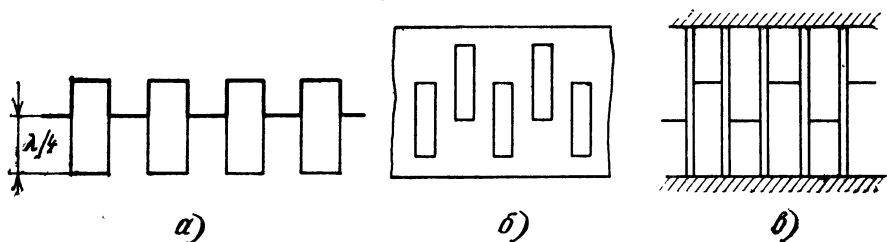


Рис. 3.26. Меандровые системы с дроссельными supports

ные поддержки в виде короткозамкнутых отрезков не шунтируют меандровую линию в некотором диапазоне частот, где поддержки близки к четвертьволновым. Меандр с двухсторонними дроссельными supports может быть изготовлен из листа с прямоугольными щелями, расположенными, как показано на рис. 3.26, б, или из стержней с перемычками, представленными на рис. 3.26, в. Дроссельные поддержки удобны не только для крепления меандра, но и для теплоотвода в том случае, когда ЗС используется в качестве анода мощного СВЧ-прибора. Стержни могут быть изготовлены в виде трубок для жидкостного охлаждения ЗС.

Представляют также интерес *плоские спирали*, изготовленные как полосковые линии. К ним относятся меандр и *зигзаг*, расположенные на диэлектрической подложке и показанные на рис. 3.27, а, б. В них к геометрическому замедлению добавляется уменьшение фазовой скорости за счет диэлектрика подложки в $\sqrt{\epsilon_{эф}}$ раз.

К плоским спиралям относятся еще и ЗС в виде *радиальных линий* с замедлением в радиальных направлениях. Это *разворачивающаяся спираль*, показанная на рис. 3.27, в, и *концентрические кольца с перемычками* (рис. 3.27, г), представляющие собой сдвоенные меандры, свернутые в полукольца (рис. 3.27, д). Коэффициент замедления в радиальном направлении определяется отношением длины окружности кольца или витка спирали к ее шагу Δr :

$$K_{зам} \approx 2\pi r \sqrt{\epsilon_{эф}} / \Delta r. \quad (3.15)$$

Для поддержания фазовой скорости или коэффициента замедления в радиальном направлении неизменными рассматриваемые ЗС должны иметь переменный шаг Δr увеличивающийся от центра к периферии ЗС пропорционально увеличению радиуса r , как это следует из (3.15).

Системы встречно-штыревого типа. Система встречных штырей, которую на первых порах называли системой «пальцы в пальцы» состоит из двух гребенок, вставленных одна в другую (рис. 3.18, б). При этом между гребенчатыми структурами образуется меандровый канал (*петляющий волновод*), по которому распространяется электромагнитная волна, замедленная вдоль оси ЗС за счет зигзагообразного движения.

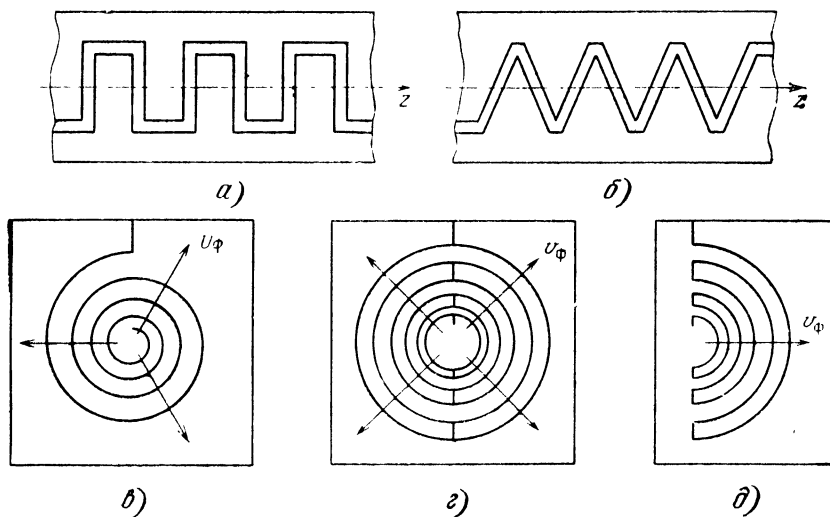


Рис. 3.27. Замедляющие системы полоскового типа

Система встречных штырей, как и меандровая линия, является двухступенчатой системой. Ее дисперсионная характеристика тоже состоит из двух ветвей, похожих на кривые, показанные на рис. 3.25, б, с той лишь разницей, что для встречно-штыревой системы четному распределению E_z вдоль штырей соответствует обратноволновая ветвь, обозначенная цифрой 2. В данном случае сопротивление связи на обратной волне выше, чем на прямой, дисперсию которой определяет кривая 1; соответствующая нечетному распределению E_z по штырям. Поэтому системы встречно-штыревого типа являются обратноволновыми и используются в лампах обратной волны.

Разновидностями ЗС встречно-штыревого типа являются упоминавшийся петляющий волновод, состоящий из встречных ламелей, а также стержневые или ламельные системы со связками, показанные на рис. 3.28.

Связки представляют собой двухпроводную линию, к которой подключены ламели или стержни, разбитые на две группы. Поскольку связки подключены к ламелям через одну, то одна группа состоит из нечетных ламелей, другая — из четных. То же самое относится и к стержням двух гребенок, вставленных одна в другую (см. рис. 3.18, б). Одна гребенка объединяет нечетные стержни, другая — четные.

На рис. 3.28, а показана ламельная система с двойными односторонними связками, на рис. 3.28, б — ламельная система с одинарными двухсторонними связками, а на рис. 3.28, в в двух проекциях изображена бугельная система с центральными связками в цилиндрическом варианте. Бугельная система со

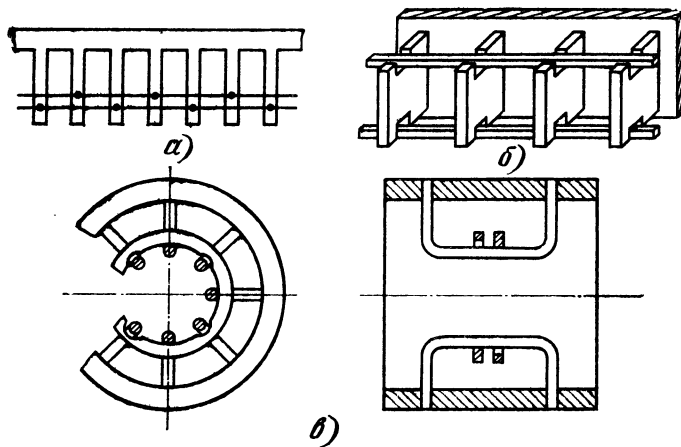


Рис. 3.28. Замедляющие системы со связками

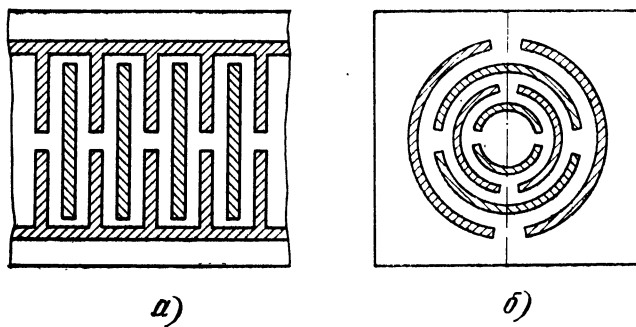


Рис. 3.29. Полосковые системы типа сдвоенных встречных штырей в линейном (а) и кольцевом (б) вариантах

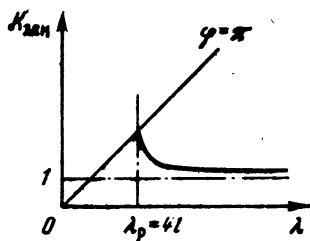


Рис. 3.30. Дисперсионная кривая гребенчатой системы

связками используется в усилителях обратной волны, называемых амплитронами (см. § 9.2), где бугели содержат каналы жидкостного охлаждения.

Системы типа встречных штырей могут быть нанесены на диэлектрические подложки, как и плоские спирали, показанные на рис. 3.27. Системы, изображенные на рис. 3.29, а, б, являются системами сдвоенных встречных штырей в линейном и кольцевом вариантах.

Системы типа цепочек связанных резонаторов. Системы типа цепочек связанных резонаторов (ЦСР) тоже имеют много разновидностей. Например, гребенчатую ЗС можно отнести к ЦСР, объединяющей четвертьволновые резонаторы. Обратившись к рис. 3.18, а, нетрудно объяснить вид дисперсионной кривой гребенчатой ЗС, показанной на рис. 3.30. Поскольку при четвертьволновом резонансе на входе каждого паза гребенки имеет место режим холостого хода, волна вдоль ЗС не распространяется. Поэтому резонансная длина волны λ_p определяет коротковолновую границу полосы пропускания гребенчатой ЗС. Рассматривая электрические силовые линии, провисающие в пространстве между гребенкой и подложкой (см. рис. 3.18, а), нетрудно убедиться в том, что связь между резонаторами через это пространство обеспечивает в резонансе противофазные колебания в соседних резонаторах, т. е. при $\lambda = \lambda_p$ $\varphi = \pi$. По мере увеличения длины волны относительная глубина паза гребенки l/λ уменьшается и гребенчатая система приближается к волноводу с поверхностной волной, фазовая скорость которой близка к скорости света, а коэффициент замедления немного больше единицы. Из дисперсионной характеристики гребенчатой ЗС (рис. 3.30) видно, что основным недостатком гребенки является крутая дисперсия при $K_{зам} \gg 1$.

Другой разновидностью ЦСР является система, состоящая из цилиндрических резонаторов. Нетрудно представить, что в низшей полосе пропускания такой ЗС в резонаторах возбуждаются колебания вида E_{010} с различными фазовыми сдвигами между соседними резонаторами. На рис. 3.31 показаны два крайних случая: $\varphi = 0$ (рис. 3.31, а) и $\varphi = \pi$ (рис. 3.31, б). Связь между резо-

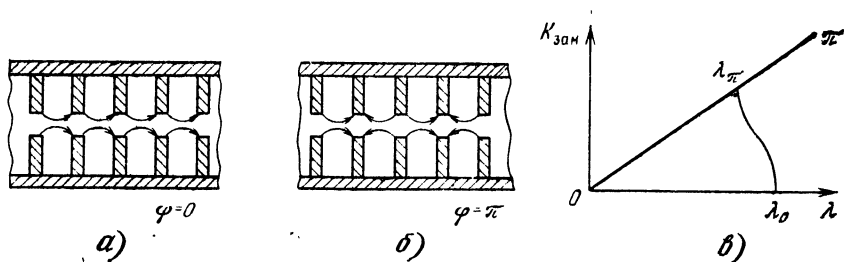


Рис. 3.31. Электрическое поле в системе ЦСР при $\varphi = 0$ (а), $\varphi = \pi$ (б) и дисперсионная кривая (в)

наторами осуществляется через центральный канал, где электрическое поле наиболее интенсивно. Таким образом, имеет место емкостная связь, которая при $\varphi = \pi$ ослабляется, поскольку электрические силовые линии, провисающие из соседних резонаторов, имеют противоположное направление. Уменьшение емкости при $\varphi = \pi$ приводит к тому, что $\lambda_n < \lambda_0$ и дисперсионная кривая имеет вид, показанный на рис. 3.31, в. Дисперсия такой ЦСР довольно крутая, и эта ЗС используется только в узкополосных усилителях прямой волны.

Наиболее распространенной ЗС типа ЦСР является система с магнитной связью между резонаторами (рис. 3.32, а). Здесь помимо центрального канала, который используется для взаимодействия продольного электрического поля с электронным потоком, имеются щели связи в области магнитных силовых линий. Щели магнитной связи нарушают радиальную симметрию электромагнитного поля относительно оси ЗС, и для ее восстановления щели сдвигают в диаметрально противоположные участки от резонатора к резонатору. Таким образом, расположение щелей связи напоминает петлюющий волновод. При этом ЗС становится двухступенчатой и приобретает свойства встречно-штыревых систем. Поэтому рассматриваемая ЦСР является обратноволновой. Ее дисперсионная характеристика изображена на рис. 3.32, б, из которого видно, что на первой положительной пространственной гармонике ($p = +1$) такая ЦСР обладает слабой дисперсией в значительной части полосы пропускания. Именно эта гармоника используется для взаимодействия в ЛБВ с ЗС типа ЦСР с магнитной связью.

Заканчивая рассмотрение разновидностей ЗС, отметим, что к системам типа ЦСР относятся и многорезонаторные системы,

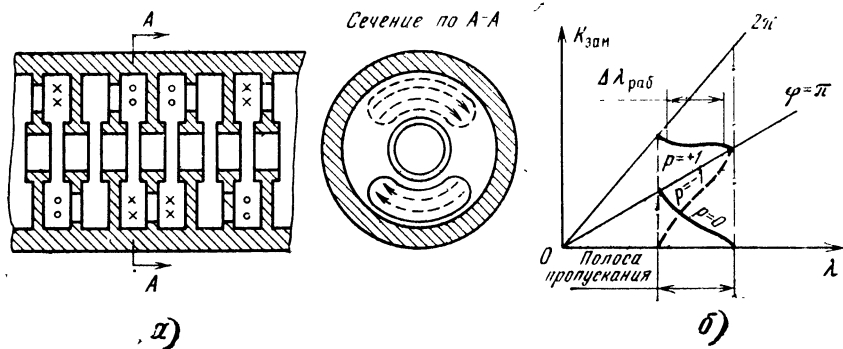
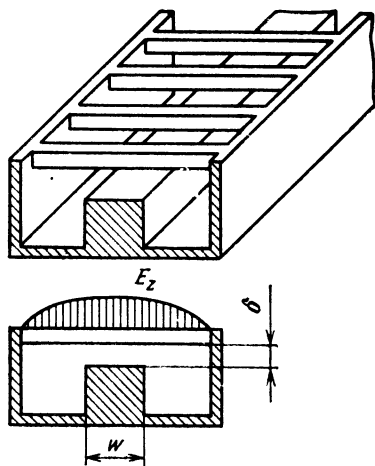


Рис. 3.32. Система типа ЦСР с магнитной связью (а) и ее дисперсионная характеристика (б)

Рис. 3.33. Система лестничного типа



используемые в магнетронах и других приборах *М*-типа. Известны также ЗС *лестничного типа* (рис. 3.33), ячейки которых могут быть представлены в виде полуволновых резонаторов, связанных между собой в общую систему. Лестничная ЗС является прямо-волновой, она удобна в изготовлении и проста в эксплуатации, но имеет крутую дисперсионную характеристику. Для ослабления дисперсии вдоль лестницы в ее центральной части размещается емкостный выступ. Подбирая ширину выступа W и зазор δ между ним и проводниками лестницы, можно регулировать наклон дисперсионной кривой в небольших пределах. При этом следует учитывать, что улучшение дисперсионных свойств приводит к уменьшению сопротивления связи, а это снижает КПД и коэффициент усиления электронных приборов, использующих ЗС.

Раздел 2. ПРИБОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Глава 4. ОСОБЕННОСТИ ПРИБОРОВ СВЧ

4.1. ОСНОВНЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ СВЧ

Сверхвысокочастотные приборы включают широкий класс электронных приборов, работающих во всем диапазоне СВЧ при длинах волн электромагнитных колебаний от 0,1 мм до 10 м. Обычно приборы СВЧ конструируются не только как отдельные активные элементы, но и как устройства для генерирования, усиления и переключения мощности, преобразования частоты электромагнитных колебаний и других функций, например ускорения электронов, преобразования энергии электромагнитных колебаний в энергию постоянного тока (инвертирование) и т. д. В этих приборах используются различные способы взаимодействия заряженных частиц с электромагнитными колебаниями.

К электронным приборам относятся *электровакуумные, газоразрядные, полупроводниковые и квантовые* приборы. Основную роль во взаимодействиях играют электроны, поэтому все эти приборы объединены общим названием *электронные приборы*. Заметим, что электронные приборы одного и того же назначения, но различных диапазонов волн отличаются использованием разных физических принципов электронных взаимодействий и, как следствие, имеют различные конструкции и названия.

На рис. 4.1 приведена диаграмма достигнутого уровня выходной мощности генераторов и усилителей различного типа в зависимости от частоты. Из диаграммы видно, что наиболее высокими мощностями обладают *релятивистские приборы* СВЧ, которые объединяют разнообразные приборы (лазеры на свободных электронах, магнетроны, каскадные клистроны и др.), требующие для своей работы сверхвысокие напряжения (мегавольты) и способные генерировать очень короткие (наносекундные) импульсы. Следует заметить, что релятивистские приборы не находят широкого применения из-за слишком высоких напряжений. Они изготавливаются в единичных (экспериментальных) экземплярах, еще

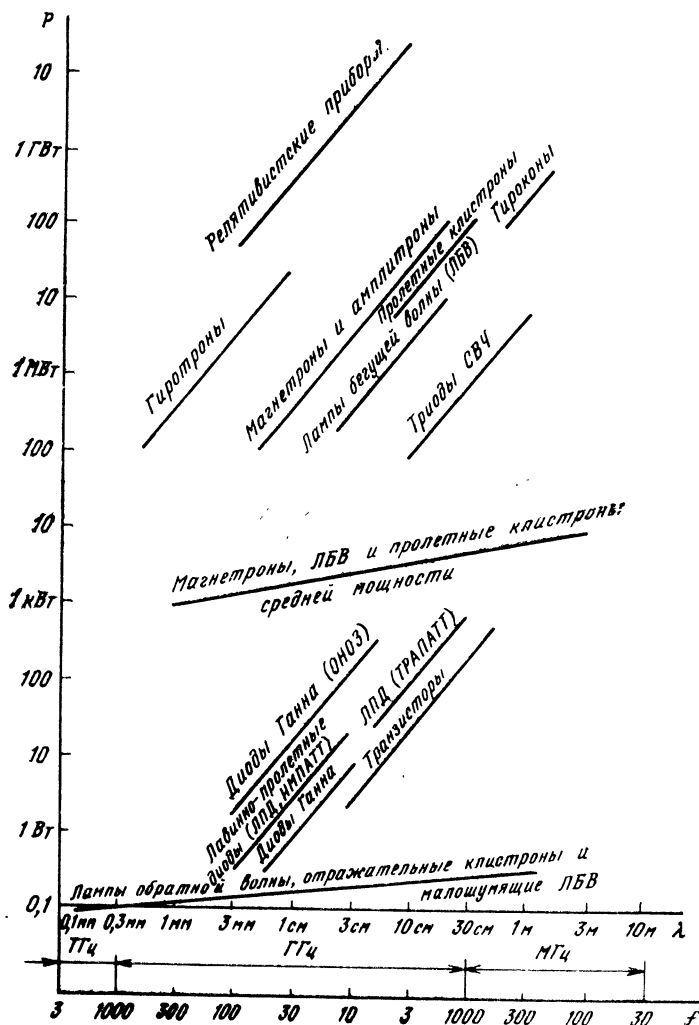


Рис. 4.1. Диаграмма выходных мощностей электронных приборов СВЧ

недостаточно отработаны, имеют невысокие КПД, их импульсы весьма нестабильны по мощности и частоте.

Из приборов, имеющих серийное и массовое использование, наилучшими параметрами в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн обладают магнетроны, амплитроны, катоды и лампы бегущей волны, а в миллиметровом и субмиллиметровом

диапазонах — *гиротроны*. Перечисленные приборы являются вакуумными. Полупроводниковые приборы СВЧ, содержащие, например, лавинно-пролетные диоды (ЛПД), диоды Ганна (ДГ) и транзисторы, хотя и уступают по мощности, КПД и коэффициентам усиления некоторым вакуумным приборам, но превосходят их по другим параметрам, таким как шумы, значения питающих напряжений, массогабаритные параметры, а также по сочетанию параметров маломощных генераторов и усилителей СВЧ. В этом отношении полупроводниковые приборы успешно конкурируют с вакуумными, постепенно вытесняя их из ряда устройств и промышленных установок. Квантовые приборы отличаются высокой стабильностью частоты и применяются в качестве эталонов времени. Газоразрядные приборы СВЧ используются в антенных переключателях и ограничителях мощности, однако за последние годы тоже уступают свои позиции полупроводниковым приборам.

Таким образом, квантовые и газоразрядные приборы имеют ограниченное применение, а наибольшее распространение среди электронных приборов СВЧ получили вакуумные и полупроводниковые приборы, которым уделяется основное внимание в настоящем учебнике.

Прежде чем приступить к изучению физических особенностей электронных приборов СВЧ, отметим, что триоды, тетроды и транзисторы СВЧ по принципу действия мало отличаются от своих низкочастотных аналогов. В них не используются основные достоинства своеобразных СВЧ-приборов типа клистронов, магнетронов, ламп бегущей волны, гиротронов и т. п. В них время пролета электронов оказывает вредное воздействие, группировка электронов в плотные сгустки не обеспечивается и не используется принцип разделения функций электродов при отборе энергии от электронов. Рассмотрим более подробно эти особенности.

4.2. НАВЕДЕНИЕ ТОКА ПРИ ДВИЖЕНИИ СВОБОДНЫХ ЗАРЯДОВ

Физические процессы, происходящие в электронных приборах СВЧ, связаны с движением носителей зарядов в колебательных системах. Допустим, что свободные заряды движутся под действием постоянного U_0 и переменного (сверхвысокочастотного) $U_m \sin \omega t$ напряжений. Ток переноса заряда является *конвекционным током*. Его плотность равна произведению плотности заряда ρ на скорость v , а значение конвекционного тока

$$i_k = \rho v S, \quad (4.1)$$

где S — сечение пролетного канала с равномерной плотностью за-

ряда или сечение электронного пучка, если рассматривается поток электронов.

Если заряженные частицы движутся непрерывным потоком под действием напряжения U_0 , конвекционный ток, проходящий через любое сечение пролетного канала, не изменяется во времени и является постоянным. Когда свободные заряды взаимодействуют с электромагнитными полями резонаторов и замедляющих систем, то они ускоряются или замедляются в зависимости от того, в какой полупериод (ускоряющий или тормозящий) высокочастотного электрического поля они попадают. Процесс изменения скорости зарядов относительно их средней скорости v_0 , определяемой постоянным напряжением U_0 , называется *скоростной модуляцией*. При этом скорость заряда представляют суммой постоянной и переменной составляющих

$$v = v_0 + v_m \sin \omega t, \quad (4.2)$$

где v_m — амплитуда переменной составляющей скорости, определяемая амплитудой СВЧ-напряжения U_m .

Конвекционный ток тоже выражается в виде постоянной и переменной частей

$$i_k = I_0 + I_{mk} \sin \omega t, \quad (4.3)$$

которые можно определить, подставив (4.2) в (4.1).

Конвекционный ток является причиной, вызывающей ток, наведенный в колебательной системе и во внешней цепи электрода, возле которого пролетают заряженные частицы. В соответствии с явлением электрической индукции подлетающие к электроду заряды притягивают имеющиеся в нем заряды противоположного знака и отталкивают одноименные заряды. Допустим, что заряженные частицы, например сгустки электронов, не оседают на электроде, а пролетают мимо него. Под действием пролетающего сгустка электронов в электроде и его внешней цепи перемещаются свободные заряды, т. е. возникает импульс *наведенного тока*, который не связан с оседанием заряда на электроде. После пролета электронного сгустка равновесие свободных зарядов в электроде восстанавливается и наведенный ток прекращается.

Рассмотрим наведение тока во внешней цепи вакуумного зазора, образованного двумя плоскими сетками (рис. 4.2, а). Зазор считаем идеальным, т. е. прозрачным для электронов и экранированным от внешних электромагнитных полей. Вначале возьмем зазор, сетки которого замкнуты накоротко внешним проводником, вследствие чего электрическое поле в зазоре отсутствует и заряды, вводимые в зазор, движутся в нем с неизменной скоростью. Суммарный наведенный ток во внешней цепи плоского зазора

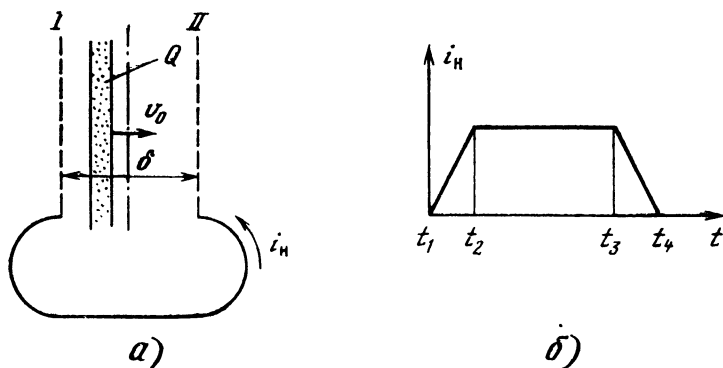


Рис. 4.2. К объяснению наведения тока во внешней цепи вакуумного зазора

шириной δ при движении в нем n зарядов q_i со скоростью v_i согласно формуле Шокли — Рамо определяется выражением

$$i_n = \sum_{i=1}^n v_i q_i / \delta = Q v_0 / \delta, \quad (4.4)$$

так как $v_i = v_0 = \text{const.}$

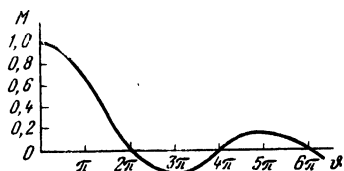
В соответствии с (4.4) импульс наведенного тока во внешней цепи рассматриваемого зазора, пронизываемого электронным слоем, движущимся со скоростью v_0 , имеет трапециевидную форму (рис. 4.2, б). Он начинается в момент времени t_1 , когда передняя граница электронного слоя проходит через сетку I, и заканчивается в момент t_4 , когда задняя граница слоя выходит из сетки II. Длительности фронтов импульса соответствуют временным интервалам прохождения слоя электронов через сетки зазора. В течение времени $t_3 - t_2$ наведенный ток не изменяется в соответствии с выражением (4.4), поскольку заряд в зазоре Q и его скорость v_0 остаются постоянными.

Теперь представим, что зазор является емкостной частью СВЧ-резонатора и в нем действует высокочастотное напряжение $U_m \sin \omega t$, в результате чего наведенный ток приобретает переменную составляющую

$$i_n = I_0 + I_{mn} \sin \omega t = I_0 + M I_{mk} \sin \omega t. \quad (4.5)$$

Здесь I_{mn} — амплитуда переменной составляющей наведенного тока, которая отличается от амплитуды конвекционного тока I_{mk} множителем M , называемым коэффициентом взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем зазора. Этот коэффициент зависит от времени $\tau = \delta / v$, а точнее, от угла $\phi = \omega \tau$ пролета

Рис. 4.3. Зависимость коэффициента взаимодействия от угла пролета



зазора δ электронами со скоростью v и определяется выражением

$$M = \frac{\sin(\vartheta/2)}{\vartheta/2}. \quad (4.6)$$

Угол пролета ϑ определяет, какую долю периода высокочастотных колебаний T составляет время пролета τ согласно выражению $\vartheta = 2\pi\tau/T$. Значение угла пролета соответствует изменению фазы напряжения, приложенного к зазору, за время пролета электроном этого зазора. Зависимость $M(\vartheta)$, рассчитанная по (4.6), приведена на рис. 4.3.

Из (4.4) и (4.5) следует, что конвекционный и наведенный токи можно отождествлять только при постоянных токах, поскольку их постоянные составляющие одинаковы. Переменные составляющие этих токов близки только на низких частотах, когда время пролета значительно меньше периода высокочастотных колебаний и коэффициент взаимодействия близок к единице ($M \rightarrow 1$). В общем случае амплитуда наведенного тока меньше амплитуды конвекционного тока и уменьшается по мере возрастания угла пролета, хотя амплитуда конвекционного тока при этом не меняется. При большом ϑ , когда время пролета становится соизмеримым с периодом колебаний, амплитуда наведенного тока уменьшается до очень малых значений. Если $\vartheta = 2\pi m$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, $M = 0$ и переменная составляющая наведенного тока отсутствует. Это объясняется тем, что, когда время пролета в зазоре соответствует целому числу периодов, скоростную модуляцию носителей зарядов зазор не обеспечивает. Каждый заряд за время пролета одинаково ускоряется и замедляется высокочастотным электрическим полем, скорость его вылета из зазора соответствует скорости влета v_0 , и наведенный ток согласно (4.4) остается постоянным.

В реальных приборах СВЧ периодическая функция конвекционного тока имеет сложную форму и может быть представлена суммой ряда гармоник тока в виде

$$i_k = I_0 + \sum_{i=1}^{\infty} (I_{1i} \sin i\omega t + I_{2i} \cos i\omega t)$$

и соответственно наведенный ток выражается в виде

$$i_n = I_0 + \sum_{i=1}^{\infty} M_i (I_{1i} \sin i\omega t + I_{2i} \cos i\omega t), \quad (4.7)$$

где $M_i(\phi_i)$; $\phi_i = i\omega\delta/v$. Поскольку коэффициенты взаимодействия различны для разных номеров гармоник, форма наведенного тока отличается от формы конвекционного тока. Заметим, что в данном случае речь идет о *временных гармониках*. В отличие от пространственных (см. § 3.3) временные гармоники характеризуют стоячие волны, имеющие различные (кратные) частоты.

4.3. ОТБОР ЭНЕРГИИ ОТ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРИБОРАХ СВЧ

Отбор энергии от электронов обычно связан с уменьшением их кинетической энергии при движении в тормозящем электрическом поле. В общем случае энергия, отданная электроном, может быть определена как разность между начальной и конечной кинетическими энергиями: $W_{отд} = W_0 - W_k = 0,5 m(v_0^2 - v_k^2)$. Поэтому *электронный КПД* можно представить в виде

$$\eta_э = W_{отд}/W_0 = 1 - v_k^2/v_0^2. \quad (4.8)$$

Тормозящее поле в вакуумном зазоре может быть создано автоматически наведением тока во внешней цепи зазора при наличии активной нагрузки. Если во внешнюю цепь вакуумного зазора включено сопротивление R (рис. 4.4, а), то наведенный ток, направление которого определяется движением положительных зарядов, создает такую полярность напряжения, которая обеспечи-

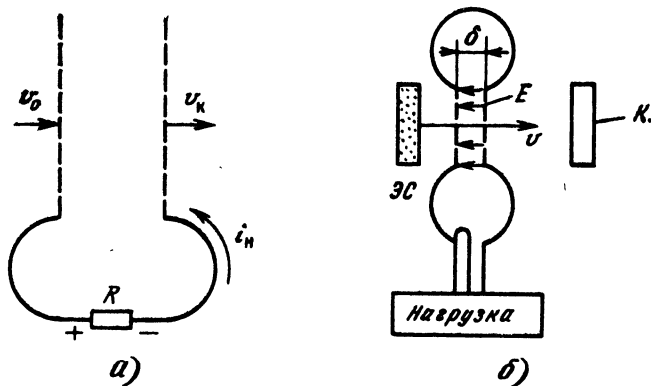


Рис. 4.4. К пояснению отбора энергии от электронов, пронизывающих вакуумный зазор (а) и СВЧ-резонатор (б)

вает в зазоре тормозящее поле. При этом энергия, отбираемая от электрона, передается во внешнюю нагрузку R .

В приборах СВЧ полезной нагрузкой может быть полый резонатор, связанный с внешней линией передачи, или согласованная замедляющая система ЗС. При отборе энергии от электронов часть их начальной энергии W_0 преобразуется в энергию электромагнитных колебаний и для этого оседание электронов в резонаторе или ЗС не является обязательным. Они могут оседать на другом электроде — коллекторе К, расположенном после колебательной системы в цепи постоянного тока (рис. 4.4, б). На коллекторе рассеивается конечная энергия «отработанных» электронов W_k . Это означает, что возможно разделение функций электродов для отбора СВЧ-мощности и рассеяния мощности постоянного тока. *Принцип разделения функций электродов* широко используется при конструировании приборов СВЧ.

Для поддержания колебаний в резонаторе (рис. 4.4, б) необходимо периодически вводить в него электронные сгустки (ЭС) с частотой, соответствующей резонансной частоте резонатора, т. е. электронный поток должен быть промодулирован по плотности с частотой электромагнитных колебаний. Тогда электроны наводят высокочастотное электрическое поле $E_z(t)$ (рис. 4.5, а) в зазоре резонатора так, что максимумы тормозящих полупериодов совпадают с максимумами конвекционного тока $i_k(t)$ (рис. 4.5, б).

Наиболее эффективная передача энергии электронных сгустков электромагнитному полю резонатора возможна в том случае, когда конвекционный ток имеет форму прямоугольных импульсов малой (в сравнении с периодом колебаний T) длительности $\Delta t \ll T$ (рис. 4.5, в). Электронный КПД приближается к 100%, когда электронный сгусток настолько затормаживается в резонаторе, что его скорость при выходе из резонатора становится близкой к нулю (4.8). Для этого амплитуда наведенного высокочастотного напряжения $U_m = \delta E_{zm}$ должна возрасти до значения U_0 , определяющего начальную скорость электронного сгустка. Время и угол пролета сгустком зазора резонатора должны быть настолько малыми, чтобы максимальное значение напряжения сохранялось неизменным. При этом коэффициент взаимодействия $M \approx 1$ и высокочастотный наведенный ток имеет максимальную амплитуду, почти равную амплитуде конвекционного тока. Таким образом, в резонансных приборах СВЧ должно обеспечиваться кратковременное взаимодействие электронов с электромагнитным полем при U_m , близком к U_0 .

Длительное взаимодействие и непрерывный отбор энергии от электронного потока имеют место в приборах СВЧ с нерезонансными колебательными системами типа ЗС, в которых распростра-

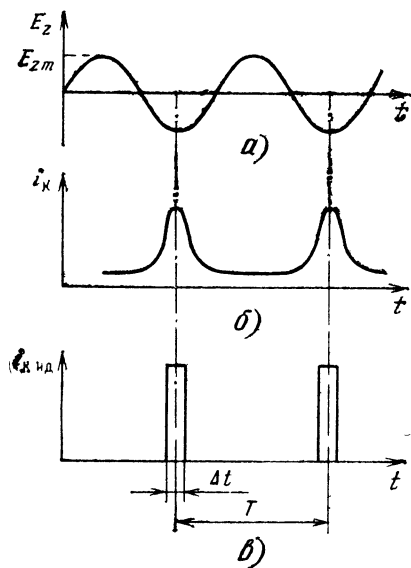


Рис. 4.5. К рассмотрению передачи энергии электронных сгустков СВЧ-полю резонатора

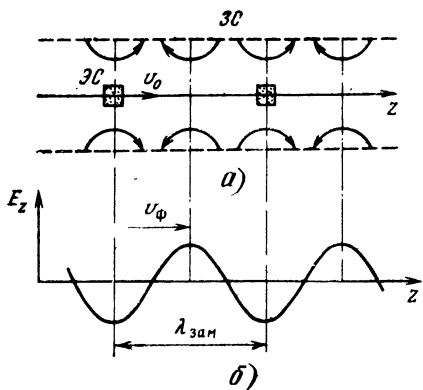


Рис. 4.6. К рассмотрению передачи энергии электронных сгустков бегущей волне в замедляющей системе

няются бегущие волны с фазовыми скоростями v_{ϕ} , замедленными до скоростей электронных сгустков v_0 . Если вводить электронные сгустки в ЗС (рис. 4.6, а) через интервалы, равные замедленной длине волны $\lambda_{зам}$ при выполнении условия синхронизма $v_0 = v_{\phi}$, то такие сгустки наведут в ЗС бегущую волну (рис. 4.6, б), которой они при движении вдоль ЗС будут передавать кинетическую энергию, находясь в максимумах тормозящих полупериодов этой волны.

Отбор энергии от электронных сгустков сопровождается уменьшением их скорости от входа к выходу ЗС. Выражение для электронного КПД (4.8) справедливо и при длительном взаимодействии электронов с полем ЗС. Для достижения больших значений электронного КПД сгустки должны сильно тормозиться и в конце ЗС их скорость должна быть существенно меньше начальной скорости. Соответственно ЗС должна быть изохронной, т. е. такой, в которой фазовая скорость бегущей волны уменьшается от входа к выходу для поддержания синхронизма с электронными сгустками. Поэтому несмотря на кажущуюся эффективность длительного взаимодействия электронов с замедленными волнами в лампах бегущей волны (ЛБВ) трудно обеспечить значение электронного КПД, близкое к 100%.

4.4. ОСНОВНЫЕ ПРИЧИНЫ, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ УВЕЛИЧЕНИЕ РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ «КЛАССИЧЕСКИХ» ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Для того чтобы лучше понять особенности приборов СВЧ в сравнении с их низкочастотными аналогами типа «классических» триодов или транзисторов, рассмотрим основные причины, приводящие к прекращению работы усилителей и генераторов по мере увеличения частоты электромагнитных колебаний. Эти причины связаны с принципиальными ограничениями возможностей возникновения и поддержания СВЧ-колебаний и могут быть разделены на три основные группы: схемные, тепловые и пролетные ограничения.

Ограничения схемного характера определяются «паразитными» реактивными сопротивлениями, присущими электронным лампам и возрастающими с увеличением частоты. Они связаны с индуктивностями вводов и межэлектродными емкостями, показанными, например, для триода на рис. 4.7, а. Когда реактивные параметры «паразитных» элементов становятся сравнимыми с параметрами реактивностей внешних контуров, напряжения, приложенные к наружным выводам, не определяют напряжения на электродах.

Рассмотрим на конкретном примере, какой может быть частота «паразитных» резонансов внутренних контуров электронных ламп, образованных индуктивностями вводов и межэлектродными емкостями. Допустим, что межэлектродные емкости имеют порядок 1 пФ. Это значение меньше, чем у миниатюрной лампы, и близко к реальной емкости полупроводникового перехода. Индуктивность ввода диаметром 1 мм и длиной 1,5 см, как показывают вычисления, со-

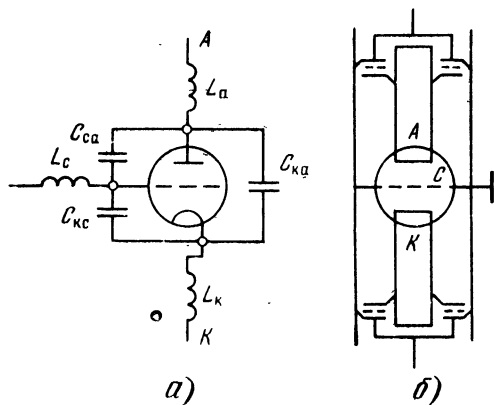


Рис. 4.7. К рассмотрению объединения электродов с резонансами в триоде СВЧ

ставляет около 0,01 мкГн. Используя эти данные, по формуле Томсона получаем

$$f = 1/(2\pi \sqrt{LC}) = 1/(2\pi \sqrt{1 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-12}}) \approx 1,6 \cdot 10^9 \text{ Гц},$$

что соответствует длине волны около 20 см.

Таким образом, «паразитные» резонансы в «классических» электронных приборах возможны в дециметровом диапазоне длин волн, что ограничивает их продвижение в более коротковолновую часть диапазона СВЧ.

Для преодоления схемных ограничений еще в конце 1930-х годов группой советских ученых во главе с Н. Д. Девятковым было предложено объединить внешние контуры с электродами так, чтобы электроды оказались составной частью резонатора. В этом случае, как видно из рис. 4.7, б, вводы по высокой частоте не нужны, а «паразитные» емкости между катодом и сеткой ($C_{кс}$), а также между сеткой и анодом ($C_{са}$) используются полезно в качестве «укорачивающих» емкостей (см. § 3.2), на которые нагружены входной катодно-сеточный и выходной сеточно-анодный коаксиальные резонаторы. На других концах упомянутых резонаторов расположены настроечные короткозамыкающие поршни. Внутренние проводники коаксиальных резонаторов, которые объединены с катодом и анодом, изолированы по постоянному току от внешних проводников, объединенных с заземленной сеткой. Для этого используются разделительные конденсаторы, расположенные в коаксиальных поршнях (штриховые линии на рис. 4.7, б обозначают диэлектрические прокладки), которые обеспечивают режим, близкий к короткому замыканию по высокой частоте, и позволяют подавать на электроды триода различные постоянные потенциалы.

Тепловые ограничения связаны с поглощением СВЧ-энергии за счет потерь в металлических и диэлектрических участках колебательных систем. Эти потери возрастают с увеличением частоты, а геометрические размеры систем, пропорциональные длине волны, уменьшаются, что приводит к перегреву колебательных систем и их разрушению.

Для преодоления тепловых ограничений в приборах СВЧ используются материалы с малыми потерями (медные электроды, кварцевые или керамические изоляторы) и системы принудительного (воздушного или водяного) охлаждения. Для облегчения теплового режима во многих приборах СВЧ применяется упомянутый принцип разделения функций электродов. В триоде этот принцип не может быть реализован, так как в выходном сеточно-анодном резонаторе рассеивается также мощность постоянного тока. Тепловой режим резонатора существенно облегчается, когда эту функцию берет на себя коллектор, не входящий в состав высокочастотной цепи. Коллектор выполняется массивным, поскольку его размеры не связаны с длиной волны.

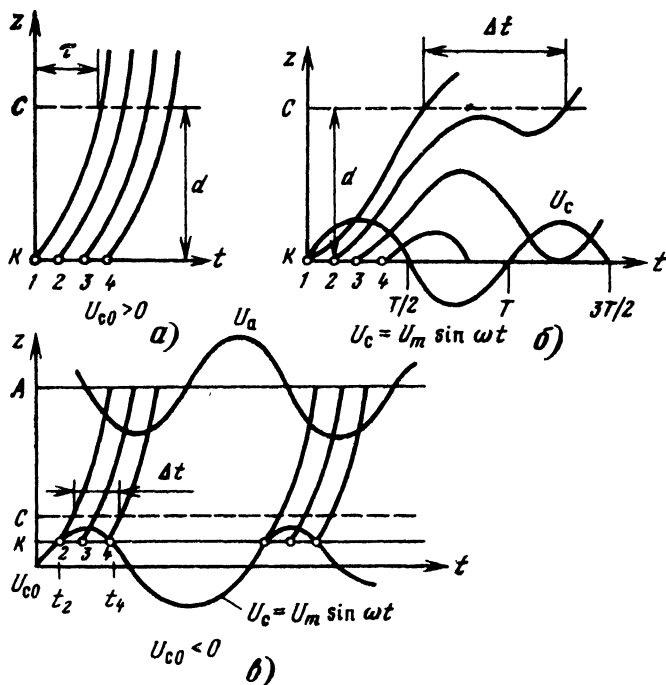


Рис. 4.8. К рассмотрению пролетных явлений в триоде СВЧ

Ограничения, связанные с пролетными явлениями. Для примера проанализируем эти явления в промежутке катод — сетка триода СВЧ и построим *пространственно-временные диаграммы* (ПВД), характеризующие движения электронов. Если между сеткой и катодом приложено постоянное положительное напряжение U_{c0} , то при отсутствии начальных скоростей электронов и без учета пространственного заряда ПВД будут иметь вид парабол, показанных на рис. 4.8, а. Касательная к кривой ПВД определяет скорость электрона в каждой точке пространства в любой момент времени после вылета электрона из катода. На катоде, где $v=0$, касательная горизонтальна, а на сетке $v_c = \sqrt{2eU_{c0}/m}$ и касательная имеет положительный наклон. Средняя скорость электрона в межелектродном промежутке $v_{cp} = v_c/2$, а его время пролета $\tau = d/v_{cp} = d\sqrt{2m/(eU_{c0})}$, где d — расстояние катод — сетка.

Картина усложняется, если между катодом и сеткой приложено переменное напряжение, а время пролета сравнимо с периодом высокочастотных колебаний. Для этого случая ПВД показана на рис. 4.8, б, из которого видно, что движение электрона зависит

от того, в какой фазе высокочастотного напряжения он вылетел из катода. От этого зависит его скорость в любом сечении межэлектродного промежутка и время пролета от катода до сетки. При этом может оказаться, что время пролета электрона типа 1 и 2 будет отличаться почти на период колебаний (рис. 4.8, б), а электрон типа 3, вылетающий из катода в момент времени, когда между электродами действует максимальное ускоряющее напряжение, может не вылететь из межэлектродного пространства, совершая там колебательные движения в такт с высокочастотным полем: в течение одного полупериода он движется к сетке сначала в положительном, а затем в отрицательном электрическом поле, и следующие полпериода он возвращается к катоду. Электроны типа 4 возвращаются к катоду за время менее периода сверхвысокочастотных колебаний.

Пролетные явления ограничивают возможности *электростатического управления* электронным потоком, используемого в триодах и тетрадах СВЧ. Обычно на управляющую сетку подается небольшое отрицательное напряжение (напряжение смещения), которое в сумме с высокочастотным напряжением входного сигнала в течение части положительного полупериода обеспечивает ускоряющее напряжение между сеткой и катодом. Как видно из рис. 4.8, в, это имеет место в интервале времени Δt от t_2 до t_4 , в течение которого электроны вылетают из катода, и если время пролета мало в сравнении с периодом колебаний, все электроны (от электрона типа 2 до электрона типа 4) вылетят из катодно-сеточного промежутка. Этот промежуток выполняет роль *группирователя электронов*, обеспечивающего периодическую инжекцию электронных сгустков с частотой электромагнитных колебаний, что необходимо для возбуждения колебательной системы на выходе электронного прибора, в частности, анодно-сеточного резонатора триода. Группировку электронов при электростатическом управлении иногда называют «*модуляцией эмиссии*».

При большом времени пролета формирование электронных сгустков нарушается (рис. 4.8, б) и электростатическое управление становится неэффективным. Это происходит при времени пролета, близком к половине периода колебаний. Считая время пролета $\tau = T/2$ максимально допустимым и отвлекаясь от его зависимости от фазы напряжения, получаем *предельную частоту*

$$f_{\text{пред}} = 1/T = 1/(2\tau) = (1/d) \sqrt{e(U_{\text{co}} + U_m)/8m}.$$

При $d = 1$ мм и $U_{\text{co}} + U_m = 100$ В получаем $f_{\text{пред}} \approx 1,5 \cdot 10^9$ Гц, т. е. для волны короче 20 см в данном примере электростатическое управление не создает электронных сгустков.

Однако время и угол пролета электронов могут быть полезно использованы при конструировании электронных приборов СВЧ.

Триоды и тетроды СВЧ для этого непригодны. Для формирования плотных электронных сгустков обычно применяется другой метод управления электронным потоком, называемый *динамическим управлением*, которое устраняет ограничение, связанное с пролетными явлениями.

Динамическое управление основано на скоростной модуляции электронов, в результате которой «быстрые» электроны догоняют «медленные» и образуются электронные сгустки за время пролета электронами модулирующего устройства. Таким образом, конечное время пролета при динамическом управлении используется для их группировки, т. е. для преобразования скоростной модуляции в *модуляцию по плотности*. Динамическое управление для группирования электронов применяется в большинстве приборов СВЧ. Различные способы группировки электронов будут рассмотрены при изучении принципов действия пролетных и отражательных клистронов, ламп бегущей и обратной волны, магнетронов и гиротронов.

4.5. УСЛОВИЯ РАБОТЫ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ИХ ПАРАМЕТРЫ

Фазовые и амплитудные условия самовозбуждения. Автоколебания в электродинамических системах возникают и поддерживаются при выполнении фазовых и амплитудных условий самовозбуждения. Рассмотрим переход от усиления к генерации электромагнитных колебаний.

Усиление возможно в том случае, когда между входом и выходом усилителя имеется активная среда, обеспечивающая превращение энергии, подводимой извне, в энергию электромагнитных колебаний, совпадающих по частоте с входным сигналом. Например, если входной сигнал создает в усилителе электромагнитное поле, взаимодействующее с электронным потоком, то результатом взаимодействия является преобразование части кинетической или потенциальной энергии электронов в энергию электромагнитных колебаний. Можно сказать, что в результате взаимодействия вырабатывается СВЧ-мощность $P_{\text{э}}$, называемая электронной мощностью, которую электронный поток передает СВЧ-полю. Баланс активных мощностей усилителя выражается равенством

$$P_{\text{вх}} + |P_{\text{э}}| = P_{\text{к}} + P_{\text{вых}}, \quad (4.9)$$

где $P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ — мощности входного и выходного сигналов; $P_{\text{к}}$ — мощность потерь в колебательной системе.

Между выходом и входом усилителя существует *обратная связь*. Она может быть *положительной* или *отрицательной*. В первом случае сигнал, поступающий на вход усилителя по линии обратной связи, совпадает по фазе с входным сигналом. Это увеличивает коэффициент усиления и при его неограниченном возрастании может привести к самовозбуждению, т. е. переходу из режима усиления в режим генерации. При отрицательной обратной связи, когда часть выходного сигнала поступает на вход усилителя в противофазе с входным сигналом, коэффициент усиления снижается, однако при этом повышается устойчивость работы усилителя, и он становится менее склонным к самовозбуждению.

Итак, возвращаясь к условиям самовозбуждения генератора, отмечаем, что фазовые условия самовозбуждения, определяемые положительной обратной связью, можно представить в виде $\Sigma\varphi = 2\pi n$, где $\Sigma\varphi$ — суммарный фазовый сдвиг при обходе контура обратной связи; $n=0, 1, 2, \dots$ — целое число.

Выполнение фазового условия самовозбуждения является необходимым, но не достаточным для поддержания колебаний. При наличии положительной обратной связи нужно, чтобы удовлетворялись также амплитудные условия самовозбуждения, т. е. чтобы мощность, поступающая с выхода на вход по линии обратной связи, превышала минимальный сигнал, при котором возможно нарастание электромагнитных колебаний. В этом случае отпадает надобность во входном сигнале и в баланс мощностей (4.9) для генератора следует положить $P_{вх}=0$. Поскольку P_{Σ} выражает мощность, вырабатываемую электронным потоком, то в отличие от мощностей, потребляемых в нагрузке или колебательной системе, ее считают величиной отрицательной и баланс активных мощностей представляют в виде

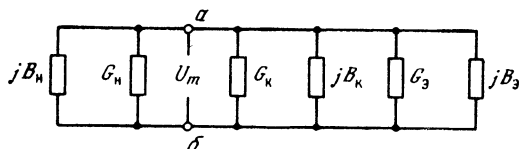
$$P_{\Sigma} + P_{к} + P_{вых} = \Sigma P = 0. \quad (4.10)$$

Из (4.10) получают амплитудные условия самовозбуждения, а фазовые условия связаны с балансом реактивных мощностей: $\Sigma P_r = 0$. Амплитудные условия самовозбуждения используют при определении мощности генерации, а фазовые условия позволяют определять частоту колебаний.

Приборы с резонансными системами и понятие электронной проводимости. При рассмотрении резонаторов в § 3.1 отмечалось, что они могут быть сведены к эквивалентным контурам с активными и реактивными элементами. Электронные сгустки, пролетающие резонатор (см. рис. 4.4), точнее их влияние, можно представить в виде комплексной электронной проводимости, параллельно подключенной к контуру-резонатору.

Эквивалентная схема СВЧ-генератора с нагруженным резонатором, пронизываемым промодулированным электронным потоком,

Рис. 4.9. Эквивалентная схема электронного генератора с резонаторной системой



изображена на рис. 4.9, где $G_k + jB_k = Y_k$ — контурная проводимость резонаторной системы; $G_n + jB_n = Y_n$ — проводимость нагрузки; $G_s + jB_s = Y_s$ — электронная проводимость.

Электронная проводимость характеризует электронный поток, промодулированный высокочастотным сигналом, и выражается через амплитуды наведенного тока I_n и высокочастотного напряжения U_m :

$$G_s = (I_n/U_m) \cos \Psi \quad \text{и} \quad B_s = (I_n/U_m) \sin \Psi, \quad (4.11)$$

где Ψ — угол фазового сдвига между наведенным током и высокочастотным напряжением. Активную составляющую электронной проводимости не следует путать с проводимостью по постоянному току $G_0 = I_0/U_0$.

В соответствии с эквивалентной схемой активную мощность, отдаваемую электронными сгустками высокочастотному полю резонатора, можно выразить в виде $P_s = (1/2)U_m^2 G_s$, а мощности, рассеиваемые в контуре и передаваемые в нагрузку, через $P_k = (1/2)U_m^2 G_k$ и $P_n = (1/2)U_m^2 G_n$ соответственно. Баланс активных мощностей в режиме установившихся колебаний ($\Sigma P = 0$) приводит к выражению

$$\Sigma G = G_s + G_k + G_n = 0. \quad (4.12)$$

Из баланса реактивных мощностей можно получить такое же условие для реактивных проводимостей

$$\Sigma B = B_s + B_k + B_n = 0. \quad (4.13)$$

Очевидно, что выражения (4.12) и (4.13) связаны с амплитудными и фазовыми условиями самовозбуждения генератора и с их помощью можно определить мощность и частоту генерации.

Активные проводимости резонатора G_k и нагрузки G_n (в отличие от G_s) могут иметь только положительные значения, не зависящие от амплитуды высокочастотного напряжения. Поэтому для удовлетворения равенства (4.12) активная электронная проводимость должна быть отрицательной. Далее, поскольку G_s согласно (4.11) зависит от U_m , то при малых U_m она по абсолютному значению должна превышать сумму $G_k + G_n$, приближаясь к ней по мере увеличения амплитуды U_m .

Амплитудные характеристики активные электронные проводимости могут иметь две разновидности: *плавную (монотонную)*,

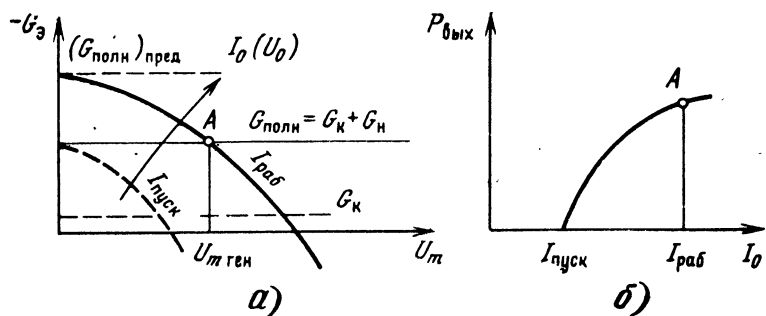


Рис. 4.10. Характеристики генератора с «мягким» самовозбуждением

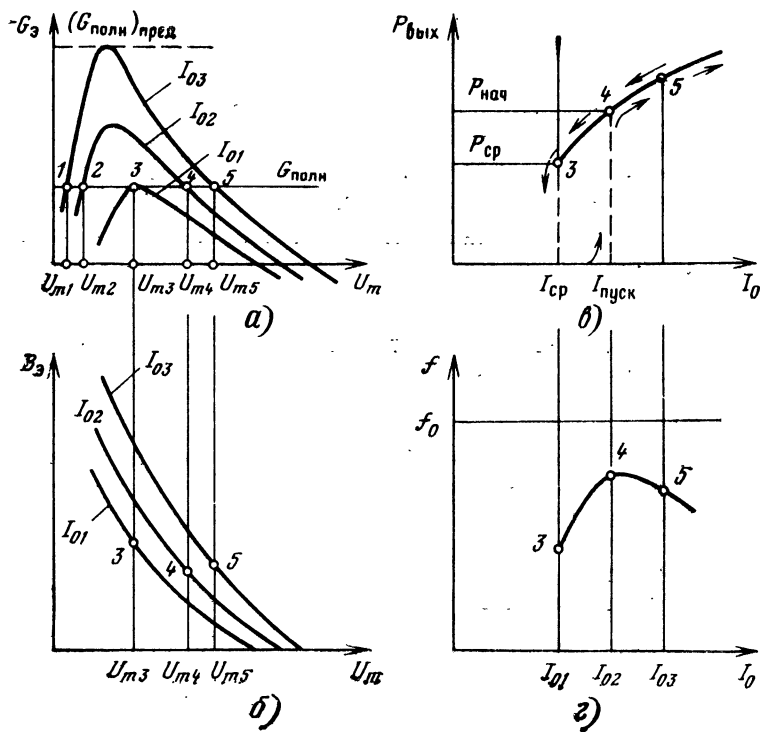


Рис. 4.11. Характеристики генератора с «жестким» самовозбуждением

показанную на рис. 4.10, а, и *немонотонную* зависимость, проходящую через максимум абсолютного значения G_3 (рис. 4.11, а). Первая относится к генератору с «мягким», а вторая — с «жестким» самовозбуждением.

Амплитудные характеристики реактивных электронных проводимостей (рис. 4.11, б) похожи на характеристики $G_3 = (U_m)$, так как согласно (4.11) $B_3 = G_3 \operatorname{tg} \Psi$, но могут и отличаться, если угол Ψ зависит от U_m .

Параметрами в семействах характеристик $G_3(U_m)$ и $B_3(U_m)$ обычно являются постоянные токи I_0 или напряжения U_0 (рис. 4.10, а и 4.11, а).

Мощность генерации. Рассмотрим установление высокочастотных колебаний и влияние добротностей резонаторной системы на выполнение условия (4.12), так как $G_k = Y_c/Q_0$, $G_n = Y_c/Q_{вн}$ и $G_{полн} = G_k + G_n = Y_c/Q_n$, где Y_c — характеристическая проводимость (см. § 3.1). На рис. 4.10, а и 4.11, а отложена полная проводимость $G_{полн}$ в виде прямой, параллельной оси абсцисс. Условие (4.12) выполняется в точке пересечения линии $G_{полн}$ с амплитудной характеристикой отрицательной электронной проводимости $G_3(U_m)$. Поскольку при $\Sigma G < 0$ амплитуда колебаний нарастает, а при $\Sigma G > 0$ колебания затухают, точка А на рис. 4.10, а определяет режим установившихся колебаний амплитудой $U_{m \text{ ген}}$ и выходной мощностью $P_{вых} = (1/2) U_{m \text{ ген}}^2 G_n$.

Выходная мощность генератора с «мягким» самовозбуждением плавно нарастает при увеличении постоянного тока от стартового до рабочих значений (рис. 4.10, б). *Пусковому* значению тока $I_{пуск}$ соответствует кривая электронной проводимости, изображенная на рис. 4.10, а штриховой линией.

Рассматривая характеристики генератора с «жестким» самовозбуждением, заметим, что точки 1 и 2 на рис. 4.11, а являются точками неустойчивых колебаний, так как при уменьшении амплитуды суммарная активная проводимость становится положительной ($\Sigma G > 0$) и колебания затухают, а при увеличении U_m колебания нарастают (так как $\Sigma G < 0$) до амплитуд U_{m4} и U_{m5} , соответствующих точкам 4 и 5, т. е. точкам устойчивых колебаний, расположенных на падающем участке амплитудной характеристики.

Генератор с «жестким» самовозбуждением отличается тем, что возникновение и срыв колебаний в нем имеют скачкообразный характер, причем значение *начальной мощности генерации* $P_{нач}$, как правило, превышает *мощность срыва колебаний* $P_{ср}$ (рис. 4.11, в). Это объясняется тем, что стартовый режим связан со значением амплитуды в точке устойчивой генерации (она скачком возрастает, например, от U_{m2} до U_{m4} , рис. 4.11, а), а режим срыва ко-

лебаний — с амплитудой U_{m3} в максимуме $|-G_3|$. Заметим, что в точке 3, т. е. при токе I_{01} , колебания не возникают, так как не выполняется условие $\Sigma G < 0$. При увеличении тока это условие начинает выполняться, но начальная амплитуда, необходимая для его выполнения, может оказаться слишком большой, т. е. превышающей значения амплитуд случайных колебаний, возникающих, например, при включении генератора. При дальнейшем увеличении тока значение начальной амплитуды уменьшается, и если U_{m2} окажется достаточной для возникновения колебаний, то соответствующий этой амплитуде ток I_{02} будет пусковым током. Амплитуда возникающих колебаний скачком возрастает до значения U_{m4} , и начальная мощность будет равна $P_{\text{нач}} = (1/2) U_{m4}^2 G_n$. Затем при увеличении тока выходная мощность будет плавно нарастать, а при уменьшении плавно снижаться до значения $P_{\text{ср}} = (1/2) U_{m3}^2 G_n$ при токе I_{01} , после чего колебания срываются.

Возникновение и срыв генерации при различных токах (или постоянных напряжениях) с гистерезисным характером зависимости мощности от тока (или напряжения), как это имеет место на рис. 4.11, в, получило название *электронного гистерезиса*, который наблюдается в некоторых генераторах СВЧ непрерывного режима.

Частота генерации. На основании (4.13) и выражений контурной и электронной реактивных проводимостей, трансформированных к нагрузке, можно получить формулу частоты генерации в виде

$$f_{\text{ген}} = f_0 [1 - 0,5(B_3/Y_c + B_n/Q_{\text{вн}})]. \quad (4.14)$$

Из (4.14) следует, что частота генерации зависит не только от резонансной частоты f_0 колебательной системы, но и от электрического режима, определяющего значение B_3 , а также от реактивности нагрузки и даже от степени связи системы с нагрузкой, определяемой значением $Q_{\text{вн}}$. Семейство характеристик $B_3(U_m)$ для различных значений I_0 приведено на рис. 4.11, б. Для начала будем считать нагрузку согласованной, т. е. $B_n = 0$. Значения реактивных электронных проводимостей, получаемые при этом в точках устойчивых колебаний, отмечены цифрами 3, 4 и 5. По этим значениям с помощью (4.14) при $B_n = 0$ можно найти зависимость частоты генерации от тока (рис. 4.11, г). Такая зависимость носит название *электронной перестройки частоты* генератора, а скорость перестройки частоты при изменении тока или напряжения определяется крутизной электронной перестройки или электронным смещением частоты генератора.

Влияние нагрузки на частоту и мощность генерации. Влияние нагрузки на работу генератора СВЧ сказывается не только при

изменении самой нагрузки, но и при изменении степени связи резонаторной системы с внешней линией передачи. Это означает, что даже при согласованной нагрузке изменение внешней добротности, например, путем поворота петли связи вывода энергии приводит к изменению мощности и частоты генерации. Действительно, при изменении степени связи активная проводимость G_n может изменяться от 0 до $(G_n)_{\text{пред}}$, при которой $(G_{\text{полн}})_{\text{пред}} = |G_3|_{\text{max}}$ (см. рис. 4.10, а или 4.11, а). При этом амплитуда $U_{m \text{ ген}}$ уменьшается, а мощность $P_{\text{вых}} = (1/2) U_{m \text{ ген}}^2 G_n$ вначале возрастает от нулевого значения за счет увеличения G_n , затем уменьшается вследствие уменьшения U_m .

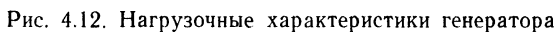
В генераторе с «мягким» самовозбуждением выходная мощность, пройдя через максимум, плавно уменьшается до нулевого значения, когда нагрузка возрастает до предельной, а в генераторе с «жестким» самовозбуждением происходит резкий срыв колебаний. При изменении степени связи в генераторах с «жестким» самовозбуждением может также наблюдаться *электронный гистерезис*, когда возникновение и срыв генерации происходят при различной нагрузке.

Поскольку при изменении G_n изменяется амплитуда генерации, а вместе с ней и реактивная электронная проводимость B_e (рис. 4.11, б), то согласно (4.11) изменяется также частота генерации. Так, при увеличении степени связи G_n возрастает, $U_{m \text{ ген}}$ уменьшается, B_e растет и, если последняя имеет емкостный характер, частота $f_{\text{ген}}$ снижается. Рассмотрим теперь, как влияет рас- согласованная нагрузка, которая характеризуется значениями фазы и коэффициента стоячей волны (КСВ).

Нагрузочные характеристики генератора обычно наносят на круговую диаграмму в виде линий постоянных мощностей (P_1, P_2, \dots) и частот (f_1, f_2, \dots) генерации, показанных на рис. 4.12. Линии постоянных мощностей соответствуют окружностям активных проводимостей (G_{n1}, G_{n2}, \dots), а линии постоянных частот — дугам реактивных проводимостей (B_{n1}, B_{n2}, \dots) нагрузки. Отклонение кривых $f = \text{const}$ от линий $B_n = \text{const}$ объясняется влиянием активной нагрузки на частоту генерации, а отклонение кривых $P = \text{const}$ от $G_n = \text{const}$ — влиянием расстройки частоты на амплитуду колебаний в резонансной системе.

На круговой диаграмме заштрихована зона срыва колебаний генератора (рис. 4.12), внутри которой G_n превышает предельное значение.

Изменение частоты генерации при изменении нагрузки носит название *затягивания частоты* генератора. Оно определяется изменением частоты при обходе по окружности КСВ, т. е. при полном изменении фазы нагрузки для фиксированного значения КСВ:


$$\Delta f_{3\text{aT}} = (f_0 Q_{\text{BH}}) [p^2 - 1] / (2\rho), F_{3\text{aT}} = 0,42 f_0 / Q_{\text{BH}}. \quad (4.15)$$

112

пространяются в замедляющих системах, поля в которых описываются суммой пространственных гармоник, состоящих из прямых и обратных волн. Электроны взаимодействуют с продольными компонентами напряженности электрического поля одной из гармоник и через нее воздействуют на суммарное поле.

В принципе нерезонансную колебательную систему с электронным потоком можно представить в виде эквивалентной линии с погонными полными сопротивлениями и проводимостями, а также с распределенной электронной проводимостью, обеспечивающей усиление бегущей волны. Однако такое представление для анализа приборов с нерезонансными колебательными системами не получило широкого распространения. В настоящем изложении ограничимся лишь качественным представлением об условиях работы усилителей и генераторов с замедляющими системами.

Рассмотрим схему лампы бегущей волны (ЛБВ), представленную на рис. 4.13, а. Она состоит из электронной пушки ЭП, ускоряющего электрода УЭ, замедляющей системы ЗС и коллектора Кл. Электронный поток взаимодействует с продольным электрическим полем волны, фазовая скорость которой близка к средней скорости электронов v_0 , определяемой ускоряющим напряжением U_0 . Заметим, что на рис. 4.13, б в положительном направлении оси ординат отложена ускоряющая напряженность электрического поля E_z , направленная навстречу электронам.

Скоростью v_0 обладают электроны, влетающие в ЗС непрерывным потоком, а также немодулированные электроны типа 2 и 4, попавшие в систему в тот момент, когда напряженность высокочастотного поля равна нулю. Электрон 1, влетевший в ЗС

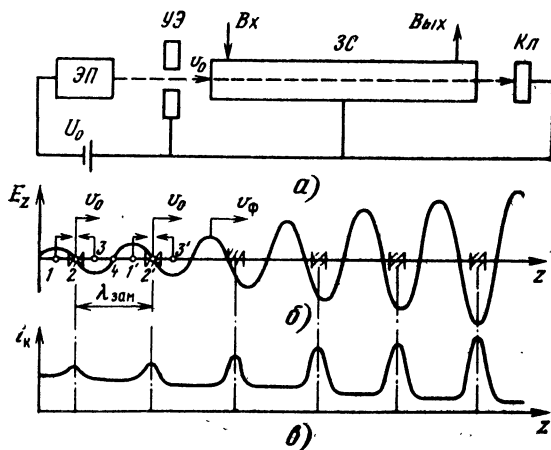


Рис. 4.13. К рассмотрению группировки электронного потока в ЛБВ

во время ускоряющего полупериода электрического поля, получает приращение скорости, а электрон 3, оказавшийся в тормозящем полупериоде, замедляется. Таким образом, поле бегущей волны обеспечивает модуляцию электронов по скорости, которая приводит к модуляции их по плотности при движении вдоль ЗС. В результате непрерывный электронный поток превращается в поток *электронных сгустков*. Центрами электронных сгустков являются электроны типа 2, относительно которых высокочастотное поле изменяется с ускоряющего на тормозящее.

На рис. 4.13, в показано распределение *конвекционного тока* промодулированного электронного потока вдоль ЗС. Максимальные значения i_k соответствуют центрам электронных сгустков, расстояния между которыми равны длине замедленной волны. В свою очередь, электронные сгустки наводят в ЗС бегущую волну так, что оказываются в тормозящих полупериодах возбуждаемой волны. При этом увеличивается амплитуда волны и происходит торможение электронных сгустков, в результате чего сгустки смещаются к ускоряющим полупериодам бегущей волны и догруппировываются под воздействием возрастающей амплитуды высокочастотного поля. Этот процесс продолжается по мере движения сгустков вдоль ЗС при соблюдении условий фазового синхронизма. За счет нарастания амплитуды бегущей волны вдоль ЗС происходит усиление электромагнитного поля от входа к выходу ЗС.

Электромагнитное поле, обеспечивающее такую модуляцию электронного потока, при которой электроны передают энергию высокочастотному полю, называют *самосогласованным*. Такой же характер взаимодействия электронов с высокочастотным полем ЗС имеет место и в лампе обратной волны (ЛОВ). Отличие состоит лишь в том, что групповая скорость в ЗС направлена навстречу фазовой скорости, т. е. передача энергии и соответственно нарастание амплитуды поля в ЛОВ направлены против нарастания амплитуды конвекционного тока. Поэтому ввод и вывод электромагнитной энергии в ЛОВ меняются местами по сравнению с ЛБВ. Схема ЛОВ, а также изменение амплитуды обратной волны и конвекционного тока вдоль ЗС показаны на рис. 4.14.

В силу того, что увеличение плотности модуляции электронного потока и нарастание электромагнитной энергии в самосогласованном поле ЛБВ происходят в одном направлении, увеличение амплитуд E_{zm} и I_{km} вдоль ЗС ЛБВ происходит по экспоненциальному закону (рис. 4.15, а). В ЛОВ амплитуда конвекционного тока нарастает в том же направлении, что и в ЛБВ, однако амплитуда поля увеличивается от «коллекторного» конца ЗС к «пушечному» (рис. 4.15, б). По мере увеличения амплитуд E_{zm} и I_{km} скорость их возрастания в ЛОВ уменьшается, а не увеличивается, как в

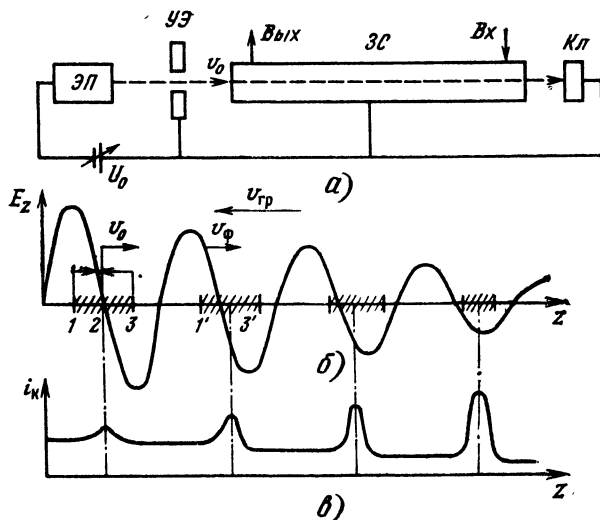


Рис. 4.14. К рассмотрению взаимодействий в ЛОВ

ЛБВ, поскольку на выходе ЛОВ, там, где велика амплитуда поля, электронный поток еще недостаточно сгруппирован, а на входе, где плотность группировки электронов максимальна, амплитуда поля невелика.

В ЛОВ всегда имеется внутренняя обратная связь за счет того, что электромагнитная волна движется навстречу волне конвекционного тока. Эта обратная связь существует в пределах каждой ячейки ЗС. Поэтому ЛОВ склонна к самовозбуждению и в основном используется как генератор. В этом случае на «коллекторном» конце ЗС располагается поглощающая согласованная нагрузка. Фазовые условия самовозбуждения ЛОВ определяются условием синхронизма $v_\phi = v_0$; амплитудные условия самовозбуж-

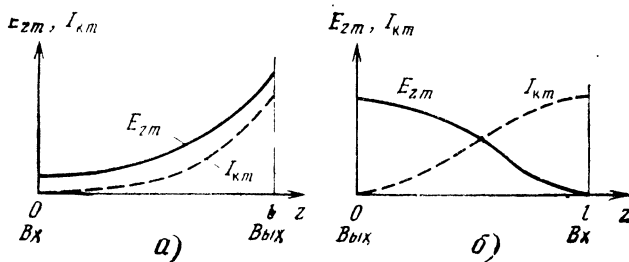


Рис. 4.15. Распределение амплитуд напряженности электрического поля и конвекционного тока вдоль замедляющей системы в ЛБВ (а) и ЛОВ (б)

дения связаны с пусковым током. Зависимость мощности генерации ЛОВ от постоянного тока электронного луча соответствует кривой, показанной на рис. 4.10, б. Фазовое условие самовозбуждения ЛОВ определяет частоту генерации, а также зависимость генерируемой частоты от ускоряющего напряжения U_0 , т. е. электронную перестройку частоты ЛОВ. Действительно, напряжение U_0 обеспечивает скорость $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$, а дисперсия ЗС на обратной волне характеризуется возрастающей зависимостью фазовой скорости от частоты (см. § 3.3). Поэтому увеличение U_0 приводит к увеличению частоты генерации ЛОВ в условиях самосогласованного поля, которое имеет место при $v_{\phi} = v_0$.

Электронные приборы с нерезонансными колебательными системами принципиально широкополосны. Полоса пропускания ЛБВ и диапазон электронной перестройки ЛОВ определяется шириной полосы прозрачности замедляющей системы (см. рис. 3.19).

Шумы в электронных приборах и их влияние на параметры усилителей и генераторов. Собственные шумы в электронных приборах имеют различное происхождение. Не вдаваясь в их физическую природу и представляя их в виде неорганизованных (хаотических) «паразитных» колебаний, рассмотрим, как влияют шумы на параметры усилителей и генераторов в общем случае.

Прежде всего отметим, что шумы определяют минимальный сигнал, при котором возможно нарастание электромагнитных колебаний. Это означает, что если полезный сигнал имеет амплитуду, меньшую по уровню амплитуды хаотических колебаний, то усиление и генерация невозможны. Таким образом, от уровня шумов зависит выполнение амплитудных условий самовозбуждения и его характер: «мягкое» или «жесткое» самовозбуждение.

Собственные шумы усилителей ограничивают их параметры: коэффициент усиления и динамический диапазон. Коэффициент усиления в децибелах

$$K = 10 \lg (P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}). \quad (4.16)$$

Он достигает максимального значения, когда входной сигнал уменьшается до порогового значения $P_{\text{вх}} = P_{\text{пор}}$, ниже которого усиление из-за шумов невозможно.

Динамический диапазон усилителя

$$D = 10 \lg (P_{\text{вх л}}/P_{\text{пор}}). \quad (4.17)$$

где $P_{\text{вх л}}$ — максимальный входной сигнал линейного режима работы, при котором обеспечивается неискаженное усиление входного сигнала. Из (4.17) видно, что динамический диапазон уменьшается при увеличении шумов, определяющих значение $P_{\text{пор}}$.

Коэффициент шума в децибелах

$$K_{\text{ш}} = 10 \lg F_{\text{ш}}. \quad (4.18)$$

где

$$F_{\text{ш}} = (P_{\text{с}}/P_{\text{ш}})_{\text{вх}}/(P_{\text{с}}/P_{\text{ш}})_{\text{вых}}, \quad (4.19)$$

т. е. шум-фактор $F_{\text{ш}}$ в свою очередь определяется отношением мощностей сигнала $P_{\text{с}}$ и шума $P_{\text{ш}}$ на входе усилителя к такому же отношению на его выходе.

Если усилитель собственных шумов не добавляет, т. е. является нешумящим, а шумы, поступающие на его вход, усиливаются так же, как полезный сигнал, то $P_{\text{ш вых}}/P_{\text{ш вх}} = P_{\text{с вых}}/P_{\text{с вх}}$ и согласно (4.18), (4.19) $F_{\text{ш}} = 1$, а $K_{\text{ш}} = 0$ дБ. В тех случаях, когда усилитель близок к *идеальному* (нешумящему) усилителю, что может быть обеспечено в условиях сверхнизких температур путем снижения тепловых шумов, шум-фактор переводят в *шумовую температуру* с помощью выражения

$$T_{\text{ш}} = T_0 (F_{\text{ш}} - 1), \quad (4.20)$$

где $T_0 = 290$ К — комнатная температура. Например, при $K_{\text{ш}} = 1$ дБ $F_{\text{ш}} = 1,25$ и $T_{\text{ш}} = 72,5$ К. Обычно при $K_{\text{ш}} > 1$ дБ используют формулу (4.18), а при $K_{\text{ш}} < 1$ дБ — формулу (4.20).

Глава 5. ТРИОДЫ И ТЕТРОДЫ СВЧ

5.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ТРИОДНОГО ГЕНЕРАТОРА

Как отмечалось в § 4.4, *триоды* и *тетроды* СВЧ относятся к группе электронных приборов с электростатическим управлением электронным потоком. Они являются разновидностями «классических» электровакуумных приборов, в которых время и угол пролета электронов ограничивают увеличение частоты генерации или усиления. В § 4.4 также отмечалось, что для преодоления схемных ограничений межэлектродные емкости $C_{\text{кс}}$ и $C_{\text{са}}$ (см. рис. 4.7, б) используются в качестве «укорачивающих» элементов *катодно-сеточного* и *сеточно-анодного резонаторов*.

Эквивалентной схемой включения триода во входную и выходную цепи является «классическая» *трехточечная схема*, показанная на рис. 5.1, а. Для работы на СВЧ наиболее приемлемой является двухконтурная схема с общей заземленной сеткой. В этом случае Y_1 и Y_2 характеризуют проводимости катодно-сеточного и сеточно-анодного контуров, а $Y_3 = j\omega C_{\text{ка}}$, где $C_{\text{ка}}$ — *проходная ем-*

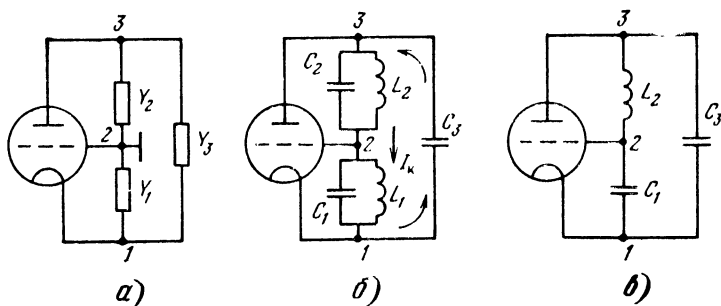


Рис. 5.1. Трехточечная схема включения триода СВЧ

кость между катодом и анодом, ослабленная экранирующим действием сетки (C_3 на рис. 5.1, б).

Допустим, что контуры чисто реактивны (без потерь), т. е.

$$Y_1 = jB_1 = j[\omega C_1 - 1/(\omega L_1)] \quad \text{и} \quad Y_2 = jB_2 = j[\omega C_2 - 1/(\omega L_2)].$$

Частотные зависимости $B_1(\omega)$ и $B_2(\omega)$ для случая, когда резонансная частота сеточно-анодного резонатора ω_{ca} превышает резонансную частоту катодно-сеточного резонатора ω_{kc} , показаны на рис. 5.2, а. На рис. 5.2, б приведены частотные характеристики реактивных сопротивлений $jX_1 = -j/B_1$ и $jX_2 = -j/B_2$, включенных последовательно между точками 1 и 3 в общей колебательной системе (см. рис. 5.1). После сложения $jX_1 + jX_2$ найдем проводимость ветви 1—2—3 в виде $jB = -j/(X_1 + X_2)$ и построим ее зависимость от частоты на рис. 5.2, в. Там же нанесем линию $j\omega C_3$ для определения суммарной реактивной проводимости всей схемы $jB_{\Sigma} = j(B + \omega C_3)$. Зависимость $jB_{\Sigma}(\omega)$ показана на рис. 5.2, г, из которой видно, что возможны две резонансные частоты ω_{01} и ω_{02} . На этих частотах выполняется условие «резонанса токов», т. е. токи, протекающие в левой и правой ветвях общей колебательной системы, равны между собой и направлены в противоположные стороны. Можно сказать, что на частотах ω_{01} и ω_{02} колебательная система является контуром, по которому циркулирует ток I_k , показанный на рис. 5.1, б.

Рассмотрим, на какой из этих частот может работать триодный генератор. Из рис. 4.8, в видно, что отбор энергии от электронов при электростатическом управлении возможен, когда высокочастотные напряжения U_c и U_a находятся в противофазе. Очевидно, что ток I_k (см. рис. 5.1, б) обеспечивает противофазность этих напряжений при одинаковом характере проводимостей B_1 и B_3 , т. е. проводимость входного контура должна иметь емкостный характер ($B_1 = \omega C_1$), поскольку $B_3 = \omega C_3$. Это возможно на частоте

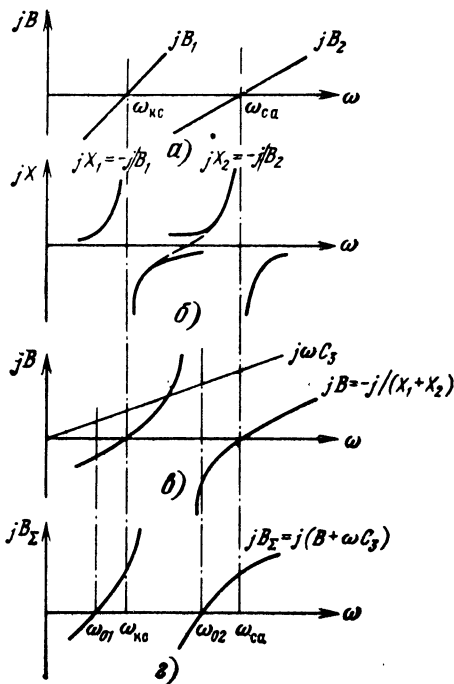


Рис. 5.2. К определению рабочей частоты триодного генератора

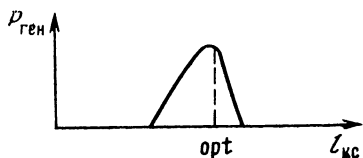


Рис. 5.3. К рассмотрению влияния перестройки катодно-сеточного резонатора на мощность генерации

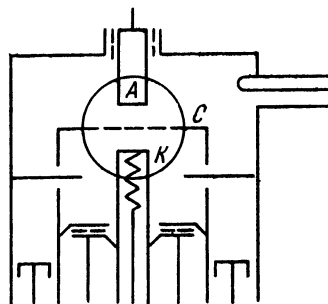


Рис. 5.4. Схема устройства триодного генератора со штырями обратной связи

те ω_{02} , где эквивалентная трехточечная схема приобретает вид, показанный на рис. 5.1, в. Заметим, что если бы контуры были настроены так, что $\omega_{кc} > \omega_{сa}$, то емкостный характер B_1 на частотах ω_{02} и ω_{01} был бы невозможен.

Итак, генерация триода СВЧ происходит на частоте

$$\omega_{02} = 1/\sqrt{L_2 C_1 C_3 / (C_1 + C_3)}. \quad (5.1)$$

Поскольку проходная емкость C_3 мала и ею можно пренебречь в сравнении с C_1 , т. е. $C_1 + C_3 \approx C_1$, то на основании (5.1) получаем

$$\omega_{02} \approx 1/\sqrt{L_2 C_3}.$$

Емкость C_3 фиксирована, а индуктивность L_2 может изменяться при перемещении короткозамыкающего поршня в сеточно-анодном резонаторе. Таким образом, частота генерации триода зависит от сеточно-анодного резонатора и может перестраиваться с помощью поршня в этом резонаторе.

Параметры катодно-сеточного резонатора и, в частности, положение короткозамыкающего поршня в нем на частоту генерации почти не влияют, однако перестройка катодно-сеточного резонатора влияет на мощность генерации, которая проходит через максимум при оптимальной обратной связи (рис. 5.3).

В линию обратной связи между контурами входит проходная емкость C_3 . Кроме такой внутриламповой обратной связи, которая оказывается недостаточной для удовлетворения амплитудных условий самовозбуждения, вводятся элементы непосредственной связи между резонаторами в виде штырей, петель или отверстий связи. На рис. 5.4 в односторонней конструкции расположения резонаторов показаны штыри обратной связи. Эти элементы связи тоже не являются регулируемыми. Регулировка обратной связи осуществляется перемещением поршня в катодно-сеточном резонаторе.

При перестройке частоты триодного генератора не требуется изменять напряжения, подводимые к аноду или сетке. Поэтому перестройка частоты генерации путем изменения резонансной частоты сеточно-анодного резонатора триода весьма широкополосна и может достигать октавы. Однако при перестройке триодного генератора необходимо перестраивать оба резонатора — один для изменения частоты генерации, другой для подбора обратной связи.

5.2. ОСОБЕННОСТИ ТЕТРОДОВ СВЧ

Рассмотрим схему с тетродом (рис. 5.5) и его особенности в сравнении с триодом. С этой целью оценим влияние конечного времени пролета в пространстве сетка — анод триода. Если бы угол пролета θ_{ca} был очень мал, то наведенный ток в цепи анода $i_{на}$ был бы равен конвекционному току в цепи сетки $i_{кф}$. С увеличением θ_{ca} уменьшается амплитуда $i_{на}$ и увеличивается его длительность в сравнении с длительностью импульса конвекционного тока, проходящего через сетку. Возможно даже пере-

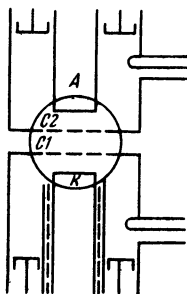


Рис. 5.5. Схема устройства тетродного усилителя

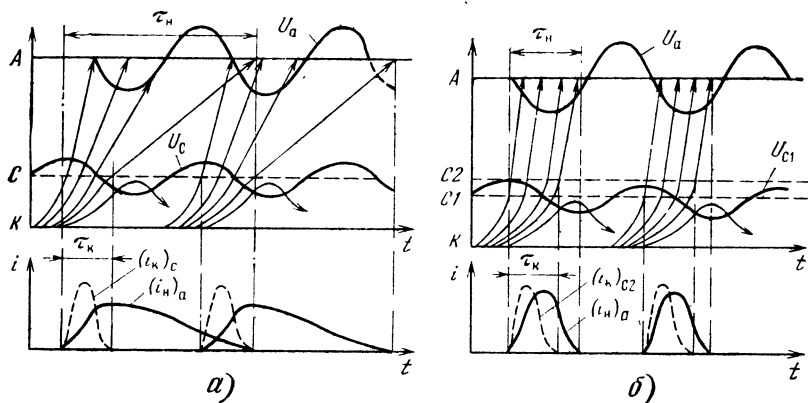


Рис. 5.6. К рассмотрению импульсов наведенного тока в анодных цепях триода (а) и тетрода (б)

крытие соседних импульсов наведенного тока, как показано на рис. 5.6, а. Это приводит к уменьшению амплитуды основной гармоники высокочастотной составляющей наведенного тока, в результате чего уменьшается выходная мощность триодного генератора и его КПД. Именно этим обстоятельством объясняется ухудшение эффективности работы триода с ростом частоты в режиме больших амплитуд. Например, на волнах 7 ... 10 см КПД лучших триодов не превышает 10 ... 20%.

Тетрод отличается от триода введением второй сетки, потенциал которой равен или близок высокому положительному потенциалу анода. Это обеспечивает ускорение электронов, проходящих первую сетку, и уменьшает время (угол) пролета в сеточно-анодном зазоре выходного резонатора (рис. 5.6, б). В результате уменьшения длительности наведенного тока и увеличения его амплитуды возрастает амплитуда первой гармоники тока, наведенного в анодной цепи, т. е. увеличивается выходная мощность и КПД прибора. При наличии высокого КПД, достигающего до 50 ... 70%, тетроды выгодно конструировать на большие мощности, что вызывает увеличение размеров резонаторов и рабочих длин волн. Известны, например, тетродные генераторы и усилители дециметрового диапазона длин волн с выходными мощностями более 15 МВт в импульсе при средней мощности до 300 кВт. Сверхмощные приборы с тетрами СВЧ из-за наличия объемных резонаторов получили название *резнатроны*.

Следует также заметить, что введение второй сетки обеспечивает дополнительное экранирующее действие, приводящее к уменьшению паразитной обратной связи за счет емкости $C_{ка}$. Поэтому

тетроды с большим успехом, чем триоды, могут быть использованы в усилителях, свободных от паразитной генерации.

Заканчивая рассмотрение приборов на триодах и тетродах СВЧ, отметим, что триоды используются, как правило, в генераторах средней мощности, а тетроды в мощных и сверхмощных усилителях. Те и другие особенно эффективны в дециметровом и верхней части сантиметрового диапазонов длин волн. Их достоинством являются относительная простота конструкции и отсутствие громоздких магнитных систем, которые необходимы для фокусировки электронных потоков в пролетных клистродах и приборах О-типа, а также важны для обеспечения принципа действия приборов М-типа, гиротронов и других электронных приборов СВЧ.

Глава 6. КЛИСТРОНЫ

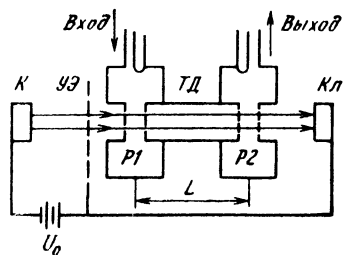
6.1. ПРОЛЕТНЫЕ ДВУХРЕЗОНАТОРНЫЕ КЛИСТРОНЫ

Принцип действия. Клистроны получили свое название от слова «клизо», что в переводе с греческого означает «морской прибор». В этом названии отражена основная особенность клистрода, связанная с группировкой электронов в плотные сгустки и отбором энергии от этих сгустков, как прибор, поступающих в зазор выходного резонатора.

В отличие от триодов и тетродов СВЧ в клистродах применяют *динамическое управление электронным потоком* (см. § 4.4). При этом полезно используется время пролета электронов, в течение которого скоростная модуляция переходит в модуляцию электронов по плотности. В пролетных клистродах, где используется также принцип разделения функций электродов (см. § 4.3), группировка электронов происходит по *методу дрейфа*.

На рис. 6.1 показана схема устройства двухрезонаторного клистрода, состоящего из катода К, ускоряющего электрода УЭ, входного модулирующего резонатора Р1, трубы дрейфа ТД, выходного резонатора Р2 и коллектора Кл. На катод подается отрицательное напряжение U_0 . Ускоряющий электрод, труба дрейфа с резонаторами и коллектор обычно находятся под нулевым потенциалом. Это обеспечивает электробезопасность, так как резонаторы связаны с линиями передачи, а коллекторы в мощных клистродах снабжены системами жидкостного охлаждения. Для

Рис. 6.1. Схема устройства двухрезонаторного пролетного клистрона



удержания электронного потока на оси трубы дрейфа используют фокусирующее магнитное поле, создаваемое соленоидом или системой постоянных магнитов. Диаметр трубы дрейфа выбирают настолько малым, чтобы она была запердельным волноводом. Поэтому в канале трубы дрейфа высокочастотное поле отсутствует и электроны движутся в ней со скоростью, определяемой постоянным напряжением U_0 ускоряющего электрода и высокочастотным напряжением $U = U_1 \sin \omega t$ резонатора, расположенного перед трубой дрейфа.

На рис. 6.2 приведена *пространственно-временная диаграмма* двухрезонаторного клистрона. Начало оси ординат расположено в центре зазора первого резонатора.

Рассмотрим *группировку электронов* 1—6, влетающих в первый резонатор в различные моменты времени в течение периода высокочастотных колебаний. Из диаграммы видно, что *центрами электронных сгустков* являются электроны 4, пролетающие зазор резонатора в момент изменения высокочастотного напряжения с тормозящего на ускоряющее. Вокруг них группируются электроны 3 и 5, наиболее сильно замедленные и ускоренные тормозящей и ускоряющей фазами электрического поля в зазоре резонатора. В результате электроны 3—5 подлетают ко второму резонатору плотными сгустками с интервалом во времени, равным периоду

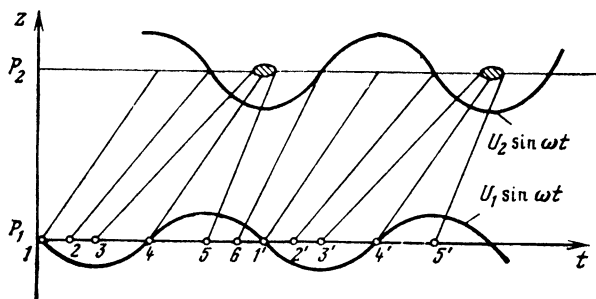


Рис. 6.2. Пространственно-временная диаграмма группировки электронов

колебаний в первом резонаторе. Если второй резонатор настроен на ту же частоту, что и первый, то в его зазоре наводится высокочастотное напряжение $U_2 \sin \omega t$ так, что электронные сгустки оказываются в максимумах тормозящих полупериодов.

На рис. 6.2 также видно, что не все электроны, проходящие модулирующий резонатор, группируются в сгустки. Например, электроны 1—2 и 6—1' не попадают в тормозящий полупериод высокочастотного электрического поля Р2. Попадая в ускоряющий полупериод, они отбирают энергию электромагнитного поля второго резонатора. Наиболее «неблагоприятными» оказываются электроны 1 и 1', которые попадают в максимумы ускоряющих полупериодов Р2. Однако поскольку эти электроны находятся в центрах разгруппировки, значение конвекционного тока в максимуме ускоряющего напряжения оказывается минимальным, как это видно из кривых i_{2k} на рис. 6.3. Максимумы конвекционного тока находятся в максимумах тормозящих полупериодов. Поэтому в результате взаимодействия электронных сгустков с высокочастотным полем второго резонатора количество энергии, отобранной от электронного потока, превышает ее затраты на ускорение электронов 1(1').

Мощность колебаний второго резонатора может значительно превышать мощность входного сигнала, что обеспечивает усиление, а при наличии обратной связи между вторым и первым резонаторами возможно самовозбуждение двухрезонаторного клистрона.

Обратимся снова к рис. 6.3, на котором представлены три кривые конвекционного тока в сечениях z_1 , z_2 и z_3 , показанных на рис. 6.4. Кривая 1 характеризует недогруппировку электронов,

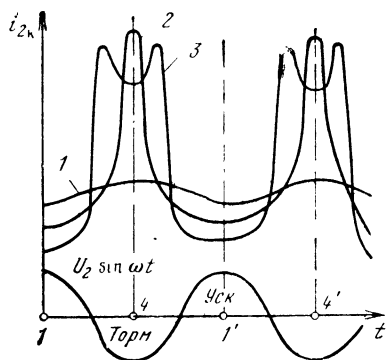


Рис. 6.3. Кривые конвекционного тока в зазоре второго резонатора при различных протяженностях труб дрейфа

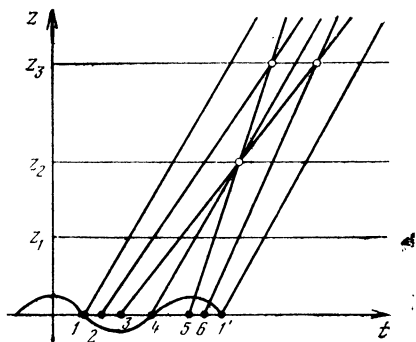


Рис. 6.4. К рассмотрению различных режимов группировки электронов

Таблица 6.1. Максимальные значения электронного КПД для различных гармоник

Параметр	Номер гармоники							
	1	2	3	4	8	10	16	24
$\eta_{э \text{ макс}}, \%$	58	49	43	35	32	30	26	24

кривая 2 определяет максимальную группировку, а кривая 3 — перегруппировку, при которой электронный сгусток раздваивается. Режим перегруппировки является наиболее полезным, так как форма конвекционного тока при этом ближе к идеальной (см. рис. 4.5), чем при максимальной группировке. Поэтому электронный КПД двухрезонаторного клистрона оказывается более высоким, когда второй резонатор размещается на расстоянии $z_3 > z_2$.

Заметим, что, поскольку в оптимальном режиме форма конвекционного тока, являясь периодической, значительно отличается от синусоидальной, конвекционный ток, а следовательно, и ток, наведенный во втором резонаторе, насыщены высшими гармоническими составляющими, имеющими достаточно большие амплитуды. Из кинематической теории пролетного клистрона следует, что электронный КПД двухрезонаторного клистрона несильно уменьшается с ростом номера гармоники. Значения максимального электронного КПД $\eta_{э \text{ макс}}$ для различных гармоник приведены в табл. 6.1.

Несмотря на то, что реальные значения КПД значительно ниже тех, которые приведены в таблице, относительные их изменения являются достоверными, т. е. электронный КПД (10 ... 20)-й гармоник не намного ниже электронного КПД гармоник с малыми номерами. Поэтому двухрезонаторный клистрон может быть использован в качестве эффективного *умножителя частоты*.

Переходя к рассмотрению применений двухрезонаторных клистронов, отметим, что их используют в основном как генераторы и умножители частоты. Усилители на двухрезонаторных клистро-нах обычно не создаются, так как они не обладают высокими значениями коэффициентов усиления (10 ... 15 дБ) и работают в узкой полосе частот (менее 1%) при небольшом КПД (10 ... 15%). Среди пролетных клистронов в качестве усилителей широко применяют *каскадные (многорезонаторные) клистроны*, обладающие гораздо более высокими значениями коэффициентов усиления и КПД, чем двухрезонаторные клистроны, как это будет показано в следующем параграфе.

Двухрезонаторный клистронный генератор. Для создания генератора на основе двухрезонаторного клистрона необходимо обеспечить положительную обратную связь между выходным и

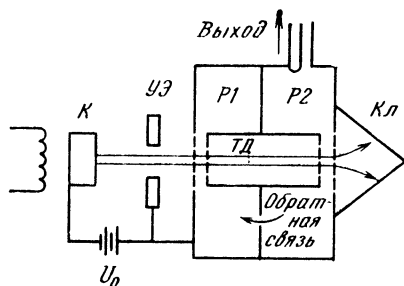


Рис. 6.5. Схема двухрезонаторного клистронного генератора

входным резонаторами. На рис. 6.5 показана схема клистронного генератора с отверстием обратной связи в общей стенке обоих резонаторов. Степень связи зависит от диаметра отверстия связи и определяет амплитудные условия самовозбуждения. Фазовые условия самовозбуждения можно пояснить пространственно-временной диаграммой, показанной на рис. 6.6. Через φ_{oc} обозначен фазовый угол обратной связи, т. е. фазовый сдвиг между колебаниями во втором и первом резонаторах. Из диаграммы видно, что оптимальный угол пролета в трубе дрейфа θ_{opt} , при котором электронные сгустки попадают во второй резонатор в максимуме тормозящего полупериода, связан с углом φ_{oc} выражением

$$\varphi_{oc} + \theta_{opt} = 2\pi(n + 3/4), \quad (6.1)$$

где $n=0, 1, 2, \dots$ определяет число периодов высокочастотных колебаний, которые пропускает электронный сгусток за время движения в трубе дрейфа. Угол пролета, связанный со средней скоростью электронов, определяется ускоряющим напряжением, оптимальное значение которого можно получить из выражения

$$\theta_{opt} = \omega L / v_{cp} = \omega L / (\sqrt{2eU_{0opt}/m}) = 2\pi(n + 3/4) - \varphi_{oc},$$

где L — протяженность трубы дрейфа (см. рис. 6.1). Приведенное

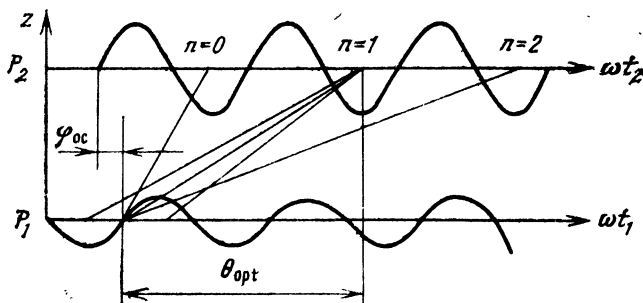


Рис. 6.6. К рассмотрению фазовых условий самовозбуждения

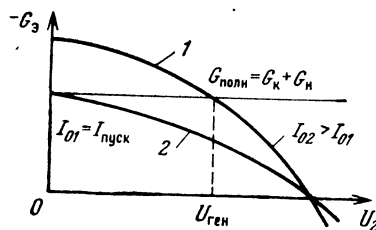


Рис. 6.7. К пояснению амплитудных условий самовозбуждения

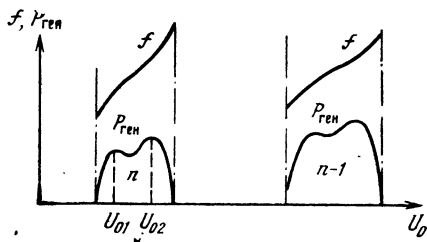


Рис. 6.8. Зоны генерации двухрезонаторного клистрона

выражение является фазовым условием самовозбуждения двухрезонаторного клистронного генератора.

Амплитудное условие самовозбуждения можно получить из рассмотрения амплитудной характеристики активной электронной проводимости. Из кинематической теории пролетного клистрона следует, что он является генератором с «мягким» самовозбуждением (см. § 4.5) и обладает зависимостью $G_3(U_2)$, показанной на рис. 6.7. Амплитудное условие самовозбуждения характеризуется точкой пересечения кривой 1 с прямой полной активной проводимости, определяемой отношением характеристической проводимости резонатора к его нагруженной добротности: $-G_3 = G_{\text{полн}} = Y_c/Q_n$.

Кривая 2, касающаяся линии $G_{\text{полн}}$, соответствует пусковому току $I_{\text{пуск}}$. Она определяет стартовый режим, при котором генерация только начинается. При увеличении тока $I_0 > I_{\text{пуск}}$ амплитуда генерации и выходная мощность клистрона плавно без скачков нарастают.

Заметим, что при $I_0 = I_{\text{пуск}}$ самовозбуждение возникает лишь при $U_0 = U_{0\text{орт}}$, т. е. когда выполняется (6.1). При $I_0 > I_{\text{пуск}}$ самовозбуждение имеет место в некотором интервале значений U_0 , определяющем ширину зоны генерации, которая представляет собой зависимость генерируемой мощности от ускоряющего напряжения (рис. 6.8). Каждая зона генерации характеризуется своим номером n в соответствии с выражением (6.1) и рис. 6.6. «Двугорбый» характер зоны генерации объясняется тем, что резонаторная система состоит из двух связанных резонаторов. Глубина «провала» в зоне генерации зависит от степени электромагнитной связи между резонаторами. При сильной обратной связи зона генерации может даже раздваиваться.

При изменении ускоряющего напряжения в пределах каждой зоны генерации частота колебаний изменяется. Это связано с принципом наведения высокочастотного поля в выходном резонаторе электронными сгустками. Например, при некотором увеличе-

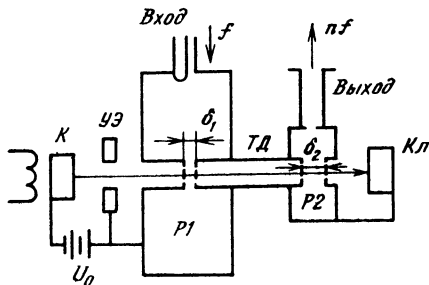


Рис. 6.9. Схема устройства умножителя частоты

нии напряжения относительно его оптимального значения время пролета сгустков в трубе дрейфа сокращается и они, передавая энергию выходному резонатору раньше, чем в оптимальном режиме, увеличивают частоту колебаний. Это явление, как отмечалось в § 4.5, называют *электронной перестройкой частоты*. В клистронах она невелика и составляет менее 1%. Перестройку частоты генерации можно осуществить и механически, перестраивая резонаторы. Однако при этом возникают затруднения, связанные с необходимостью перестройки обоих резонаторов и обеспечения оптимальной обратной связи на каждой частоте.

Двухрезонаторные клистронные генераторы выпускают для частотных диапазонов от 5 до 40 ГГц с выходной мощностью 1 ... 10 Вт. При этом ускоряющие напряжения составляют 1 ... 4 кВ. Значения КПД не превышают 10%. Достоинством двухрезонаторных клистронных генераторов является то, что они обладают сравнительно высокой стабильностью частоты генерации, а также имеют небольшие размеры и массу.

Умножитель частоты. На рис. 6.9 представлена схема устройства умножительного клистрона с выходным резонатором, настроенным на частоту, кратную частоте входного сигнала. Первый резонатор P1, настроенный на низкую частоту входного сигнала, имеет большие габаритные размеры в индуктивной части и малое расстояние δ_1 между сетками для увеличения емкости. Входной сигнал поступает через коаксиальный ввод энергии. Второй резонатор P2 с волноводным выводом энергии имеет гораздо меньшие габаритные размеры и увеличенное расстояние δ_2 между сетками в целях уменьшения емкости для обеспечения высокой частоты выходного сигнала.

Качество работы умножителя частоты оценивается *потерями преобразования* $L_{прб} = 10 \lg (P_{вх}/P_{вых n})$. Величину $K_{прб} = P_{вых n}/P_{вх}$ называют коэффициентом преобразования входного $P_{вх}$ ($n=1$) в выходной $P_{вых n}$ сигнал n -кратной частоты. Чем меньше потери преобразования, тем выше коэффициент преобразования и качество умножителя частоты. Значения коэффициента преобразова-

ния двухрезонаторных клистронов самые высокие среди коэффициентов других типов умножителей частоты, включая и умножители на варакторных диодах СВЧ. Если в полупроводниковых умножителях потери преобразования в лучшем случае удастся снизить до 2...4 дБ при удвоении и утроении частоты, то в клистронных умножителях при малых значениях n *умножение частоты может сопровождаться усилением входного сигнала*, при котором потери преобразования отрицательные, а коэффициент преобразования больше единицы ($P_{\text{вых}} n > P_{\text{вх}}$).

Следует заметить, что $K_{\text{прб}}$ клистрона незначительно уменьшается с ростом номера гармоники. Известен умножитель частоты на двухрезонаторном клистроне с 20-кратным умножением, обеспечивающий выходной сигнал на волне 0,4 мм.

Недостатком двухрезонаторного клистронного умножителя частоты является низкий КПД $\eta = P_{\text{вых}} n / (P_{\text{вх}} + P_0)$, который составляет единицы процентов. Умножители частоты на двухрезонаторных клистроны конструируют для работы на гармониках от 3-й до 10-й и вследствие малого значения КПД рассчитывают на выходные мощности менее 1 Вт.

6.2. МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЕ УСИЛИТЕЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ

Возможности создания каскадных клистронов. Для повышения коэффициента усиления клистронных усилителей может быть использовано каскадное соединение нескольких двухрезонаторных клистронов с развязывающими вентилями (рис. 6.10, а). Однако

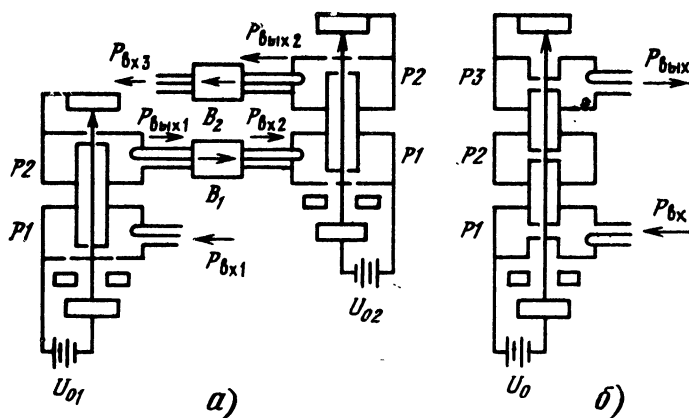


Рис. 6.10. К рассмотрению перехода от двухкаскадной усилительной цепочки (а) к трехрезонаторному клистрону (б)

возможен и другой способ каскадирования: создание многорезонаторных клистронов. Так, на рис. 6.10, б изображен трехрезонаторный клистрон, эквивалентный двухкаскадной цепочке. В трехрезонаторном клистроне выходной резонатор первого клистрона объединен со входным резонатором второго, более мощного, клистрона. Во-первых, это приводит к уменьшению числа резонаторов. Если в N -каскадной цепочке имеется $2N$ резонаторов, то в аналогичном многорезонаторном клистроне, содержащем N труб дрейфа, число резонаторов равно $N+1$. Во-вторых, исключаются соединительные кабели и вентили, отсутствуют межкаскадные потери, промежуточные резонаторы оказываются ненагруженными и в них развиваются колебания с более высокими амплитудами. В-третьих, упрощается схема питания клистрона благодаря использованию общего электронного потока. Все это обеспечивает повышение коэффициента усиления и уменьшение потребляемой от источников питания мощности, т. е. повышение общего КПД.

Помимо указанных преимуществ многорезонаторных клистронов перед каскадными цепочками следует отметить еще возможность улучшения группировки электронов путем обеспечения так называемой каскадной группировки.

Принцип каскадной группировки электронов. Рассмотрим группировку электронов в трехрезонаторном клистроне с помощью пространственно-временной диаграммы, построенной на рис. 6.11. Будем считать, что все резонаторы настроены на одну частоту. Проследим за скоростной модуляцией и движением в первой и второй трубах дрейфа электронов типа 1—4.

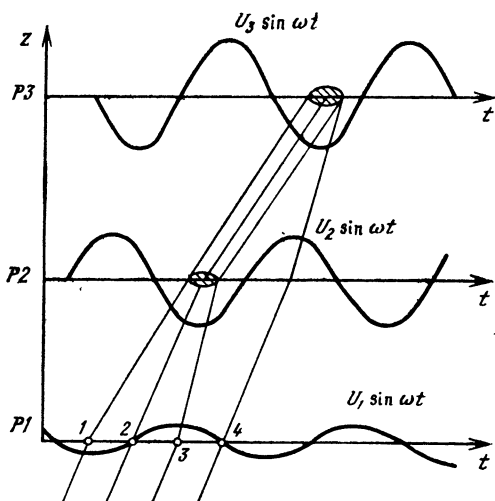


Рис. 6.11. Пространственно-временная диаграмма трехрезонаторного клистрона

Группировка в первой трубе дрейфа, где действует высокочастотное напряжение $U_1 \sin \omega t$, происходит так же, как в двухрезонаторном клистроне, и электронный сгусток, включающий электроны 1—3, наводит во втором резонаторе напряжение $U_2 \sin \omega t$. Фаза напряжения второго резонатора определяется тем, что электронные сгустки оказываются в максимумах тормозящих полупериодов. Амплитуда напряжения U_2 значительно превышает амплитуду напряжения в выходном резонаторе двухрезонаторного клистрона, так как в данном случае второй резонатор является промежуточным и не нагружен. Это означает, что его нагруженная добротность равна собственной.

Электрон 4, вылетевший из первого резонатора со сдвигом во времени на полпериода относительно электрона 2, оказывается в максимуме ускоряющего полупериода во втором резонаторе.

Принцип каскадной группировки заключается в том, что второй резонатор выступает в роли дополнительного группирователя, который тормозит электронные сгустки и ускоряет электроны 4, пролетающие его зазор на полпериода позже сгустков. В результате такого взаимодействия электрон 4 догоняет сгусток в зазоре третьего резонатора.

Таким образом, если в двухрезонаторном клистроне электрон 4 являлся «неблагоприятным», так как отбирал энергию в выходном резонаторе, то в трехрезонаторном клистроне он группируется с теми электронами, которые отдают энергию высокочастотному полю выходного резонатора. За счет принципа каскадной группировки электронов теоретический предел электронного КПД, как это следует из элементарной кинематической теории трехрезонаторного клистрона, достигает $\eta_{\text{э макс}} = 74\%$ вместо 58% двухрезонаторного клистрона.

Коэффициент усиления многорезонаторного клистрона определяется числом каскадов. Для N -резонаторного клистрона оказывается справедливым приближенное эмпирическое выражение

$$K_{\text{макс}} \approx 15 + (N - 2) \cdot 20, \quad (6.2)$$

определяющее максимальное значение коэффициента усиления в децибелах. Из этого выражения видно, что вследствие каскадной группировки усиление в трехрезонаторном клистроне выше, чем в двухкаскадной усилительной цепочке из двухрезонаторных клистронов. Из (6.2) также следует, что в семирезонаторном клистроне можно получить усиление более 100 дБ. Однако при таком усилении клистрон легко самовозбуждается из-за трудноустраняемой паразитной обратной связи между выходом и входом усилителя.

Из характеристик каскадных клистронов наибольший интерес представляют *амплитудные* и *амплитудно-частотные* характери-

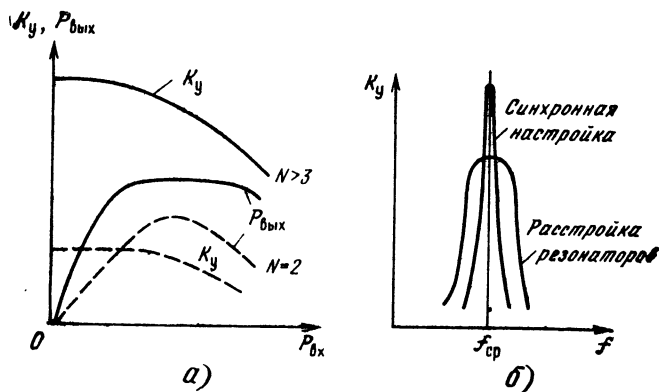


Рис. 6.12. Характеристики пролетных усилительных клистронов

стики (рис. 6.12). Многорезонаторный клистрон является узкополосным усилителем, если все резонаторы настроены на одну частоту. Такой режим настройки называют *синхронным*, и для него справедливо выражение (6.2). Коэффициент усиления максимален на начальном участке амплитудной характеристики и по мере увеличения входного сигнала заметно уменьшается из-за перегруппировки электронов. На рис. 6.12, а показаны для сравнения амплитудные характеристики $P_{\text{вых}}$ ($P_{\text{вх}}$) двухрезонаторного и многорезонаторного клистронных усилителей, рассчитанных на одинаковую мощность питания от источника постоянного тока. Поскольку значения КПД и коэффициентов усиления каскадных клистронов выше, то они имеют более крутую амплитудную характеристику в режиме малого входного сигнала и несколько большую выходную мощность в режиме насыщения.

При взаимной расстройке резонаторов (рис. 6.12, б) *полоса пропускания усилителя* расширяется, но значение коэффициента усиления в максимуме падает так, что произведение ширины полосы частот по трехдецибельному уровню спада коэффициента усиления на его максимальное значение $(\Delta f)_{\text{ЗДБ}} K_{\text{макс}}$ остается приблизительно постоянным. Обычно в режиме синхронной настройки ширина полосы относительно средней частоты не превышает 0,5%, а при расстройке резонаторов она может быть увеличена до 2%.

Заметим, что максимальное значение электронного КПД (74%), полученное из линейной кинематической теории, оказывается существенно завышенным. Реальный КПД трехрезонаторного клистрона около 30%. Однако в процессе исследований многорезонаторных клистронов были обнаружены дополнительные

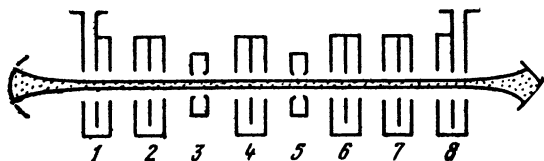


Рис. 6.13. Схема устройства высокоэффективного каскадного клистрона

резервы увеличения КПД. К ним относятся использование метода рекуперации, как в ЛБВ (см. § 8.1), улучшение группировки электронов путем настройки предпоследнего резонатора (при $N \geq 4$) на более высокую частоту, введение дополнительных резонаторов, настроенных на вторую гармонику, и др. [5].

Для расширения рабочей полосы частот при сохранении высокого значения коэффициента усиления создаются пролетные клистроны с резонаторами, содержащими несколько зазоров (*клистроны с распределенным взаимодействием*), и гибридные приборы — *твистроны*, в которых вместо выходного резонатора используется замедляющая система. Поэтому твистроны обладают свойствами пролетных клистронов и ЛБВ. Их широкополосность достигает 15 % при усилении более 50 дБ в 10-см диапазоне длин волн.

Задачу оптимизации параметров многорезонаторного клистрона решают с помощью ЭВМ на основе нелинейной теории каскадного клистрона. Сочетание различных способов увеличения КПД, а также оптимизация расстояний между резонаторами и их добротностей позволили получить КПД каскадных клистронов более 80 %. Так, в конструкции восьмirezонаторного клистрона, схематически представленной на рис. 6.13, 3-й и 5-й резонаторы являются однозазорными и настроены на удвоенную частоту, а остальные шесть резонаторов — двухзазорные. В таком клистроне удалось получить КПД 82 %.

Каскадные клистроны, имеющие высокий КПД, используются в основном как мощные усилители, работающие в непрерывном или импульсном режиме. Клистроны непрерывного режима применяются в системах тропосферной и радиорелейной связи, в наземных станциях систем связи через спутники, в телевизионных передатчиках, в установках промышленного нагрева. В будущем их предполагается использовать в солнечных космических электростанциях. Выходная мощность этих клистронов находится в пределах от нескольких ватт до сотен киловатт для длин волн от верхней части миллиметрового до нижней части метрового диапазонов волн соответственно. Импульсные каскадные клистроны используются в РЛС дальнего обнаружения и ускорителях заряженных частиц. Они обеспечивают наиболее высокие мощности по сравнению с другими типами приборов СВЧ при большой длительности импульсов и малой скважности. Так, в 10-см клистроне получена выходная мощность 60 МВт в импульсе длительностью

6 мкс при скважности 250. Сверхмощные клистроны имеют большие размеры и требуют очень высокие ускоряющие напряжения. Например, клистроны с выходной мощностью 30 МВт в импульсе при средней мощности 30 кВт дециметрового диапазона имеют длину более 3 м и напряжение порядка 300 кВ.

6.3. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ

Принцип действия. Отражательные клистроны являются *маломощными генераторами* в области длин волн от верхней части дециметрового до нижней части миллиметрового диапазонов. Несмотря на то, что уже много лет они испытывают сильную конкуренцию со стороны полупроводниковых генераторов и не считаются перспективными, производство и применение отражательных клистронов почти не сокращается.

Основными достоинствами отражательных клистронов являются простота их изготовления, малые стоимость и габаритные размеры, а также высокая надежность. Они отличаются стабильностью параметров, на которые слабо влияют температура, вибрация и радиация. Их частоту довольно просто перестраивать механически и электрически.

Схема устройства и электрического питания отражательного клистрона приведена на рис. 6.14. Клистрон состоит из группирователя электронов (катод К, ускоряющий электрод УЭ, резонатор Р) и отрицательного электрода-отражателя, на который электроны не попадают, а возвращаются в резонатор, выполняя также роль коллектора.

Электроны *группируются* в постоянном тормозящем поле пространства между резонатором и отражателем. На пространственно-временной диаграмме (рис. 6.15, а) отмечены наиболее характерные электроны 1—4, пролетающие зазор резонатора при максимальных и нулевых значениях высокочастотного напряжения. Движение электронов в постоянном тормозящем поле после ре-

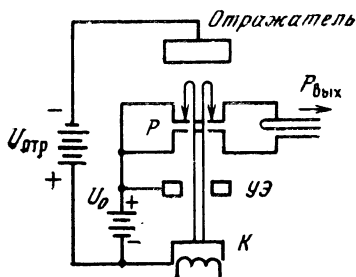


Рис. 6.14. Схема отражательного клистрона

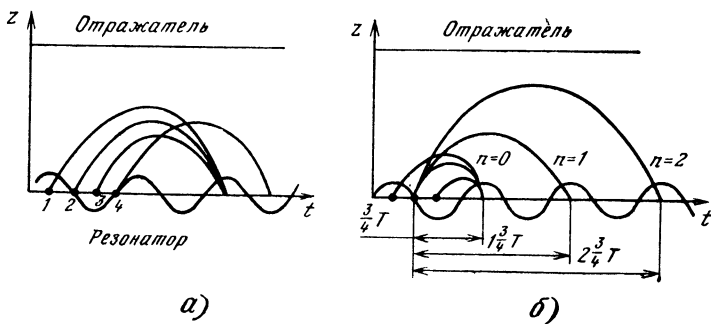


Рис. 6.15. Пространственно-временные диаграммы отражательного клистрона

зонатора на пространственно-временную; диаграмме показано параболическими кривыми, т. е. оно является равнозамедленным и равноускоренным, поскольку постоянный ток в отражательном клистроне мал и пространственный заряд не оказывает заметного влияния. Электрон 1, получивший максимальное дополнительное ускорение в резонаторе, ближе всех подлетает к отражателю до полной остановки. Наименьшее время на движение к отражателю и обратно затрачивает электрон 3, так как при прямом пролете резонатора на него действует максимальное тормозящее высокочастотное поле.

В результате скоростной модуляции электроны 1 и 3 группируются вокруг электрона 2, пролетающего резонатор в момент изменения высокочастотного поля от ускоряющего полупериода к тормозящему (напомним, что в пролетных клистронах центры электронных сгустков соответствовали электронам, пролетающим группировать в момент изменения поля от тормозящего к ускоряющему). Различие механизмов группировки электронов в сгустки обусловлено тем, что в отражательном клистроне используется *метод тормозящего постоянного поля*, а в пролетных клистронах — *метод дрейфа*. Особенностью электронных взаимодействий в отражательных клистронах является также то, что один и тот же резонатор используется и для скоростной модуляции электронов, и для отбора энергии от электронных сгустков.

Обратная связь в отражательном клистроне осуществляется с помощью возвращающегося в резонатор электронного потока. При положительной обратной связи электронные сгустки возвращаются в тормозящий полупериод высокочастотного напряжения в зазоре резонатора (рис. 6.15, б). Следует обратить внимание на то, что этот полупериод является ускоряющим для электронов, пролетающих резонатор в прямом направлении. Условия обеспечения положительной обратной связи, определяющие фазовые условия

самовозбуждения, зависят от потенциала отражателя. При выполнении этих условий электроны 4, не попадающие в электронные сгустки (рис. 6.15, а), являются «неблагоприятными», так как они отбирают энергию от электромагнитного поля резонатора. Эти электроны, а также электроны, вылетевшие из резонатора в интервал времени менее четверти периода раньше и позже электронов 4, в отражательном клистроне не удается сгруппировать в общий сгусток.

Наличие большого числа «неблагоприятных» электронов, применение одного и того же резонатора для модуляции и отбора энергии от электронов, а также использование его в качестве коллектора не позволяют получать в отражательном клистроне высокие значения КПД и большие выходные мощности. Однако несомненным достоинством отражательного клистрона является простота конструкции и источников питания, а также удобство эксплуатации (особенно при механической перестройке частоты в широких пределах).

Основные характеристики и параметры. На рис. 6.15, б показаны пространственно-временные диаграммы электрона 2, являющегося центром электронного сгустка, при различных условиях положительной обратной связи. Очевидно, фазовые условия самовозбуждения наилучшим образом удовлетворяются, когда время и угол пролета электрона 2 в пространстве резонатор — отражатель

$$\tau_{\text{opt}} = (n + 3/4)T \quad \text{и} \quad \theta_{\text{opt}} = 2\pi(n + 3/4), \quad (6.3)$$

где $n=0, 1, 2, \dots$ — целое число, определяющее номер зоны генерации.

Оптимальное время пролета, в течение которого формируются электронные сгустки, зависит от напряжения отражателя: чем меньше по абсолютному значению напряжение отражателя, тем дольше электроны находятся в постоянном тормозящем поле, где происходит их группировка, и тем больше номер зоны генерации. Зоны генерации отражательного клистрона показаны на рис. 6.16. В центрах этих зон, определяемых выражением (6.3), мощности генерации имеют максимальные значения.

В пределах каждой зоны генерации, как и в двухрезонаторном пролетном клистроне, имеет место электронная перестройка частоты. Зависимости частоты от напряжения отражателя также показаны на рис. 6.16. Отметим, что в отличие от генератора на пролетном клистроне в отражательном клистроне электронная перестройка осуществляется без затраты мощности источника питания, поскольку постоянный ток в цепи отражателя отсутствует.

Соотношение для определения напряжения отражателя в центре каждой зоны генерации можно получить из рассмотрения *потенциально-пространствен-*

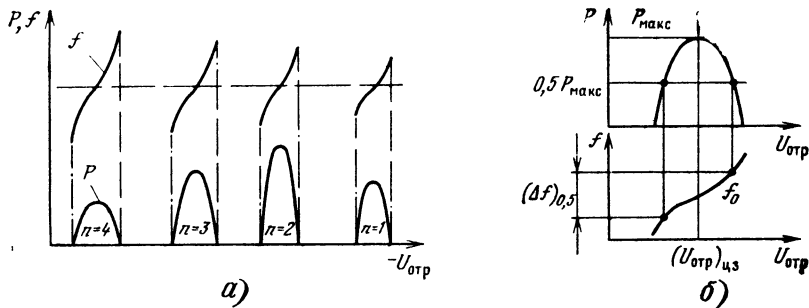


Рис. 6.16. Зоны генерации отражательного клистрона и кривые электронной перестройки частоты

ного профиля отражательного клистрона, показанного на рис. 6.17. Пренебрегая действием сил пространственного заряда, распределение потенциалов считаем линейным. Поэтому по мере уменьшения потенциала в пространстве резонатор—отражатель протяженностью d движение электронов полагаем равнозамедленным. В точке $z_{\text{макс}}$, где потенциал равен нулю, немодулированные электроны останавливаются и начинают обратное движение. Их средняя скорость $v_{\text{ср}} = v_0/2 = (\sqrt{2eU_0/m})/2$, а время пролета $\tau = 2z_{\text{макс}}/v_{\text{ср}}$. Расстояние $z_{\text{макс}}$ можно определить из геометрического подобия размеров, обозначенных на рис. 6.17, т. е. $z_{\text{макс}}/d = U_0/(U_0 - U_{\text{отр}})$. Заметим, что $U_0 - U_{\text{отр}}$ соответствует сумме абсолютных значений напряжений резонатора и отражателя. Используя (6.3), получаем

$$n + 3/4 = fd \sqrt{8mU_0/e} / (U_0 - U_{\text{отр}}), \quad (6.4)$$

где $f = 1/T$ — частота. Выражение (6.4), как и (6.3), определяет фазовое условие самовозбуждения отражательного клистрона.

Амплитудное условие самовозбуждения получается из анализа электронной проводимости отражательного клистрона. Кинематическая теория приводит к следующим выражениям активной и реактивной электронных проводимостей:

$$G_9 = G_0 F(U_m) \theta \sin \theta \quad \text{и} \quad B_9 = G_0 F(U_m) \theta \cos \theta, \quad (6.5)$$

где $F(U_m)$ — функция, имеющая падающую зависимость от высокочастотного

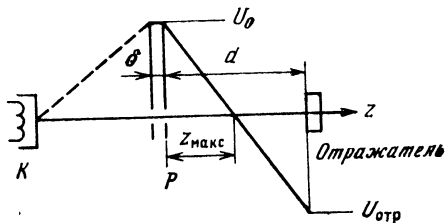


Рис. 6.17. Потенциально-пространственный профиль отражательного клистрона

ся режиме. Очевидно, что в центре зоны генерации $U_{т\text{ ген}}$ достигает максимального значения.

Частота генерации и электронная перестройка отражательного клистрона определяются зависимостью реактивной электронной проводимости от угла пролета или напряжения отражателя в пределах зоны генерации. Частота колебаний устанавливается при условии $\Sigma B = 0$. Для согласованной нагрузки ($B_n = 0$) это условие выполняется при равенстве $B_s = -B_k$. Поэтому при изменении реактивной электронной проводимости под воздействием напряжения отражателя частота генерации должна изменяться таким образом, чтобы реактивная проводимость резонатора B_k по абсолютному значению совпадала с проводимостью B_s , отличаясь от нее знаком. Частота генерации совпадает с резонансной частотой резонатора только при $B_s = 0$, т. е. в центре каждой зоны генерации.

Электронную перестройку отражательного клистрона принято характеризовать двумя параметрами: *крутизной* и *диапазоном*. Под крутизной электронной перестройки понимают отношение приращения частоты к приращению напряжения на отражателе $S = \Delta f / \Delta U_{\text{отр}}$ в центре зоны генерации, где зависимость $f(U_{\text{отр}})$ линейна. Под диапазоном электронной перестройки условились понимать изменение частоты в пределах половинного уровня мощности от ее максимального значения. На рис. 6.16, б диапазон электронной перестройки обозначен $(\Delta f)_{0,5}$.

Отметим, что, как видно из рис. 6.18, с увеличением номера зоны генерации увеличиваются ширина зоны, пределы изменения B_s и наклон зависимости $B_s(\theta)$ в центре зоны. Поэтому и крутизна, и диапазон электронной перестройки увеличиваются с ростом номера зоны генерации.

С помощью рассмотренных характеристик активной электронной проводимости можно объяснить и изменение *пускового тока* отражательного клистрона от зоны к зоне. Из (6.5) видно, что G_s зависит от проводимости $G_0 = I_0/U_0$, т. е. от постоянного тока I_0 электронного луча. На рис. 6.19 приведены зависимости $G_s(\theta)$ для разных значений постоянного тока I_{01} и I_{02} при неизменном напряжении U_0 и проводимости $G_{\text{полн}}$. Видно, что I_{01} является пусковым током или током срыва генерации зоны $n=1$, а I_{02} — пусковым током нулевой зоны ($n=0$). Таким образом, значение пускового тока уменьшается с увеличением номера n . Это означает, что по мере увеличения напряжения U_0 первой возбуждается зона генерации с наибольшим номером n , которой соответствует наименьшее по абсолютному значению напряжение отражателя, определяемое формулой (6.4). Следует, однако, заметить, что рис. 6.19 может дать неверное представление об изменении мощности генерации отражательного клистрона от зоны к зоне. Поскольку кинематическая теория приводит к тому, что электронный КПД уменьшается с ростом номера зоны, мощность генерации (и амплитуда генерации) изменяется немонотонно от зоны к зоне (см. рис. 6.16, а).

Вследствие малых значений КПД отражательные клистроны конструируют на малые выходные мощности. В зависимости от

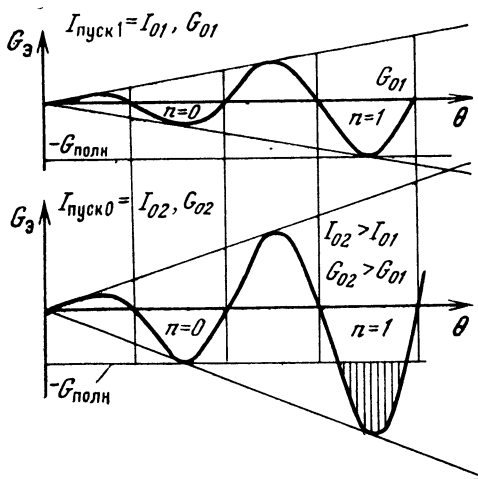


Рис. 6.19. К объяснению зависимости пускового тока от номера зоны генерации

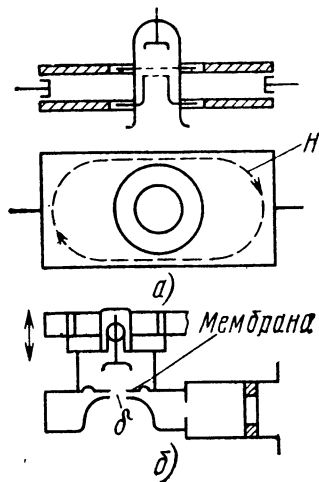


Рис. 6.20. Механизмы перестройки частоты

рабочего диапазона волн их мощности находятся в пределах 10 ... 200 мВт. Наиболее типичные значения ускоряющих напряжений составляют 200 ... 300 В у клистронов сантиметрового диапазона и 1 ... 3 кВ у клистронов миллиметрового диапазона длин волн. Диапазон электронной перестройки частоты составляет 0,3 ... 0,5 % частоты генерации в зависимости от выбора зоны генерации.

Ширина диапазона электронной перестройки должна перекрывать затягивание частоты магнетрона, когда последний используется в качестве передатчика РЛС, а клистрон является гетеродином. Электронную перестройку используют также для автоматической подстройки частоты при обеспечении долговременной стабилизации частоты генерации.

Отражательные клистроны широко используют в измерительных генераторах низкого уровня мощности. Поскольку ширина диапазона электронной перестройки мала, то для работы в широкой полосе частот применяют механическую перестройку частоты клистрона изменением размеров резонатора. Так, на рис. 6.20, а показан волноводный резонатор, перестраиваемый поршнями во внешней (невакуумной) части резонатора. Такой способ обеспечивает перестройку частоты на октаву и более.

В коротковолновых клистролах, где размеры резонаторов малы и они расположены целиком в вакуумной части прибора, применяют емкостную перестройку частоты, которая обеспечивается пу-

тем изменения ширины емкостного зазора резонатора с помощью гибкой мембраны (рис. 6.20, б). При увеличении зазора δ емкость уменьшается и частота генерации отражательного клистрона возрастает. Перестройка частоты при этом составляет 20 ... 30% средней частоты диапазона.

В отличие от прочих маломощных вакуумных генераторов СВЧ отражательные клистроны обладают малыми габаритами и не требуют магнитных фокусирующих систем. Их массы находятся в пределах 0,05 ... 0,3 кг. Клистроны имеют большой срок службы, достигающий 15 ... 20 тыс. ч для отражательных клистронов сантиметрового диапазона длин волн.

Глава 7. МАГНЕТРОНЫ

7.1. КЛАССИЧЕСКИЕ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫЕ МАГНЕТРОНЫ

Устройство магнетрона. Магнетронами называют вакуумные приборы, использующие движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. В качестве эффективных генераторов СВЧ-колебаний наибольшее развитие получили многорезонаторные магнетроны, первые варианты которых были разработаны Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым под руководством М. А. Бонч-Бруевича и опубликованы в 1940 г.

«Классические» многорезонаторные магнетроны имеют различные конструкции в зависимости от типа резонаторной системы, вывода энергии, механизма перестройки частоты, катода и магнита. На рис. 7.1 представлен наиболее распространенный магнетрон бытовой СВЧ-печи. В центре магнетрона вдоль его оси расположен катод 1, окруженный многорезонаторной системой, выполненной в медном анодном блоке 2. Магнитное поле, создаваемое постоянными магнитами 3, направлено вдоль оси, а электрическое, обусловленное постоянным напряжением между анодом и катодом, перпендикулярно магнитному. Электроны взаимодействуют с СВЧ-полем в пространстве между резонаторами и катодом. Для поддержания рабочего вида колебаний в рассматриваемом магнетроне использованы связки 4. Вывод энергии 5 — coaxиальный, центральный проводник которого контактирует с одной из ламелей резонаторной системы. Теплоотвод от анодного блока осуществляется с помощью радиатора воздушного охлаждения 6.

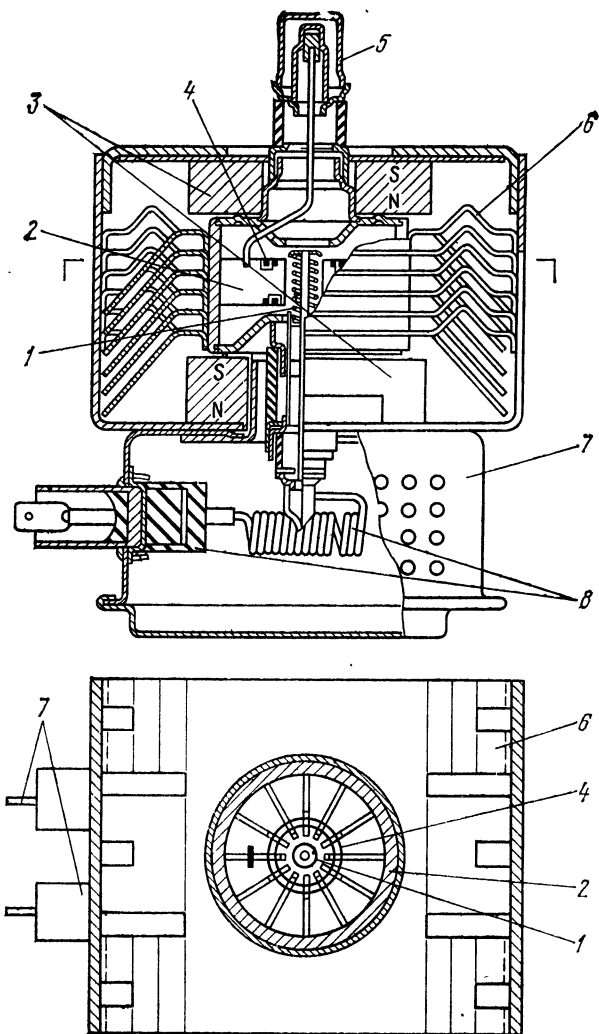


Рис. 7.1. Устройство магнетрона бытовой СВЧ-печи

Анодный блок с выводом энергии находится под нулевым потенциалом (заземлен). Напряжение накала и высокий отрицательный потенциал подводятся к катоду через устройство ввода 7 с низкочастотным фильтром 8.

Движение электронов в скрещенных полях. В цилиндрическом пространстве взаимодействия магнетрона электроны, вылетающие

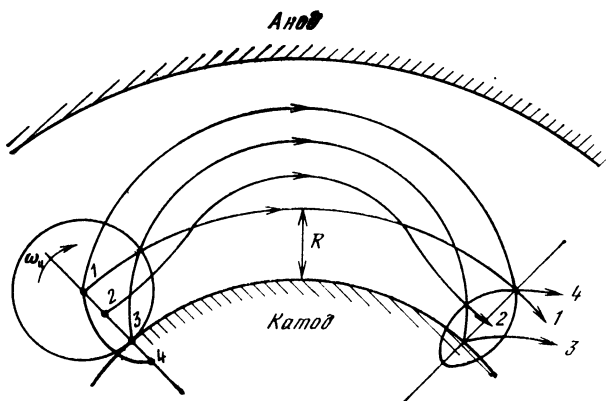


Рис. 7.2. Эпитрохоидальные траектории электронов

из катода, движутся по эпитрохоидальным траекториям. Такие кривые описывают точки, расположенные на фиксированных расстояниях от центра круга, катящегося по катоду с угловой скоростью, соответствующей *циклотронной частоте*

$$\omega_{\text{ц}} = eB/m, \quad (7.1)$$

и линейной скоростью центра круга, определяющейся отношением напряженности электрического поля к магнитной индукции:

$$v_{\text{ц}} = E/B. \quad (7.2)$$

На рис. 7.2 показаны четыре кривые, описываемые точками, расположенными внутри и вне круга. Точки 2 и 4 описывают укороченную и удлиненную эпитрохиды соответственно. Частными случаями являются эпициклоида (точка 3 на ободу круга) и окружность (точка 1 в центре круга).

В статическом магнетроне, когда СВЧ-колебания отсутствуют, электроны, вылетающие из катода, описывают эпициклоидальные траектории. Расстояние от поверхности катода до вершины эпициклоиды определяется диаметром катящегося круга, радиус которого согласно (7.1) и (7.2)

$$R = v_{\text{ц}}/\omega_{\text{ц}} = mE/(eB^2). \quad (7.3)$$

Из (7.3) видно, что при увеличении магнитного поля радиус круга уменьшается и при некотором значении магнитной индукции, называемом критическим ($B_{\text{кр}}$), в магнетроне со сплошным анодом наступает режим «отсечки», при котором электронные траектории лишь касаются анода на вершине эпициклоиды. Траектории электронов для различных значений B показаны на

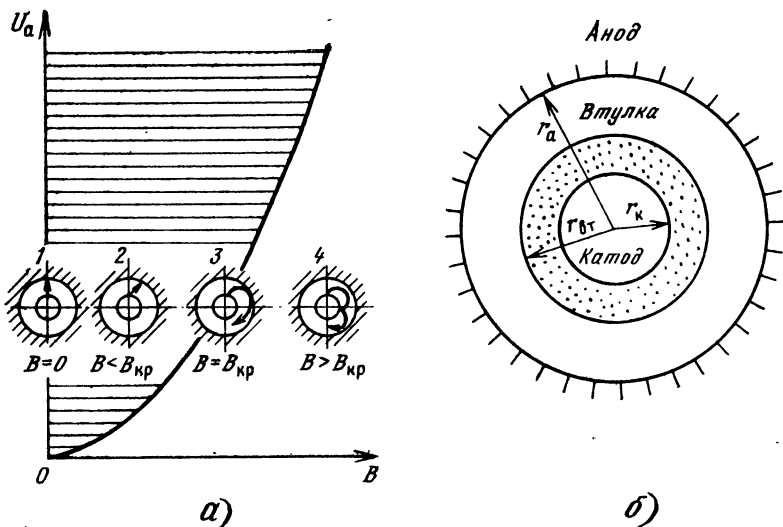


Рис. 7.3. Парабола критического режима (а) и электронная втулка (б)

рис. 7.3, а. При $B > B_{кр}$ электронные траектории «отрываются» от анода и вокруг катода образуется *электронная «втулка»* (рис. 7.3, б).

Критическое значение $B_{кр}$ можно определить из условия $r_a - r_k = 2R$, где r_a и r_k — радиусы анода и катода. Если это условие подставить в (7.3) и от напряженности E перейти к анодному напряжению U_a , то получим *параболу критического режима* (ПКР) (рис. 7.3, а). В заштрихованной области, расположенной выше ПКР, электроны не описывают эпициклоид, так как сразу выходят на анод. Основной интерес представляет область ниже ПКР, поскольку в динамическом режиме при наличии СВЧ-колебаний электроны, передавая энергию электромагнитному полю, движутся по укороченным эпитрохоидальным траекториям, постепенно смещаясь к аноду.

Виды колебаний в резонаторной системе магнетрона. Рассмотрим структуры СВЧ-полей в пространстве взаимодействия много-резонаторного магнетрона. В конструкциях классических магнетронов используют колебательные системы, представляющие собой цепочки связанных резонаторов, свернутые в кольцо (см. рис. 7.1). В замкнутом пространстве взаимодействия углы сдвига фаз между колебаниями в соседних резонаторах на резонансных частотах имеют дискретные значения, определяемые *условием замкнутости* $\varphi N = 2\pi n$, где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, откуда

$$\varphi = 2\pi n / N. \quad (7.4)$$

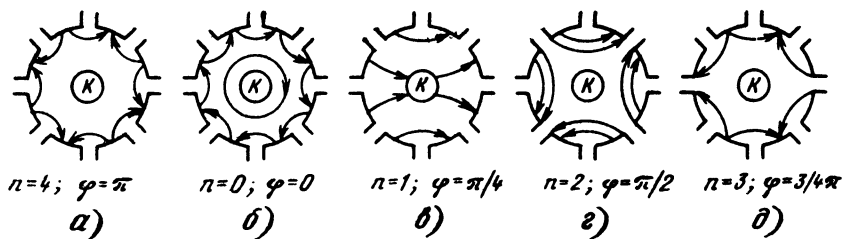


Рис. 7.4. Структуры электрических полей различных видов колебаний в резонаторной системе

Это означает, что в резонаторной системе могут возбуждаться различные виды колебаний, определяемые целочисленными номерами n . Например, π -виду колебаний ($\varphi = \pi$) соответствует $n = N/2$ при четном числе резонаторов N .

Структуры высокочастотных электрических полей в пространстве взаимодействия 8-резонаторного анодного блока для видов колебаний с номерами $n = 0 \dots N/2$ приведены на рис. 7.4. Из него видно, что номер n определяет число пространственных периодов СВЧ-поля в азимутальном направлении, т. е. число замедленных длин волн, укладывающихся в пространстве взаимодействия.

Наибольший практический интерес представляет π -вид колебаний, при котором СВЧ-поля в соседних резонаторах противофазны, т. е. пространственный период охватывает два резонатора (рис. 7.4, а). Для выделения и поддержания π -вида колебаний, как отмечалось выше, используются *связки*, подключаемые к четным и нечетным *ламелям*, т. е. к ламелям с одинаковыми мгновенными потенциалами (см. рис. 7.1). Заметим, что в коротковолновых классических магнетронах (для длин волн менее 3-см) связки не используются, так как вносят дополнительную емкость, уменьшая размеры резонаторной системы. При этом возрастают и потери в системе, что приводит к уменьшению собственной добротности. Вместо связок применяют *разнорезонаторные системы* (рис. 7.5), которые являются двухступенчатыми (см. § 3.3), как и системы со связками.

Взаимодействие электронов с высокочастотным полем. Допустим, что предгенерационный режим магнетрона характеризуется значениями U_a и B , находящимися ниже ПКР, при которых поток представляет собой вращающуюся вокруг катода «электронную втулку» (см. рис. 7.3). Заметим, что стоячая волна любого вида колебаний в пространстве взаимодействия может быть представлена в виде двух волн, бегущих в разные стороны. Взаимодействие электронного потока, направление движения которого опре-

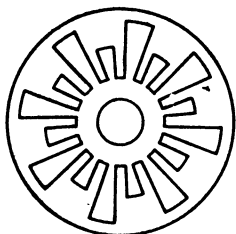


Рис. 7.5. Разнорезонаторная система

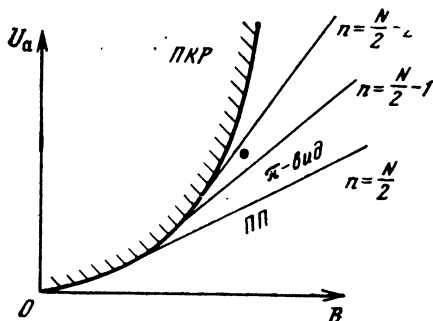


Рис. 7.6. Пороговые прямые (линии Хартри)

деляется ориентацией магнитного поля, происходит с той волной, которая движется синхронно с электронами.

Представим пространство взаимодействия в виде замедляющей системы типа цепочки связанных резонаторов. Фазовый сдвиг колебаний на ячейку системы определяется выражением (7.4). Длина на ячейки на поверхности анода $d = 2\pi r_a / N$. Время распространения колебаний от одного резонатора до другого $\tau = \phi / \omega_n$, где ω_n — круговая частота n -го вида колебаний. Учитывая приведенные соотношения, линейную фазовую скорость волны, бегущей вдоль поверхности анода, можно найти из выражения

$$v_\phi = d/\tau = \omega_n r_a / n, \quad (7.5)$$

а угловую фазовую скорость в пространстве взаимодействия

$$\Omega_\phi = v_\phi / r_a = \omega_n / n. \quad (7.6)$$

Приравнивая среднюю скорость электронов (7.2) и фазовую скорость бегущей волны (7.5), получаем условие синхронизма. Если перейти от напряженности E к анодному напряжению U_a , можно получить *пороговые прямые* на графике $U_a(B)$, называемые *линиями Хартри*. Эти линии, приведенные на рис. 7.6 для различных видов колебаний, касаются параболы критического режима. Они определяют фазовые условия самовозбуждения магнетрона на различных видах колебаний. Из рисунка видно, что π -вид является самым низковольтным. Магнетрон, работающий на π -виде колебаний, удобно использовать в импульсном режиме. При этом на фронтах неидеального прямоугольного импульса не возбуждаются другие виды колебаний.

Рассмотрим механизм сортировки электронов в пространстве взаимодействия магнетрона и принцип передачи энергии электронов СВЧ-полю. На рис. 7.7, а показан участок пространства взаи-

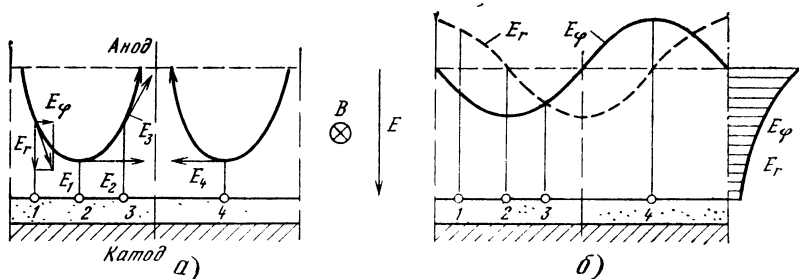


Рис. 7.7. К рассмотрению полей в пространстве взаимодействия

модействия с высокочастотным электрическим полем в пределах одной замедленной длины волны. Для удобства этот участок представлен в виде развертки и на электронной «втулке» выделены электроны 1—4. Под действием постоянных электрического E_0 и магнитного B полей, направления которых показаны на рисунке, центры электронных орбит движутся со скоростью $v_{ц} = E_0/B$ в положительном направлении оси φ . На рис. 7.7, б показаны эпюры азимутальной E_φ и радиальной E_r компонент высокочастотного электрического поля. Электроны 1—3 движутся в тормозящей фазе азимутального поля по укороченным эпитрохоидам, а электроны 4 — в ускоряющем поле по удлинненным эпитрохоидам. Движение каждого из рассматриваемых электронов представлено на рис. 7.8. На электроны 2 и 4 не действует радиальная компонента

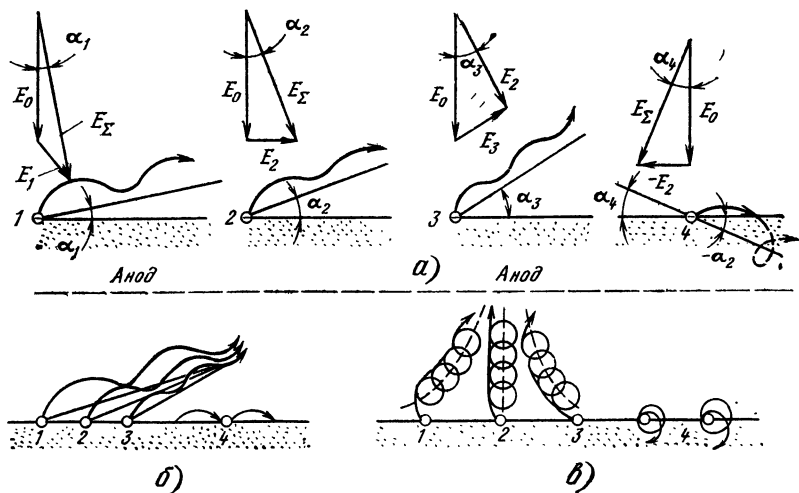


Рис. 7.8. К объяснению процесса группировки электронов

поля, а электроны 1 и 3 находятся под воздействием обеих компонент высокочастотного поля, причем радиальное поле, действующее на электрон 1, направлено от анода к катоду, а для электрона 3 эта компонента направлена в противоположную сторону. Каждый электрон движется по эпитрохоидальной траектории, основание которой перпендикулярно суммарному электрическому полю E_{Σ} , действующему на электрон.

Из рис. 7.8, а видно, что углы наклона оснований эпитрохонид к поверхности втулки α увеличиваются от электрона 1 к электрону 3. Поэтому электроны 1 и 3, приближаясь к аноду, группируются вокруг электрона 2 (рис. 7.8, б), находящегося в максимуме тормозящей фазы поля E_{ϕ} (см. рис. 7.7). Электрон 4 оказывается в максимуме ускоряющей фазы азимутального поля E_{ϕ} . Угол наклона основания эпитрохониды в этом случае имеет противоположный знак по сравнению с движением электрона 2, т. е. $\alpha_4 = -\alpha_2$. Это означает, что электрон 4 направляется к катоду, бомбардируя его на первом витке удлинненной эпитрохониды.

Таким образом, электроны, попадающие в ускоряющую фазу СВЧ-поля, отбрасываются на катод и исключаются из взаимодействия. Электроны, находящиеся в тормозящей фазе, группируются в ее максимуме и, постепенно смещаясь к аноду, передают энергию СВЧ-полю. Длительное взаимодействие обеспечивается в условиях синхронизма азимутальной скорости электронного сгустка с фазовой скоростью бегущей волны $v_{\Sigma} = E_0/B = v_{\phi}$. В системе координат, движущейся со скоростью центров электронных орбит, группировка электронов 1—3 выглядит так, как показано на рис. 7.8, в. Электронные сгустки в пространстве от электронной втулки до анода имеют вид *электронных «спиц»* 1 (рис. 7.9). Электронные «спицы» вращаются в пространстве взаимодействия 3 вокруг катода 2 с угловой скоростью, равной угловой фазовой скорости бегущей волны (7.6), и находятся в максимумах тормозящих полупериодов азимутального электрического поля.

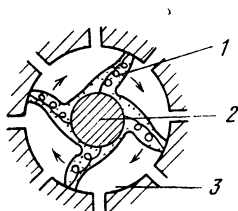


Рис. 7.9. Электронные «спицы»

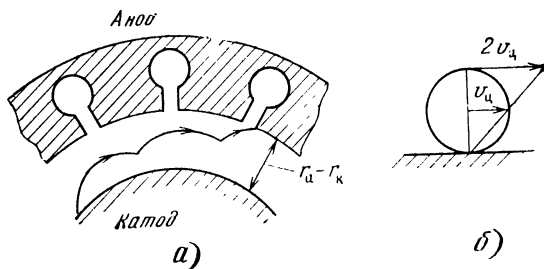


Рис. 7.10. К определению электронного КПД

Итак, при наличии СВЧ-колебаний благоприятные электроны непрерывным потоком поступают из электронной «втулки» в «спицы» пространственного заряда и проходят на анод, обеспечивая постоянный анодный ток в магнетроне. Поэтому появление анодного тока в магнетроне связано с возникновением СВЧ-колебаний при выполнении амплитудных условий самовозбуждения. Неблагоприятные электроны, находящиеся в ускоряющей фазе и отбирающие энергию от СВЧ-поля, сразу удаляются из пространства взаимодействия на катод, бомбардируют его, нагревая катод и вызывая вторичную эмиссию. Поэтому мощные магнетроны после запуска работают с выключенным накалом катода. Рассмотренный механизм группировки электронов и передачи энергии СВЧ-полю в магнетроне оказывается наиболее эффективным из всех известных механизмов взаимодействия, используемых в других приборах СВЧ. Поэтому магнетроны и приборы М-типа имеют самый высокий электронный КПД.

Электронный КПД магнетрона. Рассмотрим, от чего зависят значения электронного КПД магнетрона. Энергия W_n , которую электрон приобретает от источника постоянного тока, равна потенциальной энергии: $W_n = eU_a$. Эта энергия частично передается электроном электромагнитному полю, т. е. превращается в энергию СВЧ-колебаний, а частично рассеивается в виде тепла на аноде. Чем меньше рассеиваемая часть энергии, т. е. чем меньше скорость, с которой электроны попадают на анод, тем выше электронный КПД. Определим кинетическую энергию, с которой электрон ударяется об анод. Для простоты будем считать, что электроны движутся к аноду по эпициклоидальным траекториям.

Наименее выгодным с точки зрения отбора энергии от электронов является случай, когда электроны попадают на анод, проходя вершину эпициклоиды (рис. 7.10, а). В этот момент кинетическая энергия электрона

$$W_k = (1/2)mv^2 = 2m(E/B)^2. \quad (7.7)$$

максимальна, так как на вершине эпициклоиды электрон имеет наибольшую скорость, вдвое превышающую скорость центра катящегося круга (рис. 7.10, б), т. е. $v = 2v_c = 2E/B$.

Энергия, отданная электроном, может быть определена как разность между полученной и рассеянной энергиями: $W_{отд} = W_n - W_k$. Поэтому электронный КПД определяется выражением $\eta_a = W_{отд}/W_n = 1 - W_k/W_n$, которое при использовании (7.7) и замене E на U_a можно преобразовать к виду

$$\eta_a = 1 - (U_a/U_{акр})(B/B_{кр})^2 \quad (7.8)$$

или к виду

$$\eta_a = 1 - [m\omega_n/(enB)][(r_a + r_k)/(r_a - r_k)]. \quad (7.9)$$

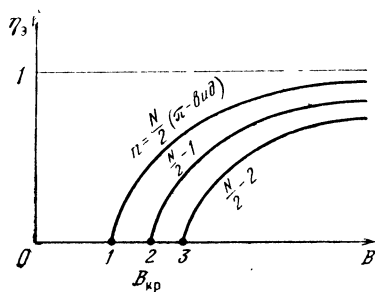


Рис. 7.11. Семейство характеристик электронного КПД для различных видов колебаний

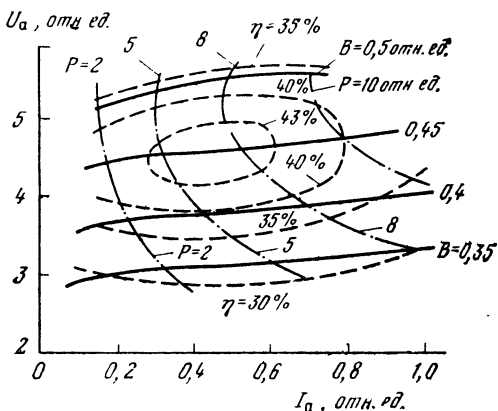
Из выражения (7.8) видно, что КПД магнетрона зависит от того, насколько рабочий режим отличается от критического. При $U_a = U_{a\text{кр}}$ и $B = B_{\text{кр}}$ электронный КПД равен нулю и возрастает по мере увеличения магнитной индукции, если анодное напряжение изменяется по линии синхронизма.

Согласно (7.9) на рис. 7.11 показано семейство зависимостей электронного КПД от магнитной индукции для различных видов колебаний. Минимальные значения индукций определяются точками касания пороговых прямых параболы критического режима (см. рис. 7.6). Наиболее высокое значение электронного КПД при фиксированной индукции обеспечивается на π -виде колебаний.

Таким образом, заданное значение электронного КПД достигается при меньших магнитных индукциях (и анодных напряжениях) для π -вида колебаний, чем для других видов. Из (7.9) также видно, что электронный КПД возрастает при уменьшении частоты рабочего вида колебаний. В современных магнетронах сантиметрового диапазона длин волн электронный КПД обычно превышает 70% и достигает 90% в магнетронах дециметрового диапазона длин волн. Заметим, что примерно такие же значения имеет и контурный КПД магнетрона в указанных диапазонах длин волн. Снижение контурного КПД с укорочением длины волны объясняется тем, что в коротковолновых магнетронах не удается обеспечить такую же сильную связь многорезонаторной системы с нагрузкой, как в длинноволновых конструкциях. Поэтому *полный КПД*, определяемый произведением электронного и контурного КПД, у классических магнетронов обычно составляет около 40% в нижней части сантиметрового диапазона и 80% в дециметровом диапазоне длин волн.

Основные характеристики магнетронов. Характеристики магнетрона можно разделить на две основные группы: рабочие и нагрузочные. К *рабочим характеристикам* относятся вольт-амперные характеристики, снятые при постоянных значениях магнитных индукций, а также зависимости выходной мощности, КПД и частоты

Рис. 7.12. Рабочие характеристики магнетрона



генерации от анодного тока магнетрона. Рабочие характеристики измеряют в режиме согласованной нагрузки на выходе магнетрона. *Нагрузочные характеристики* представляют собой зависимости выходной мощности и частоты генерации от коэффициента стоячей волны и фазы нагрузки. Их наносят на круговую диаграмму полных проводимостей в виде линий постоянных значений $P_{\text{вых}}$ и $f_{\text{ген}}$ (см. рис. 4.12).

Для изображения рабочих характеристик используют координатную систему U_a и I_a , где наносят линии постоянных значений $P_{\text{вых}}$, η и B (рис. 7.12). Линиями постоянных значений магнитных индукций B являются вольт-амперные характеристики, измеряемые путем изменения анодного напряжения U_a при различных значениях B . Особенностью вольт-амперных характеристик магнетрона является то, что в режиме генерации анодный ток резко возрастает при относительно малом увеличении анодного напряжения. В предгенерационном режиме обычно наблюдается небольшой анодный ток, связанный с шумовыми колебаниями, который гораздо слабее зависит от U_a , чем в режиме генерации.

Для объяснения характеристик магнетрона обратимся к амплитудным характеристикам электронных проводимостей. Из теории магнетрона известно, что он является генератором с «жестким» самовозбуждением и его активная электронная проводимость G_s имеет немонотонную зависимость от амплитуды СВЧ-напряжения U_m , пропорциональной азимутальной напряженности электрического поля E_ϕ в пространстве взаимодействия магнетрона. Реактивная электронная проводимость B_s уменьшается с ростом U_m . Семейства характеристик $G_s(U_m)$ и $B_s(U_m)$ магнетрона при различных значениях U_a или I_a имеют вид, показанный на рис. 4.11.

Итак, при увеличении анодного напряжения магнетрона, что на рис. 4.11 соответствует увеличению постоянного тока, когда начальная амплитуда U_{m1}

или U_{m2} становится меньше амплитуды случайных (например, шумовых) колебаний и выполняются амплитудные условия самовозбуждения $\Sigma G < 0$, скачком нарастают анодный ток и мощность генерации.

Рассмотрим линии постоянных значений $P_{\text{вых}}$ и η (рис. 7.12). По мере увеличения U_a и I_a , т. е. при увеличении подводимой мощности постоянного тока, увеличивается $P_{\text{вых}} = \eta U_a I_a$. Однако КПД не остается постоянным при движении вдоль вольт-амперной характеристики. Вначале на участке интенсивного развития высокочастотных колебаний КПД нарастает, затем проходит через максимум, после чего спадает, когда увеличение мощности генерации подходит к насыщению. При переходе с одной вольт-амперной характеристики на другую КПД тоже изменяется. Вначале при увеличении U_a он возрастает, затем падает вследствие рассинхронизма. Рабочую точку (РТ) выбирают обычно в максимуме КПД.

Нагрузочные характеристики магнетрона близки к линиям $P = \text{const}$ и $f = \text{const}$, показанным на рис. 4.12. Заметим, что при движении по линии $B_n = \text{const}$ частота генерации магнетрона не остается постоянной, а увеличивается при уменьшении G_n . Это связано с увеличением $U_{m \text{ ген}}$ и уменьшением значения B_z (см. рис. 4.11, б) при уменьшении вносимой проводимости нагрузки.

Напомним, что затягивание частоты генератора происходит при изменении параметров нагрузки, а электронное смещение частоты (ЭСЧ) определяется изменением параметров электрического режима. Зависимость частоты магнетрона от анодного тока совпадает с характеристикой, показанной на рис. 4.11, г. Кривая ЭСЧ проходит через максимум. Это объясняется тем, что B_z имеет емкостный характер и проходит через минимум при изменении анодного тока I_a . Определение зависимости B_z от тока проиллюстрировано на рис. 4.11, б. Заметим также, что уменьшение частоты при возрастании анодного тока в области больших значений I_a определяется еще и тепловыми эффектами, т. е. увеличением емкостей резонаторов при тепловом расширении ламелей. Типовые параметры классических магнетронов приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1. Типовые параметры классических магнетронов

λ , см	Режим работы	$P_{\text{вых}}$, кВт	η , %	U_a , кВ	I_a , А	B , Тл	$\Delta f/f_{\text{ср}}$, %	N	τ , мкс	F_z , МГц	ЭСЧ, МГц/А
0,8	Импульсный	80	20	24	16	0,8	1	24	0,2	20	3
3	—«—	300	40	22	27	0,6	3	16	1	15	1
10	—«—	1000	60	28	60	0,3	5	8	1	10	0,4
12,5	Непрерывный	0,8	75	3,5	0,3	0,15	—	12	—	—	—

Импульсные магнетроны в основном используются в РЛС ближнего и дальнего действия. Здесь важное значение имеет стабильность частоты генерации и правильность формы прямоугольного импульса длительностью τ . Эти параметры определяются качеством импульсного модулятора и нагрузкой. Степень затягивания частоты F_3 не должна превышать диапазон электронной перестройки отражательного клистрона, применяемого в супергетеродинном приемнике.

К магнетронам непрерывного режима, используемым для СВЧ-нагрева, не предъявляются строгие требования по стабильности частоты. Они должны иметь высокие КПД и устойчиво работать при изменениях анодного напряжения и нагрузки в широких пределах. Изменение частоты даже полезно для улучшения равномерности нагрева. Однако международным соглашением для промышленных целей выделены весьма узкие диапазоны частот (например, $2,45 \text{ ГГц} \pm 2\%$ и $915 \text{ МГц} \pm 1,4\%$), что ограничивает возможности более эффективного использования магнетронов непрерывного действия. В табл. 7.1 приведены параметры магнетрона бытовой СВЧ-печи, для которой достаточна мощность 0,5 ... 0,6 кВт. Для промышленного нагрева требуются более высокие мощности порядка 50 ... 300 кВт. Основные задачи совершенствования магнетронов непрерывного действия — увеличение срока службы и снижение их стоимости.

7.2. КОАКСИАЛЬНЫЕ И ОБРАЩЕННЫЕ МАГНЕТРОНЫ

В процессе развития конструкций магнетронов в (60—70)-х годах были разработаны *коаксиальные магнетроны* (КМ), позволяющие повышать стабильность частоты генерации многорезонаторных магнетронов и увеличивать их выходные мощности (табл. 7.2).

Основной особенностью конструкции КМ (рис. 7.13, а) является то, что многорезонаторная система 1 связана со стабилизирующим коаксиальным резонатором 2. Этот резонатор окружает равнорезонаторную лопаточную систему и симметрично связан с ней посредством продольных щелей 3, расположенных через

Таблица 7.2. Типовые параметры коаксиального (КМ) и обращенного (ОКМ) магнетронов

Вид магнетрона	λ , см	$P_{\text{н}}$, МВт	η , %	$U_{\text{а}}$, кВ	$I_{\text{а}}$, А	$\Delta f/f_{\text{ср}}$, %	N	Q_0	$Q_{\text{вн}}$	F_3 , МГц	ЭСЧ, МГц/А
КМ	3	1,5	50	33	83	10	40	7000	1800	5	0,08
ОКМ	0,8	0,1	25	23	22	6	120	—	—	—	0,5

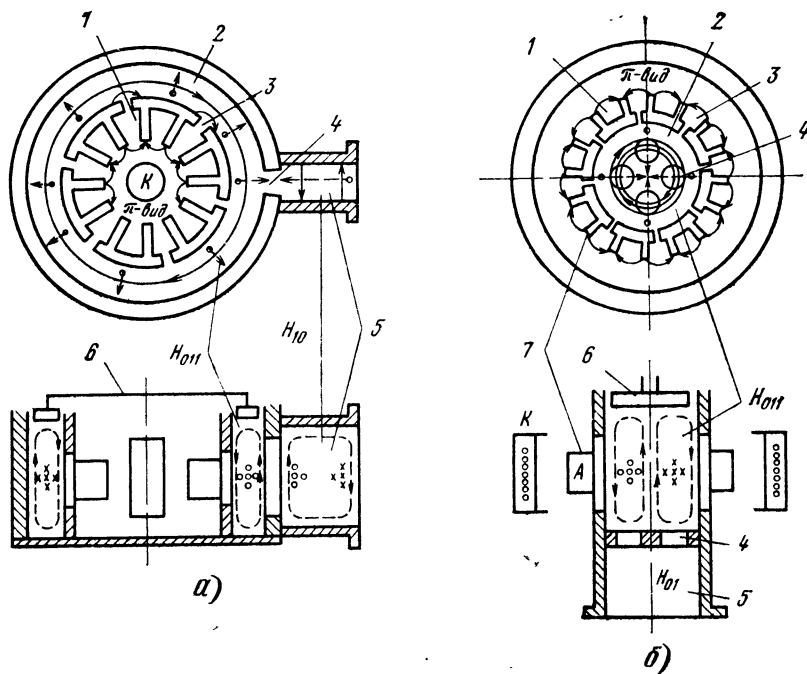


Рис. 7.13. Схемы устройств коаксиального (а) и обращенного (б) магнетронов

один резонатор. При наличии π -вида колебаний в многорезонаторной системе в коаксиальном резонаторе, закрытом с обоих торцов, возбуждается азимутально-симметричный вид колебаний H_{011} , структура поля которого показана на рисунке. Она соответствует стоячей волне типа H_{01} в круглом волноводе (см. рис. 1.20, в) или виду H_{011} в цилиндрическом резонаторе (см. рис. 3.13, д).

Резонатор настраивается коаксиальным короткозамыкающим поршнем 6, который вводится в торец резонатора. Волноводный вывод энергии 5 связан с коаксиальным резонатором через щель 4, расположенную в торце прямоугольного волновода и направленную вдоль широкой стенки волновода. При этом электромагнитное поле вида колебаний H_{011} в коаксиальном резонаторе возбуждает волну H_{10} в прямоугольном волноводе.

Если учесть, что основными особенностями колебаний H_{011} в коаксиальном резонаторе, так же как и вида H_{01p} в цилиндрическом резонаторе, являются наличие чисто кольцевых токов в стенках и малые потери, то станет ясно, почему коаксиальный резонатор обладает высокой собственной добротностью даже при наличии плохого контакта перестроечного поршня со стенками

резонатора. Высокое значение собственной добротности коаксиального резонатора приводит к повышению добротности всей резонаторной системы и улучшает стабильность частоты генерируемых колебаний как по отношению к изменениям нагрузки, так и по отношению к нестабильности параметров электрического режима. Поскольку собственная добротность коаксиального магнетрона оказывается значительно выше добротности классического магнетрона, то можно увеличить внешнюю добротность резонаторной системы без снижения контурного КПД. В результате в несколько раз снижается степень затягивания частоты и еще существеннее уменьшается ЭСЧ.

Стабилизирующий резонатор, охватывающий многорезонаторную систему и подключенный к ней через один резонатор, поддерживает π -вид колебаний в системе гораздо эффективнее, чем торцевые связи. Улучшение разделения видов колебаний позволило в несколько раз увеличить число резонаторов анодного блока и соответственно поверхности анода и катода, в результате чего возросла выходная мощность КМ (ср. табл. 7.1 с табл. 7.2). Следует отметить удобство механической перестройки частоты КМ с помощью короткозамыкающего поршня, а также ее широкополосность за счет хорошего разделения видов колебаний.

Итак, КМ 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. Их высокая стоимость и трудности изготовления связаны также с необходимостью введения фильтров нежелательных видов колебаний, возбуждающихся в коаксиальном резонаторе и в щелях связи.

Аналогичный принцип стабилизации частоты использован также в конструкции *обращенного коаксиального магнетрона*. Такое название этот магнетрон получил потому, что в его конструкции (рис. 7.13, б) использовано необычное, обратное, взаимное расположение анода и катода, при котором радиус катода больше радиуса анода. Эмиттирующее покрытие нанесено на внутреннюю поверхность катода K , окружающего многорезонаторную систему 1 анодного блока. Ламели лопаточной системы 7 направлены наружу, к катоду. Стабилизирующий резонатор 2 цилиндрического типа находится в центре ОКМ и связан с многорезонаторной системой через щели связи 3 , как в КМ. При наличии π -вида колебаний в системе, связанной с цилиндрическим резонатором через $N/2$ щелей, в нем возбуждается азимутально-симметричный вид колебаний H_{011} , структура электромагнитного поля которого показана на рисунке. Цилиндрический резонатор перестраивается бесконтактным короткозамыкающим поршнем 6 , включенным в

один из торцов резонатора. В другом торце размещены отверстия связи 4 между резонатором и круглым волноводом вывода энергии 5. Центры отверстий связи находятся на уровне максимума напряженности азимутального электрического поля вида колебаний H_{011} . В круглом волноводе возбуждается волна типа H_{01} . В отверстия связи впаивают керамические диски, выполняющие роль вакуумных уплотнений. При необходимости круглый волновод может оканчиваться переходом на прямоугольный с волной H_{10} .

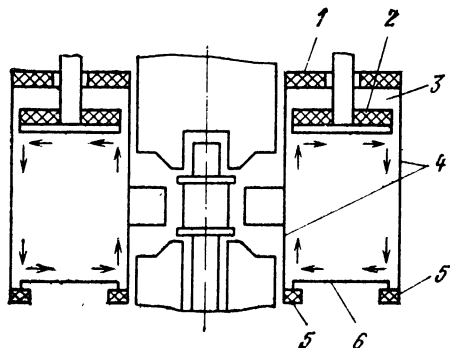
Основным достоинством ОКМ является большой срок службы, определяемый эмиссионной способностью катода. Площадь катода обращенного магнетрона на порядок больше, чем обычного. Поэтому катод ОКМ работает в облегченном режиме по сравнению с работой катода КМ. Срок службы ОКМ в 3...5 раз превышает долговечность необращенного аналога и достигает 5 тыс. ч. Цилиндрический резонатор ОКМ обладает еще более высокой собственной добротностью, чем коаксиальный. Высокая стабильность π -вида колебаний позволяет увеличивать число резонаторов в ОКМ. Это, в свою очередь, обеспечивает увеличение диаметра анода ОКМ и его стабилизирующего резонатора, что особенно важно при конструировании коротковолновых магнетронов. Число резонаторов в ОКМ достигает 160.

К настоящему времени разработано много конструкций ОКМ, которые в основном работают в миллиметровом диапазоне длин волны на частотах от 30 до 60 ГГц с выходной мощностью от 50 до 150 кВт в импульсе.

Большое внимание уделяют разработке КМ и ОКМ с быстрой перестройкой частоты (*свиппирование частоты*) в пределах 20...30 МГц, что позволяет устранять мерцание и исчезновение отраженного сигнала от объекта, имеющего сложную конфигурацию и занимающего различное положение в пространстве. Свиппирование частоты основано на периодическом изменении резонансной частоты стабилизирующего резонатора. При этом вместо короткозамыкающего поршня используют гибкую мембрану и применяют вибрационный или электромагнитный способ механической перестройки частоты. Иногда свиппирование частоты КМ осуществляют способами электрической перестройки, основанными на использовании изменяющихся параметров пьезоэлектрических материалов, ферритов и p - i - n -диодов.

Рассмотрим методы подавления «паразитных» видов колебаний в КМ и ОКМ. Прежде всего необходимо отметить, что рабочий вид колебаний H_{011} в стабилизирующем резонаторе не является низшим и при используемых размерах резонаторов может возбуждаться множество нежелательных видов колебаний. Однако все они имеют кольцевые токи в стенках резонатора, которые перетекают с цилиндрических поверхностей в торцевые (рис. 7.14). Поэтому для подавления нежелательных видов колебаний при сохранении высокой

Рис. 7.14. Размещение поглотителей
нежелательных видов колебаний
(стрелками показаны линии токов
«паразитных» видов)



добротности вида H_{011} в местах перехода от цилиндрических 4 к торцевым 6 поверхностям вводят поглощающие кольца 5. При этом все виды колебаний, кроме H_{01p} , подавляются. Такие же кольцевые поглотители 1 и 2 размещают в запоршневой области 3 перестраиваемого стабилизирующего резонатора.

Поглощающие кольца изготавливают из науглероженной керамики, которая должна быть достаточно прочной, хорошо обезгаженной и обладать высокой теплопроводностью. Такими качествами обладают керамики на основе оксида бериллия или диоксида титана.

К нежелательным, мешающим видам колебаний в КМ и ОКМ относятся также щелевые резонансы, поскольку щели связи, как узкие окна в волноводах (см. § 2.1 и рис. 2.8), являются высокодобротными резонаторами. Щелевые резонансы устраняют путем отстройки резонансных частот щелей и введением поглотителей вблизи концов щелей связи.

В настоящее время КМ и ОКМ широко используются в РЛС повышенной точности и надежности, особенно в доплеровских системах, позволяющих определять скорость объекта наблюдения путем сравнения частот падающего и отраженного сигналов.

7.3. МАГНЕТРОНЫ, НАСТРАИВАЕМЫЕ НАПРЯЖЕНИЕМ

Магнетроны, настраиваемые напряжением (МНН), широко известны также под названием *митроны*, по конструкции существенно отличаются от классических магнетронов. Их устройство предназначено для обеспечения широкополосной электронной перестройки частоты.

Рассмотрим, почему такая перестройка невозможна в магнетроне обычной конструкции. В принципе перестройку частоты генерации любого магнетрона можно осуществить путем изменения анодного напряжения. При изменении U_a изменяется скорость вращения электронных «спиц», а передача энергии от электронов СВЧ-полю бегущей волны в условиях фазового синхронизма происхо-

дит на той частоте, где фазовая скорость волны соответствует скорости электронных «спиц». Поскольку фазовая скорость прямо пропорциональна частоте (7.5), а средняя скорость электронов линейно связана с напряженностью E (7.2), то при $V = \text{const}$ частота генерации должна иметь линейную зависимость от анодного напряжения. Однако реализовать эту зависимость в магнетроне в широких пределах изменения U_a не удастся, так как с увеличением U_a резко возрастает I_a , что приводит к немонотонному характеру зависимости $f(U_a)$ в виде кривой электронного смещения частоты (см. рис. 4.11,з).

Для того чтобы получить линейную зависимость частоты от анодного напряжения, в магнетроне необходимо прежде всего ограничить анодный ток и изменить вольт-амперную характеристику таким образом, чтобы I_a слабо зависел от U_a . Анодный ток в магнетроне можно ограничить, используя вынесенный из пространства взаимодействия электронный инжектор. При этом для сохранения скрещенных полей катод магнетрона следует заменить отрицательным электродом. Поскольку эмиссионная способность катода в магнетроне в основном определяется вторично-эмиссионными процессами, связанными с обратной бомбардировкой катода «неблагоприятными» электронами, то отрицательный электрод следует изготавливать из материала с низким коэффициентом вторичной эмиссии. Процесс управления анодным током, зависящим в основном от напряжения анода пушки, становится более простым. Итак, одной из основных конструктивных особенностей МНН, отличающих его от классического магнетрона, является наличие электронной пушки, вынесенной из пространства взаимодействия.

Чтобы обеспечить перестройку частоты в широких пределах, нужно изменить конструктивно и резонаторную систему с выводом энергии. Необходимо расширить резонансную характеристику нагруженной резонаторной системы. Для этого нужно взять такую систему, которую можно сильно связать с нагрузкой, чтобы получить низкую добротность не за счет внесения потерь в систему, а путем ее нагружения. Кроме того, она должна иметь хорошее разделение видов колебаний. Поэтому второй особенностью МНН является то, что резонаторная система обладает низкой внешней добротностью при высокой собственной и ее конструкция обеспечивает выделение π -вида колебаний во всем диапазоне частот.

Итак, основными узлами МНН (рис. 7.15) являются электронная пушка магнетронного типа 1, низкодобротная резонаторная система 2 с выводом энергии 3 и отрицательный электрод 4.

Магнетронная пушка содержит конические катод и анод, формирующие трубчатый электронный поток, инжектируемый в пространство взаимодействия МНН, где действует то же магнитное поле, что и в пушке. Коническая форма электродов пушки обеспечивает осевое смещение электронов, совершающих эпитрохоидальные траектории в азимутальном направлении. Так образуется полный электронный поток, который оседает на аноде МНН, создавая постоянный анодный ток. На аноде пушки токооседания практически нет.

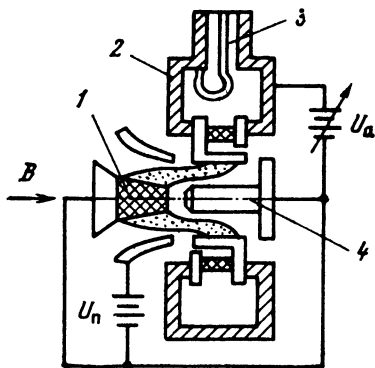


Рис. 7.15. Схематическое изображение магнетрона, настраиваемого напряжением

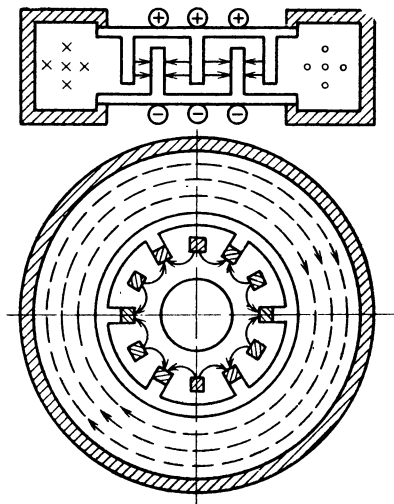


Рис. 7.16. Резонаторная система магнетрона, настраиваемого напряжением

Резонаторная система МНН содержит квазиторoidalный резонатор, который состоит из вакуумной и невакуумной частей, разделенных керамической шайбой. В центральной емкостной части резонатора расположена замкнутая встречно-штыревая система (рис. 7.16), наиболее удобная для использования в МНН. Резонатор возбуждается на низшем виде колебаний, структура электромагнитного поля которого близка к виду E_{010} . При этом в обеих группах встречных штырей, подключенных к разным торцевым стенкам (обкладкам конденсатора), возникают мгновенные заряды противоположных знаков и в соседних ячейках встречно-штыревой системы устанавливаются противофазные колебания, обеспечивающие поддержание π -вида в пространстве взаимодействия. Собственная добротность квазиторoidalного резонатора, нагруженного в емкостной части системой встречных штырей, составляет 50 ... 100. Сильная связь с внешней нагрузкой, которую нетрудно осуществить включением вывода энергии в невакуумную часть резонатора, где сконцентрированы магнитные силовые линии, позволяет получать нагруженную добротность в несколько единиц. Это обеспечивает диапазон электронной настройки в октаву и более.

Рассмотрим характеристики МНН, приведенные на рис. 7.17. Вольт-амперная характеристика $I_a(U_a)$ представлена для фиксированного потенциала анода магнетронной пушки U_n . Если

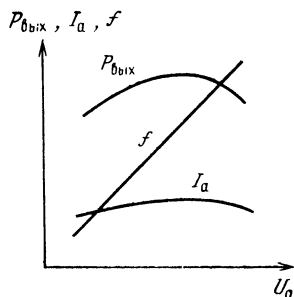


Рис. 7.17. Характеристики магнетрона, настраиваемого напряжением

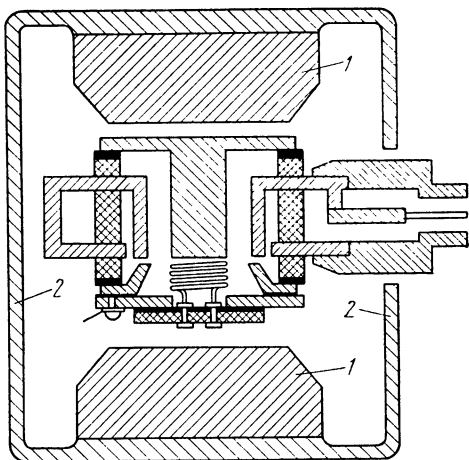
Таблица 7.3. Типовые параметры МНН

$f_{\text{ген}}, \text{ ГГц}$	$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	$\eta, \%$	$U_{\text{амакс}}, \text{ кВ}$	$I_a, \text{ мА}$
0,5 ... 1,5	0,5	10	2,5	10
2,9 ... 3,1	500	72	—	—
2,5 ... 3,0	100	60	3,6	80
8,5 ... 11,0	0,1	—	2	30
8,5 ... 9,5	50	45	4,5	55

сравнить рис. 7.17 и 7.12, то видно, что зависимость $I_a(U_a)$ для МНН существенно отличается от аналогичной зависимости для классического магнетрона: в МНН анодный ток довольно слабо зависит от анодного напряжения. Зависимость частоты генерации МНН от анодного напряжения U_a близка к линейной. Как и в ЛОВ, частота возрастает с увеличением напряжения, однако в МНН для ее изменения на октаву необходимо изменить анодное напряжение в два, а не в четыре раза, как в обычной ЛОВ (см. § 8.2). По значениям КПД и выходной мощности МНН превосходят ЛОВ типа О, уступая им по ширине диапазона электронной перестройки частоты. Параметры некоторых МНН приведены в табл. 7.3. Следует отметить, что маломощные МНН имеют диапазон электронной перестройки более октавы на дециметровых волнах и пол-октавы в сантиметровом диапазоне длин волн, их КПД составляет 10 ... 20%. Мощные МНН имеют высокий КПД, превышающий 70%, но диапазон электронной перестройки всего 7 ... 10%. МНН имеют малые размеры и массу. Использование самарийкобальтовых магнитных систем позволило создать магнитоэкранированные МНН объемом около 100 см³. На рис. 7.18 показано устройство такого МНН с магнитной системой, состоящей из цилиндрического магнитопровода (армкожелезо) 1 и аксиально намагниченных таблеток (самарий кобальт) 2. Применение радиально намагниченных шайб позволяет уменьшать диаметр магнитопровода. Экранированные магнитные системы с успехом используют и при создании малогабаритных конструкций классических магнетронов.

Магнетроны, настраиваемые напряжением, применяют в быстроперестраиваемых передатчиках станций заградительных помех систем радиопротиводействия, а также в панорамных измерительных установках. Эти магнетроны перспективны для исполь-

Рис. 7.18. Устройство магнетрона, настраиваемого напряжением, с экранированной магнитной системой



зования в СВЧ-печах. Непрерывное изменение частоты позволяет ликвидировать «холодные» участки в прогреваемых объектах. Для этой цели достаточна перестройка частоты в несколько процентов, что способствует разработке МНН с высоким КПД.

Глава 8. ПРИБОРЫ О-ТИПА

8.1. ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Функциональные особенности. Как отмечалось в § 4.5, в лампах бегущей волны (ЛБВ) обеспечивается взаимодействие электронных сгустков с электромагнитными колебаниями в замедляющей системе. Приборы, в которых взаимодействие осуществляется на прямой волне, принято называть лампами бегущей волны в отличие от ламп обратной волны (ЛОВ), где используются отрицательные пространственные гармоники замедляющей системы, т. е. обратные волны (см. § 3.3).

Лампы бегущей и обратной волн разделяются на приборы О- и М-типа. В приборах О-типа электроны прямолинейного потока движутся в продольных постоянных электрическом и магнитном полях, группируются продольной электрической составляющей СВЧ-поля и передают кинетическую энергию электромаг-

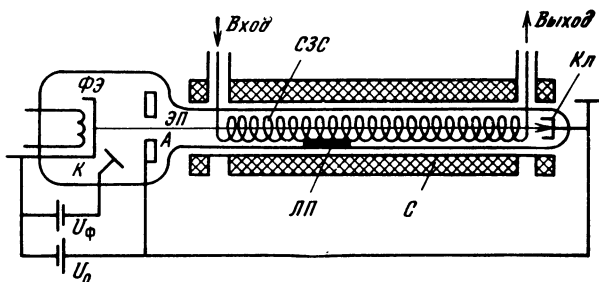


Рис. 8.1. Схематическое изображение лампы бегущей волны Компфнера

нитной волне. В приборах *М*-типа электроны движутся в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях, группируются СВЧ-полем и передают ему свою потенциальную энергию, как в магнетронах.

На рис. 8.1 показано устройство лампы Компфнера, которая была разработана в США в 1944—1946 гг. Это ЛБВ типа *О*. Она имеет игольчатую конструкцию стеклянного баллона СБ, содержит спиральную замедляющую систему СЗС с коаксиальными входом и выходом, электронную пушку с фокусирующим электродом ФЭ, на который подается напряжение U_ϕ , и анодом А с потенциалом U_0 , таким же, как потенциал СЗС. Замедляющая система, связанная с внешними линиями передачи, обычно заземляется так, что катод К электронной пушки находится под высоким отрицательным напряжением. Электронный поток ЭП, попадающий в СЗС, фокусируется магнитным полем соленоида С и оседает на коллекторе Кл, имеющем в данной схеме тот же потенциал, что СЗС и А. Принципы группировки электронов и отбора энергии от сгустков рассмотрены в §4.5 (см. рис. 4.13).

Лампа бегущей волны является широкополосным усилителем с высоким коэффициентом усиления, который может достигать 50 ... 60 дБ. Для предотвращения самовозбуждения ЛБВ в замедляющей системе размещают *локальный поглотитель* ЛП (рис. 8.1), с помощью которого нарушается обратная связь при отражении части сигнала от выхода ЗС за счет неидеального согласования. Естественно, что ЛП ослабляет и прямой сигнал, распространяющийся от входа к выходу ЛБВ. Рассмотрим действие ЛП на падающую волну, считая, что его ослабление превышает усиление ЛБВ.

На рис. 8.2 показаны распределение амплитуды E_{zm} вдоль ЗС и электронные сгустки, формирующиеся в самосогласованном поле. Обычно ЛП располагают на расстоянии в одну треть длины ЗС от входа. На входном участке ЗС перед ЛП образуются

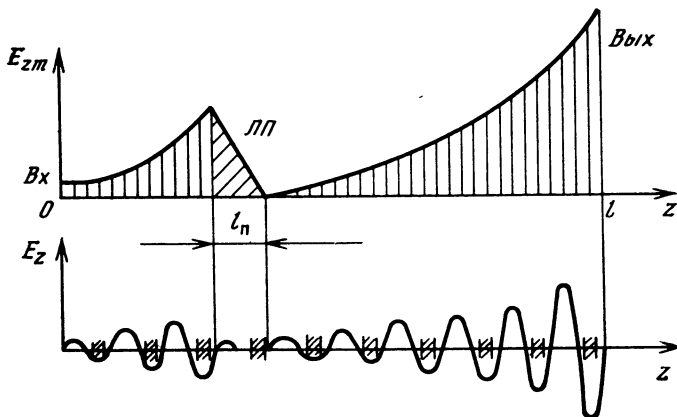


Рис. 8.2. К пояснению влияния локального поглотителя

электронные сгустки, движущиеся синхронно с бегущей волной. Участок, где расположен поглотитель длиной l_n , сгустки проходят, а волна затухает. Но за поглотителем сгустки интенсивно наводят СВЧ-поле в выходной части ЗС. В результате прямой сигнал ослабляется всего на 3...5 дБ. Таким образом, ЛП действует как вентиль за счет однонаправленного возрастания сигнала в самосогласованном поле.

Линейная теория ЛБВ, основанная на приближении малых амплитуд СВЧ-напряжений в сравнении с постоянным ускоряющим напряжением, приводит к тому, что при взаимодействии электронного потока с бегущей волной в ЗС возбуждаются три волны. Одна из них является затухающей, другая — нарастающей, а третья не изменяет свою амплитуду вдоль ЗС.

Для усиления представляет интерес нарастающая волна с теоретическим коэффициентом усиления, определяемым выражением $47,3 CN$, где $N = (l - l_n) / \lambda_{зам}$ — число замедленных длин волн, укладываемых вдоль ЗС на рабочем участке, а $C = \sqrt[3]{I_0 R_{св} / (4U_0)}$ — параметр усиления, зависящий от сопротивления связи ЗС $R_{св}$, ускоряющего напряжения U_0 и постоянного тока I_0 электронного луча.

Считая, что возбуждение всех трех волн является равновероятным и напряженность электрического поля входного сигнала делится на три части, одна из которых используется для усиления, определяют начальные потери в виде $L_n = 20 \lg (1/3) = -9,54$ дБ. Учитывая также потери в поглотителе L_n и в замедляющей си-

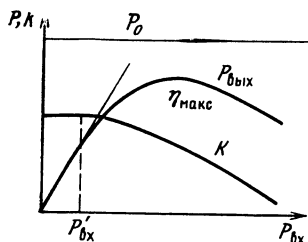


Рис. 8.3. Амплитудная характеристика лампы бегущей волны

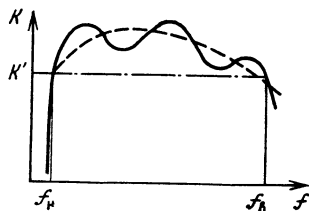


Рис. 8.4. Частотная характеристика лампы бегущей волны

стеме $L_{зс}$, запишем формулу коэффициента усиления ЛБВ в линейном режиме (дБ):

$$K = 47,3CN - 9,54 - L_{\Pi} - L_{зс}. \quad (8.1)$$

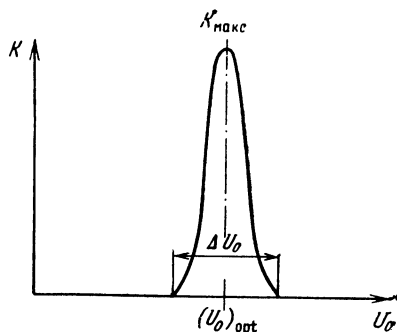
Потери в ЗС и ЛП составляют около 10 дБ, поэтому выражение $47,3CN$ примерно на 20 дБ превышает максимальное значение реального коэффициента усиления ЛБВ.

Характеристики и параметры ЛБВ. Формула (8.1) позволяет достаточно точно оценить усиление маломощных ЛБВ на линейном участке амплитудной характеристики. Заметим, что ее нельзя использовать для определения коэффициентов усиления мощных ЛБВ, а также ЛБВ, работающих в нелинейном режиме, так как (8.1) получена без учета полей пространственного заряда и нелинейных эффектов, приводящих к появлению падающей зависимости $K(P_{\text{вх}})$, показанной на рис. 8.3.

Как будет показано, формула (8.1) позволяет объяснить и частотную характеристику ЛБВ при обеспечении синхронного движения электронных сгустков с бегущей волной (рис. 8.4). Однако (8.1) не может быть использована для анализа зависимости $K(U_0)$, так как эта формула получена исходя из условий синхронизма и справедлива для максимального значения $K = K_{\text{макс}}$ при оптимальном ускоряющем напряжении $U_{0 \text{ опт}}$.

Зависимость $K(U_0)$ приведена на рис. 8.5. Интервал значений ΔU_0 , определяющих зону усиления ЛБВ, невелик, что свидетельствует о высоких требованиях к подбору значения ускоряющего напряжения. За пределом нижней границы зоны усиления, когда U_0 мало, электронные сгустки, отставая от бегущей волны, попадают в ускоряющие полупериоды и отбирают энергию от электромагнитных колебаний. При этом входной сигнал затухает в ЗС и ЛБВ превращается в поглощающий ослабитель. При увеличении U_0 электронные сгустки, обгоняя волну и приближаясь к положению электрона 4 (см. рис. 4.13, б), разгруппировываются,

Рис. 8.5. Зона усиления лампы бегущей волны



вследствие чего прекращается усиление бегущей волны на верхней границе зоны усиления.

Проанализируем теперь частотную характеристику ЛБВ. Особенностью ЛБВ является то, что она содержит нерезонансную колебательную систему и поэтому имеет широкую полосу пропускания. Как правило, рабочая полоса частот ЛБВ ограничивается не полосой пропускания ЗС, а ее дисперсией, из-за которой приходится изменять ускоряющее напряжение U_0 при изменении частоты входного сигнала. Для обеспечения мгновенной широкополосности при $U_0 = \text{const}$ необходимо использовать замедляющую систему со слабой дисперсией.

Если дисперсия не ограничивает полосу пропускания, что обычно имеет место в спиральных ЛБВ, то вид частотной характеристики такой ЛБВ (рис. 8.4) определяется произведением CN (8.1), где параметр усиления $C \sim \sqrt[3]{R_{\text{св}}}$. Значение $R_{\text{св}}$ обычно возрастает при увеличении длины волны λ (см. рис. 3.22, б). Электрическая длина ЗС $N = l/\lambda_{\text{зам}} = lK_{\text{зам}}/\lambda$ тоже зависит от длины волны в отсутствие дисперсии при $K_{\text{зам}} = \text{const}$ и уменьшается с увеличением λ .

Таким образом, изменение длины волны или частоты по-разному влияет на значения C и N . Это означает, что произведение CN , т. е. коэффициент усиления, изменяется с частотой немонотонно, медленно проходя через максимум на средней частоте (штриховая линия на рис. 8.4). Отклонение от расчетной зависимости $CN(f)$ происходит вследствие рассогласования входа и выхода ЛБВ, а также возможных отражений от внутренних неоднородностей и фазовых изменений отраженных сигналов в рабочей полосе частот.

Необходимо заметить, что рабочая полоса частот может быть ограничена из-за недостаточной широкополосности согласующих устройств на входе и выходе ЛБВ. Согласование ЗС с внешними

чения, определяемого максимальным КПД, $P_{\text{вых макс}} \approx \eta_{\text{макс}} P_0$, если при этом входной сигнал $P_{\text{вх}}$ остается значительно меньше мощности источника питания P_0 , которая поддерживается неизменной (горизонтальная линия) при снятии амплитудной характеристики. Уменьшение мощности $P_{\text{вых}}$ после достижения ею максимального значения объясняется тем, что электронные сгустки в результате торможения отстают от бегущей волны и на конечном участке ЗС синхронизм нарушается.

По выходным параметрам ЛБВ О-типа подразделяют на *мощные, маломощные и ЛБВ средней мощности*. Среди маломощных ЛБВ выделяют *малошумящие и сверхмалошумящие*. ЛБВ средней мощности и мощные используют в импульсном и непрерывном режимах. Кроме того, ЛБВ подразделяют на *широкополосные и узкополосные* усилители. К мощным ЛБВ относят усилители с выходной мощностью более 100 Вт в непрерывном и свыше 10 кВт в импульсном режимах. Маломощными считают ЛБВ с выходной мощностью не более 1 ... 3 Вт. Маломощные ЛБВ имеют коэффициент шума 12 ... 18 дБ в диапазоне частот 1 ... 18 ГГц, сверхмалошумящие 4 ... 8 дБ в том же диапазоне частот. Широкополосные ЛБВ имеют полосу пропускания 1 ... 2 октавы; к узкополосным относят ЛБВ с полосой до 10% средней частоты.

Коэффициент полезного действия ЛБВ О-типа и возможности его повышения. Невысокое значение КПД является крупным недостатком классических ЛБВ. Электронный КПД ЛБВ определяется согласно (4.8) начальной и конечной скоростями электронов. Если допустить, что в результате торможения скорость электронных сгустков в конце ЗС снижается до фазовой скорости бегущей волны, т. е. $v_k = v_{\text{ф}}$, то из линейной теории следует приближенное равенство $\eta_s \approx C$. Значение $C = 0,02 \dots 0,03$ является типичным для маломощных ЛБВ. В мощных лампах с более высоким отношением I_0/U_0 параметр усиления может достигать значения $C = 0,1$. Следует заметить, что при движении по амплитудной характеристике в сторону увеличения выходной мощности на нелинейном участке $\eta_s \neq C$ и возрастает так же, как полный КПД ЛБВ. Из нелинейной теории ЛБВ получается, что $\eta_s = kC$, где $k = 2 \dots 6$ в зависимости от того, в каком месте нелинейного участка амплитудной характеристики определяется КПД. Тем не менее даже в мощных ЛБВ максимальное значение полного КПД составляет всего 15 ... 20%, если не приняты специальные меры для его повышения.

Рассмотрим основные способы увеличения КПД ЛБВ.

Одним из наиболее эффективных способов является *метод рекуперации*, при котором не использованная электронами энергия возвращается в источник постоянного тока. Рекуперация в электронных приборах по своему физическому смыслу аналогична

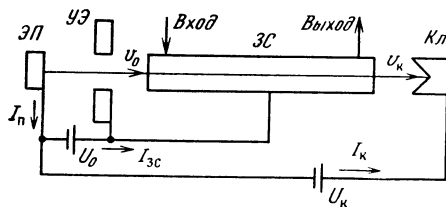


Рис. 8.7. Схема питания лампы бегущей волны при использовании метода рекуперации

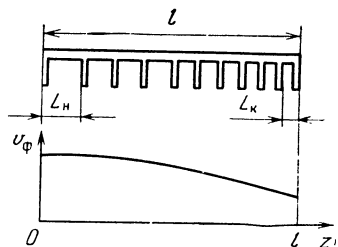


Рис. 8.8. К обеспечению синхронизма в изохронной лампе бегущей волны

возврату электрической энергии во внешнюю цепь электродвигателя при его торможении.

Электроны вылетают из ЗС ЛБВ с большой скоростью, так как $u_k = u_\phi$ и всю оставшуюся кинетическую энергию рассеивают на коллекторе Кл. Для повышения электронного КПД нужно притормозить электроны в постоянном электрическом поле ЗС — Кл путем снижения потенциала коллектора. При этом уменьшается рассеиваемая на коллекторе энергия и электронный поток возвращает часть энергии в источник питания. В методе рекуперации обычно используются два источника питания (рис. 8.7), один из которых подключен к ЗС, другой — к коллектору. Первый источник имеет малую мощность $P_{зс} = U_0 I_{зс}$, так как токооседание на ЗС незначительно. Однако этот маломощный источник питания обеспечивает стабильное ускоряющее напряжение U_0 и соответственно устойчивое усиление в оптимальном режиме. Второй источник большой мощности $P_{кл} = U_{кл} I_{кл}$ не должен обеспечивать высокую стабильность напряжения коллектора, что упрощает его изготовление.

В данном случае КПД ЛБВ можно представить в виде $\eta_{рек} = (P_{вых} - P_{вх}) / (U_0 I_{зс} + U_{кл} I_{кл}) \approx (P_{вых} - P_{вх}) / U_{кл} I_0$, так как $I_0 = I_{зс} + I_{кл} \approx I_{кл}$, поскольку $I_{зс}$ близок к нулю. Введя глубину рекуперации $\xi = U_0 / U_{кл}$, получим $\eta_{рек} = \xi \eta$, где $\eta = (P_{вых} - P_{вх}) / U_0 I_0$ — КПД без рекуперации. Итак, можно считать, что методом рекуперации КПД ЛБВ можно увеличить пропорционально глубине рекуперации, которая ограничена обратным потоком электронов от коллектора к ЗС. Поэтому в ЛБВ, рассчитанных на использование метода рекуперации, применяют конструкции коллекторов с «электронными ловушками». Практический метод рекуперации позволяет увеличить КПД ЛБВ с 15 ... 20 до 30 ... 40%.

Другим способом повышения КПД ЛБВ является *программирование шага ЗС* для постепенного уменьшения фазовой скорости волны, бегущей вдоль ЗС. На рис. 8.8 дан пример гребенча-

той ЗС с переменным шагом, а также показано уменьшение вдоль нее фазовой скорости волны, которая должна изменяться таким образом, чтобы электроны, отдающие кинетическую энергию, при уменьшении скорости оставались в тормозящей фазе волны на всей длине ЗС. Лампы, в которых синхронизм поддерживается за счет программированного изменения фазовой скорости вдоль ЗС, получили название *изохронных ЛБВ*. Режим изохронности позволяет увеличить КПД ЛБВ приблизительно в 1,5 раза. Однако изготовление ЗС с изменяющимся шагом нетехнологично, поэтому на практике более распространены ЛБВ со скачком фазовой скорости, в которых использовано несколько секций (обычно две) ЗС с различными коэффициентами замедления. Одновременно применение методов рекуперации и скачка фазовых скоростей позволяет довести КПД ЛБВ до 50% и более, что ставит их на один уровень с ЛБВ М-типа.

Особенности магнитных систем и применения ЛБВ. Размеры и массы ЛБВ в основном определяются магнитными фокусирующими системами. В пакетированных конструкциях ЛБВ используют *магнитные периодические фокусирующие системы* (МПФС), состоящие из набора шайб, в котором постоянные магниты 1 чередуются с шайбами из магнитомягкого материала, выполняющими роль полюсных наконечников 2 (рис. 8.9, а). Постоянные магниты 1 представляют собой аксиально намагниченные шайбы. Наименьшие габариты имеют ЛБВ, в которых использованы МПФС из самарийкобальтовых или других магнитных материалов на основе редкоземельных элементов, обладающих магнитной энергией более 20 МГс·Э. Эти магнитные системы имеют малые поля рассеяния и допускают полную экранировку магнитной системы (рис. 8.9, б), если магнитопровод имеет форму трубы 2, а МПФС состоит из радиально намагниченных шайб 1.

Одним из примеров достижений в области миниатюризации ЛБВ является лампа карандашной конструкции с торцевыми вводом и выводом энергии, разработанная фирмой Varian для фазированных антенных решеток. МПФС этой лампы имеет внешний диаметр 10 мм и внутренний 6,5 мм; диаметр спиральной ЗС составляет 1 мм, а диаметр электронного пучка 0,6 мм. ЛБВ обеспечивает выходную мощность 20 Вт при коэффициенте усиления 30 дБ в полосе частот 8...12 ГГц, ее КПД 20% с рекуперацией при понижении напряжения от $U_0=1750$ В до $U_{кл}=950$ В; масса около 80 г.

Лампы бегущей волны типа О применяют в широкодиапазонных РЛС, в том числе в станциях с фазированными антенными решетками, в аппаратуре радиорелейных линий связи, в устройствах для космической (спутниковой) связи, в системах радиомаскировки и радиопротиводействия. Маломощные и маломощные ЛБВ применяются во входных каскадах усилительных цепочек

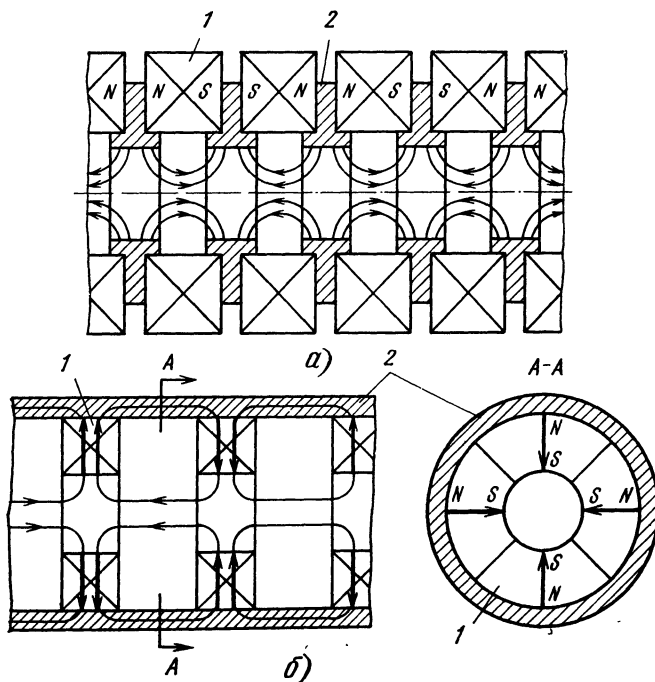


Рис. 8.9. Магнитные системы, содержащие аксиальные (а) и радиально намагниченные (б) шайбы (последние составлены из четырех секторов)

чек. Импульсные ЛБВ используются в промежуточных и предоконечных каскадах усилительных цепочек передатчиков РЛС, ЛБВ непрерывного действия — в бортовой аппаратуре спутников связи, а также для прямого приема телевизионных программ на индивидуальные антенны. Несомненными достоинствами ЛБВ являются сочетание высоких параметров (коэффициента усиления, рабочей полосы частот и КПД), а также высокая надежность и большая долговечность (нормы наработки до отказа составляют 250 ... 500 тыс. ч) порядка 7 ... 10 лет.

8.2. ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Лампы обратной волны (ЛОВ) типа *O* известны с 50-х годов. Они являются *широкополосными генераторами*, но могут быть использованы и как *узкополосные регенеративные усилители*. Принцип действия ЛОВ рассмотрен в § 4.5, где отмечалось, что групповая скорость и соответственно распространение энергии бегущей волны в ЛОВ направлены навстречу электронному потоку

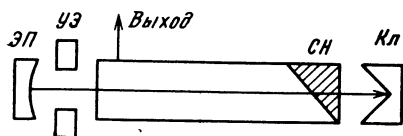


Рис. 8.10. Схема генераторной лампы обратной волны

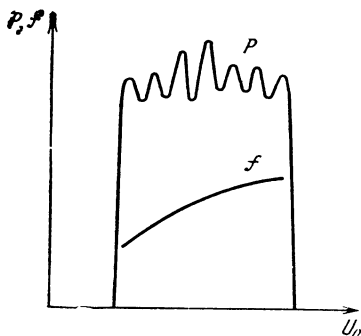


Рис. 8.11. Основные характеристики лампы обратной волны

и вывод энергии располагается в начале ЗС, где в нее инжектируется электронный поток. Ввиду такого обратного движения энергии электромагнитных колебаний в ЗС ЛОВ имела другое название — «карсинотрон» (от греч. «карсинос» — рак).

Устройство ЛОВ отличается от устройства ЛБВ тем, что в ЛОВ не содержится локальный поглотитель и используется другая (обратноволновая) конструкция ЗС. Кроме того, в генераторной ЛОВ на «коллекторном» конце ЗС вместо элемента связи с внешней линией передачи размещается согласованная нагрузка СН (рис. 8.10). В лампах обратной волны чаще всего используют ЗС встречно-штыревого типа или системы типа двухзаходных спиралей. Для создания коротковолновых ЛОВ удобны системы, выполненные из встречных пластин с отверстиями, образующими пролетный канал для электронного потока.

Основными характеристиками ЛОВ являются зона генерации в виде зависимости выходной мощности от ускоряющего напряжения и кривая электронной перестройки частоты в пределах зоны генерации (рис. 8.11). «Изрезанный» характер зоны генерации объясняется «паразитными» обратными связями, которые могут быть положительными и отрицательными на различных частотах, что приводит соответственно к увеличению и уменьшению мощности генерации. Электронная перестройка частоты поясняется рис. 8.12. На рисунке показано, как построить зависимость частоты генерации ЛОВ от ускоряющего напряжения $f(U_0)$ на основании известной дисперсионной характеристики (см., например, рис. 3.19) и зависимости средней скорости электронов от U_0 в виде $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$ исходя из условия синхронизма скорости электронов с фазовой скоростью взаимодействующей гармоники $v_{фр}$. Таким образом, частота генерации ЛОВ увеличивается с ростом номера отрицательной гармоники и пропорциональна степени $1/2$ от ускоряющего напряжения. Необходимо отметить, что кривые

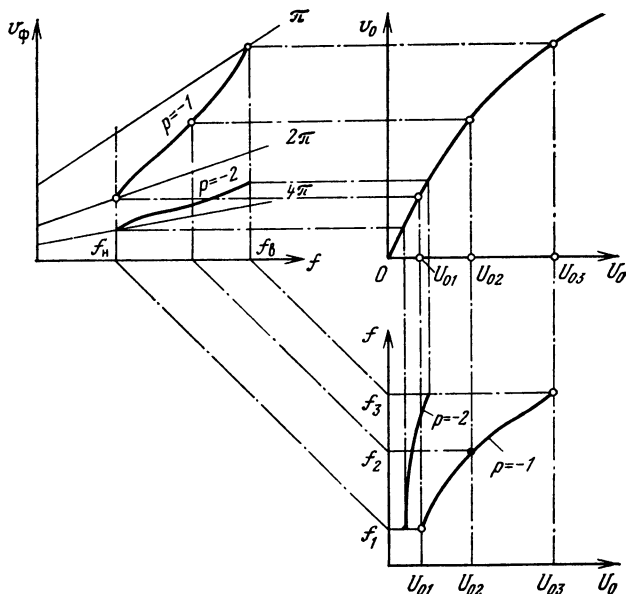


Рис. 8.12. Электронная перестройка частоты генерации лампы обратной волны

$f(U_0)$ на рис. 8.12 построены на основании фазовых условий самовозбуждения ЛОВ без учета амплитудных условий самовозбуждения, определяемых пусковым током $I_{\text{пуск}}$. «Паразитная» генерация на высших гармониках в ЛОВ может быть устранена путем выбора постоянного тока ниже пускового значения для нежелательной гармоники.

При уменьшении тока ниже пускового для основной гармоники генерация ЛОВ срывается, и она превращается в регенеративный усилитель. Это иллюстрируется рис. 8.13, а, на котором приведены зависимости мощности генерации и коэффициента усиления от постоянного тока электронного луча. Фазовые условия самовозбуждения, которые сохраняются при $I_0 < I_{\text{пуск}}$, приводят к резкой зависимости коэффициента регенеративного усиления от частоты при фиксированных значениях напряжения U_0 (рис. 8.13, б). Усиление достигает максимума на частоте входного сигнала, соответствующей частоте генерации согласно кривой электронной перестройки (см. кривую для $\rho = -1$ на рис. 8.12). Благодаря этому регенеративный усилитель обратной волны обладает высокой *избирательностью* по частоте входного сигнала, причем эту избирательность можно регулировать изменением напряжения U_0 .

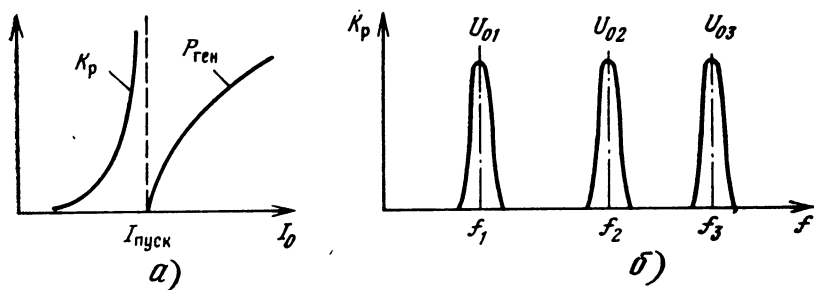


Рис. 8.13. Характеристики лампы обратной волны в режиме регенеративного усиления

Рассмотрим некоторые конструкции ЛОВ типа О. На рис. 8.14 показано устройство ЛОВ, где вместо встречных штырей в ЗС используют встречные шпильки 2. Это позволяет пропустить вдоль ЗС три ленточных электронных потока 3, формируемых электронной пушкой, на аноде 5 и диафрагме 4 кото-

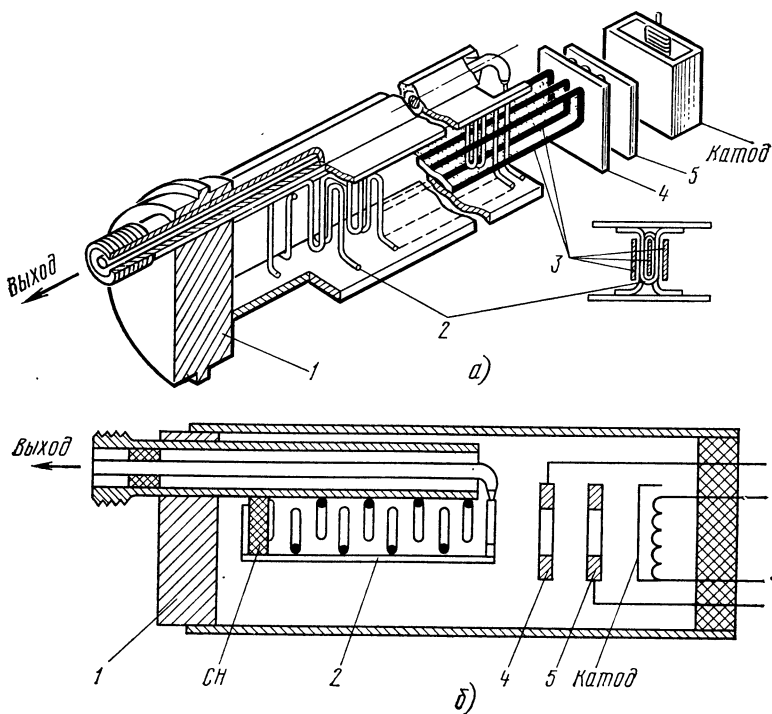


Рис. 8.14 Устройство лампы обратной волны с тремя электронными потоками

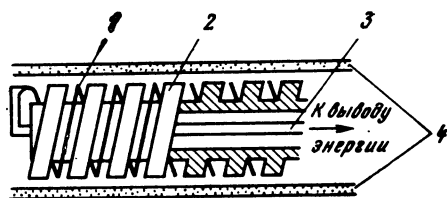


Рис. 8.15. Устройство замедляющей системы в лампе обратной волны Салливена

рой имеются по три прямоугольные щели. На внешнюю часть коллектора *1* надевается радиатор воздушного охлаждения. Радиатор и магнитная система на рисунке не показаны.

Рассмотренную конструкцию имеют ЛОВ дециметрового и десятисантиметрового диапазонов длин волн с электронной перестройкой частоты в октаву при изменении напряжения U_0 от 300 до 1200 В. Уровень мощности генерации в среднем составляет 50 мВт, КПД около 1%.

Среди конструкций ЛОВ представляет интерес лампа Салливена, в которой используется ЗС, похожая на двухзаходную спираль и известная под названием «винт со спиралью» (рис 8.15), так как спираль *1* расположена в винтовой канавке, прорезанной на внешней поверхности полого стержня *2*. Стержень выполняет роль внешнего проводника коаксиальной линии, используемой для вывода энергии ЛОВ. Внутренний проводник *3* непосредственно переходит в спираль. Противоположно направленные токи в проводниках коаксиальной линии обеспечивают противофазное возбуждение винта и спирали, при котором рассматриваемая ЗС является обратноволновой. В лампе Салливена использован трубчатый электронный поток *4*, окружающий ЗС. Такая лампа имеет широкий диапазон электронной перестройки частоты, перекрывающий две октавы, ее длина волны изменяется от 13 до 2,5 см при увеличении напряжения от 40 до 3000 В.

Лампы обратной волны *О*-типа широко используют в автоматических измерителях КСВ и потерь в качестве свипп-генераторов. Они разработаны на все диапазоны длин волн СВЧ-колебаний от метрового до субмиллиметрового. Даже в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах электронная перестройка частоты ЛОВ составляет около половины октавы. Фирма Sperry, например, рекламировала десять типов ЛОВ, перекрывающих диапазон длин волн от 60 см до 0,2 мм с выходной мощностью 50 ... 2 мВт.

Недостатком ЛОВ типа *О* является невысокий КПД, значения которого ниже КПД ЛБВ, так как хорошо сгруппированные электронные сгустки взаимодействуют со слабым СВЧ-полем в конце ЗС. Низкий КПД является основным препятствием к повышению мощности генерации ЛОВ типа *О*.

9.1. ПРИБОРЫ С ИНЖЕКТИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Принцип действия и устройства лампы бегущей и обратной волн М-типа. Лампа бегущей волны М-типа (ЛБВМ), называемая также *биматроном*, конструктивно мало отличается от ЛБВ О-типа (ЛБВО). Лампа бегущей волны М-типа, устройство которой показано на рис. 9.1, а, состоит из электронной пушки 1, ламельной (гребенчатой) замедляющей системы 2 с подошвой 4 и коллектором 3. Как и в ЛБВО или ЛОВО с аналогичными ЗС, электронная пушка инжектирует ленточный электронный поток ЭП, пропускаемый вдоль ЗС без оседания на ее поверхности в статическом режиме.

Особенностью ЛБВМ является то, что ЭП движется в скрещенных полях: постоянное электрическое поле направлено от ламелей ЗС к ее подошве, являющейся отрицательным электродом, а магнитное — перпендикулярно плоскости чертежа. В общем случае в скрещенных полях между плоскими электродами электроны дви-

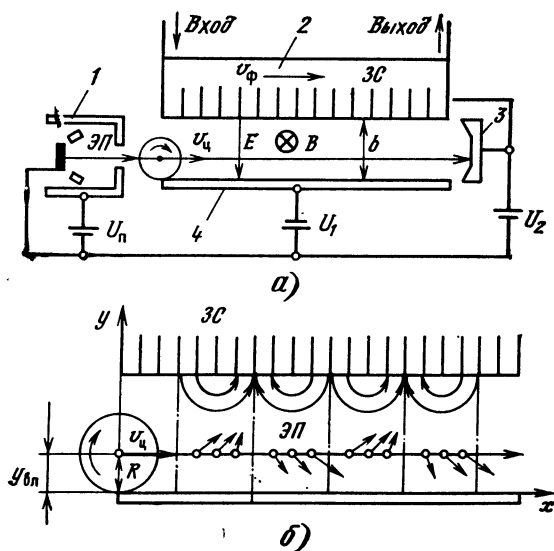


Рис. 9.1. К объяснению принципа действия лампы бегущей волны М-типа (биматрона)

жуются по трохоидальным траекториям, описываемым точками круга, катящегося по подошве в сторону коллектора. Частным случаем трохойды является прямая линия, по которой движется центр катящегося круга. Именно этот случай используется в ЛБВМ для образования прямолинейного ЭП, как в ЛБВО. Практически прямолинейные траектории электронов можно обеспечить, введя их в пространство взаимодействия на расстоянии $R = mE/(eB^2)$ от подошвы со скоростью $v_0 = E/B$, имеющей только продольную составляющую (см. (7.2), (7.3)). Для схемы, представленной на рис. 9.1, а, это означает, что соотношения между постоянными напряжениями должны удовлетворять условию $U_1 + U_2 = bB\sqrt{2eU_n/m}$, где b — расстояние между ЗС и подошвой, а координата «влета» электронов определяется выражением $y_{вл} = m(U_1 + U_2)/(eB^2)$ и показана на рис. 9.1, б. Электронный поток может быть ленточным, но должен быть тонким.

На рис. 9.1, б показаны также электрические силовые линии СВЧ-поля, имеющие продольные и поперечные составляющие. Как и в магнетроне, группировка электронов происходит под действием поперечной компоненты. Центром электронного сгустка является электрон типа 2, относительно которого направление поперечного электрического поля меняется с отрицательного на положительное, т. е. от направления в сторону к подошве на противоположное. Этот электрон, находящийся в нулевом поперечном поле, оказывается в максимуме тормозящей фазы продольного электрического поля (в магнетроне это азимутальная компонента поля).

В порядке сравнения с ЛБВО заметим, что там группировка происходит вокруг электрона, находящегося в нулевом продольном поле, и сгусток не оказывается в максимуме тормозящего полупериода бегущей волны в процессе формирования, поэтому взаимодействие в ЛБВО не является оптимальным. В ЛБВМ и группировка электронов, и отбор энергии от них более эффективны за счет *магнетронного принципа взаимодействия*, при котором наилучшим образом обеспечивается передача энергии от электронных сгустков тому высокочастотному полю, которое их формирует. При этом сгусток увлекается тормозящей фазой волны, его скорость и соответственно кинетическая энергия не изменяются. В процессе взаимодействия «благоприятные» электроны теряют свою потенциальную энергию, передавая ее СВЧ-полю и смещаясь к ЗС. Приближаясь к поверхности ЗС, электроны попадают в более интенсивное тормозящее поле с более высоким значением $R_{св}$, и эффективность взаимодействия возрастает. «Неблагоприятные» электроны, находящиеся в ускоряющей фазе бегущей волны, отклоняются к подошве, где продольное электрическое поле мало, поэтому «вредное» влияние их на КПД невелико. В конце ЗС электронные

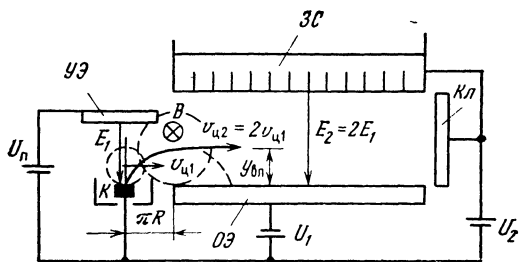


Рис. 9.2. Схема короткой электронно-оптической системы

сгустки, поднимаясь до системы, постепенно оседают на ее поверхности. Электроны, не достигшие поверхности ЗС, оседают на коллекторе.

Электронная пушка, показанная на рис. 9.1, а, должна быть экранирована от поперечного магнитного поля во избежание воздействия его на электронный поток до «влета» в пространство взаимодействия. Однако вместо магнитной экранировки на практике обычно используют так называемую *короткую электронно-оптическую систему* (рис. 9.2). Принцип действия такой электронной пушки заключается в том, что электроны вводятся в пространство взаимодействия с вершины трохлоиды, которая в данном случае близка к циклоиде, описываемой точкой на ободке катящегося круга. Для этого электронную пушку, состоящую из катода К, поверхность которого параллельна поверхности отрицательного электрода ОЭ, и управляющего электрода УЭ, помещают в поперечное магнитное поле B . Чтобы электрон инжектировался в пространство взаимодействия, имея только продольную составляющую скорости, катод устанавливают на таком расстоянии от входа в пространство взаимодействия, на котором укладывается половина циклоиды (другая половина первого периода циклоиды, по которой электрон уже не движется, представлена на рисунке штриховой линией). Это расстояние равно πR_1 , где R_1 зависит от напряженности электрического поля E_1 между катодом и управляющим электродом. Скорость электрона на вершине циклоиды $v = 2v_{ц1} = 2E_1/B$ должна быть равна скорости $v_{ц2} = E_2/B$. Если значения B в месте расположения пушки и в пространстве взаимодействия одинаковы, то напряженность электрического поля в пространстве взаимодействия E_2 должна быть вдвое больше, чем E_1 , что обеспечивается соответствующим подбором напряжений U_n и $U_1 + U_2$.

Рассмотренная электронно-оптическая система очень компактна, поскольку ее катод стоит от участка инжекции на расстоянии, равном половине циклоиды, и поэтому названа *короткой*. Такие системы особенно удобны для использования в цилиндриче-

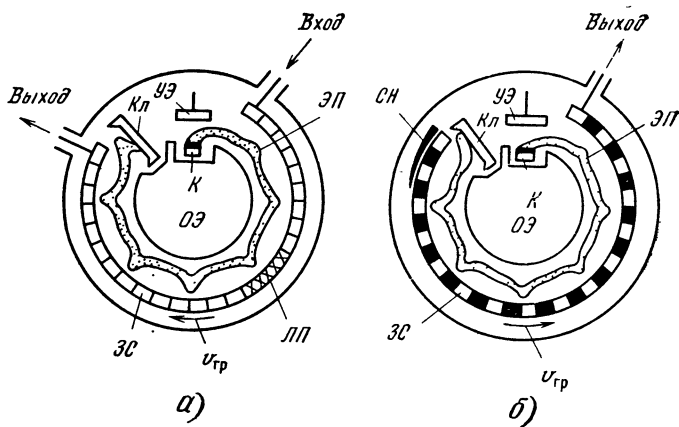


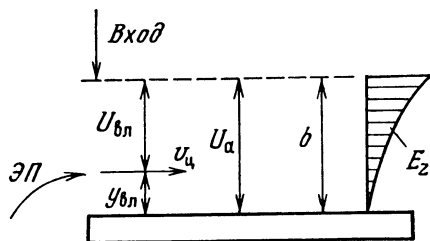
Рис. 9.3. Схемы устройства ламп бегущей (а) и обратной (б) волн М-типа

ских конструкциях ЛБВМ (рис. 9.3, а), которые оказываются компактнее линейных. Кроме того, магнитные системы цилиндрических ЛБВМ более простые и имеют меньшие массогабаритные параметры. Цилиндрическая ЛБВМ — это фактически свернутая в незамкнутое кольцо линейная ЛБВМ. Напомним, что в цилиндрическом пространстве взаимодействия электроны движутся по эпитрохоидальным траекториям, простейшей из которых является окружность, описываемая центром круга, катящегося по цилиндрической поверхности ОЭ. На рис. 9.3, б показана схема устройства генераторной ЛОВМ, конструкция которой отличается от ЛБВМ отсутствием входа и тем, что в ней используют обратноволновую (обычно встречно-штыревую) ЗС, а поглотитель располагают в «коллекторном» конце ЗС в виде оконечной согласованной нагрузки.

Характеристики и параметры ЛБВМ и ЛОВМ. Одним из основных параметров приборов М-типа является КПД, который, как уже отмечалось, выше, чем в приборах О-типа, вследствие магнетронного характера взаимодействия. Рассмотрим электронный КПД прибора М-типа с инжектированным электронным потоком. Прежде всего отметим, что $W_{\text{рас}} = 1/2 mv^2$ — энергия, рассеиваемая на аноде (коллекторе), в 4 раза ниже максимальной энергии, рассеиваемой электроном при циклоидальном движении, так как на вершине циклоиды $v = 2v_{\text{ц}}$. С этой точки зрения можно было бы прийти к выводу, что КПД ЛБВМ или ЛОВМ выше, чем магнетрона.

Однако в лучевых приборах М-типа потенциальная энергия, отбираемая от электрона, $W_{\text{отб}} = eU_{\text{вл}}$, где $U_{\text{вл}}$ — потенциал в точке «влета», определяемой координатой $y_{\text{вл}}$ (рис. 9.4). Так как $U_{\text{вл}} < U_{\text{а}}$, то в данном случае $W_{\text{отб}}$ меньше, чем в магнетроне. Если не

Рис. 9.4. К определению электронного КПД



учитывать энергию, рассеиваемую на аноде, что возможно при очень больших значениях B , когда $v_{ц} = E/B$ мало, то можно показать, что

$$\eta_{э \text{ макс}} \approx 1 - y_{вл}/b, \quad (9.1)$$

где b — расстояние между поверхностью ЗС и отрицательным электродом.

Таким образом, чем ближе к поверхности отрицательного электрода инжектируется электронный поток, тем выше КПД ЛБВМ или ЛОВМ. Поскольку $y_{вл} = R = mU_a/(ebB^2)$, то уменьшение $y_{вл}$ тоже связано с увеличением B . Увеличение КПД за счет удаления точки влета электронов от ЗС должно приводить к уменьшению коэффициента усиления ЛБВМ, так как продольная компонента электрического поля СВЧ экспоненциально уменьшается при удалении от поверхности ЗС (рис. 9.4) и сопротивление связи на уровне «влета» тоже падает. При этом затрудняется управление электронным потоком с помощью входного сигнала на фоне внутренних шумов и возрастает пороговый входной сигнал. Такое противоречие между КПД и коэффициентом усиления разрешается в ЛБВМ компромиссным путем, чаще всего за счет снижения КПД в рабочем режиме.

Кроме того, необходимо, чтобы приборы M -типа имели высокие значения широкополосности и выходной мощности, между которыми тоже имеется противоречие. Замедляющие системы, применяемые в мощных ЛБВМ, являются системами гребенчатого (ламельного) или лестничного типа; в них обеспечивается эффективный теплоотвод, но они обладают довольно крутыми дисперсионными характеристиками. Иногда используют ЗС типа «петляющий волновод», имеющую пологий участок дисперсионной характеристики на $+1$ -й гармонике, как в ЗС типа ЦСР (см. рис. 3.32, б). Так, ЛБВМ 3-см диапазона длин волн с петляющим волноводом имеет выходную мощность 1,5 кВт в непрерывном режиме, коэффициент усиления 22...24 дБ в 20%-ной полосе частот и КПД более 30%.

Для предотвращения самовозбуждения ЛБВМ ее ЗС изготавливают из двух секций, свободные концы которых нагружают

внешними согласованными нагрузками, выполняющими роль локального поглотителя. В односекционных ЛБВМ без поглотителя коэффициент усиления не превышает 16 дБ.

Выходная мощность ЛОВМ достигает 1 кВт в дециметровом диапазоне длин волн при КПД до 50%. В нижней части сантиметрового диапазона КПД ЛОВМ порядка 30%. Диапазон электронной перестройки частоты составляет 20...30% средней частоты. ЛОВМ, работающие в усилительном режиме, называют *бифермитронами*, а ЛОВМ, предназначенные для работы в режиме синхронизации частоты внешним сигналом, получили название *карпитроны*.

ЛБВМ со ступенчатым изменением высоты пространства взаимодействия. ЛБВМ уступают ЛБВО по значению коэффициента усиления вследствие большого уровня порогового входного сигнала. Для уменьшения мощности входного сигнала, необходимого для модуляции электронного потока в ЛБВМ, поток нужно пропускать вблизи ЗС. Однако при этом согласно (9.1) нельзя обеспечить высокий КПД.

Для получения высокого коэффициента усиления при сохранении большого КПД в ЛБВМ можно использовать двухкаскадную конструкцию со ступенчатым изменением высоты пространства взаимодействия (рис. 9.5). Входной каскад 1 предназначен для модуляции электронного потока, выходной 2 — для отбора энергии от «благоприятных» электронов. Такой усилитель отличается от ЛБВМ с разрывом ЗС тем, что входная секция ЗС1 приближена к ОЭ на расстояние b_1 , а выходная секция ЗС2 расположена на расстоянии b_2 . Кроме того, ЗС1 и ЗС2 изолированы по постоянному напряжению. Анодное напряжение входного каскада U_1 уменьшают относительно U_2 для обеспечения одинаковой напряженности постоянного электрического поля в обоих каскадах. Одинаковые значения E и B создают необходимые условия «влета» электронного потока из первого каскада во второй.

Итак, высокий коэффициент усиления в рассмотренной конструкции обеспечивается входным каскадом за счет снижения уровня порогового входного

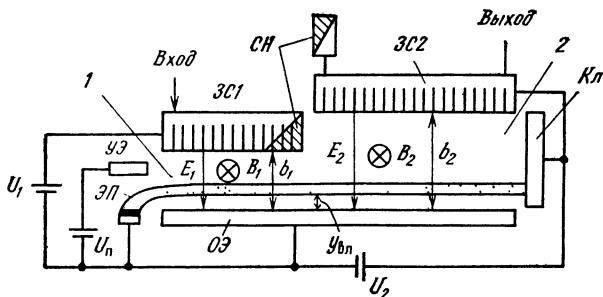


Рис. 9.5. Схема двухкаскадной лампы бегущей волны М-типа с различными пространствами взаимодействия

сигнала, а большой КПД — выходным, так как $\eta_s = 1 - y_{вн}/b_s$. Двухкаскадный усилитель со ступенчатым изменением высоты пространства взаимодействия [4] дает выигрыш в коэффициенте усиления порядка 20 дБ по сравнению с обычной ЛБВМ без снижения КПД.

9.2. УСИЛИТЕЛИ С КАТОДАМИ В ПРОСТРАНСТВАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассмотрим теперь приборы М-типа с катодом в пространстве взаимодействия, которые в отличие от приборов с инжектированным электронным потоком ЭП обладают распределенной эмиссией со всей поверхности подошвы ЗС. В рассматриваемых приборах ЭП и ЗС могут быть замкнутыми или разомкнутыми (рис. 9.6). Классический магнетрон можно представить как прибор с замкнутыми ЭП и ЗС (рис. 9.6, а). Приборы с замкнутым ЭП, где в цилиндрическом пространстве взаимодействия непрерывно вращаются электронные «спицы» ЗС, а ЗС разомкнута (рис. 9.6, б), называют *платинотронами*. В приборах с разомкнутой ЗС электронный поток может быть разомкнут полностью (рис. 9.6, в) или частично (рис. 9.6, г).

Приборы с полностью разомкнутыми ЭП обычно имеют линейную или квазилинейную конструкцию. Так, в схеме, приведенной на рис. 9.6, в, пространство взаимодействия ПВ разомкнуто и каждая ЭС только один раз обходит замедляющую систему. Усилители прямой волны такого типа получили название *демагнетронов*. Приборы с частично разомкнутыми ЭП имеют цилиндрическую конструкцию, где катод окружен замкнутой электронной «втулкой», однако ПВ разомкнуто (рис. 9.6, г). Между выходом и входом усилителя расположено так называемое *пространство дрейфа* ПД, где электронные «спицы» расформировываются вследствие отсутствия СВЧ-поля. Такие приборы называют *усилителями с пространством дрейфа*. В усилителях с ПД многократного взаимодействия «спиц» с СВЧ-полем ЗС не происходит, так как пространство взаимодействия разомкнуто.

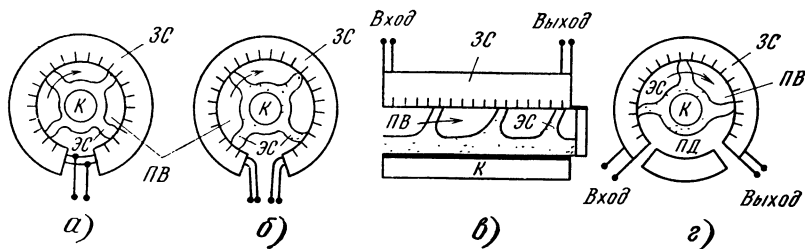


Рис. 9.6. Схемы приборов М-типа с катодами в пространствах взаимодействия

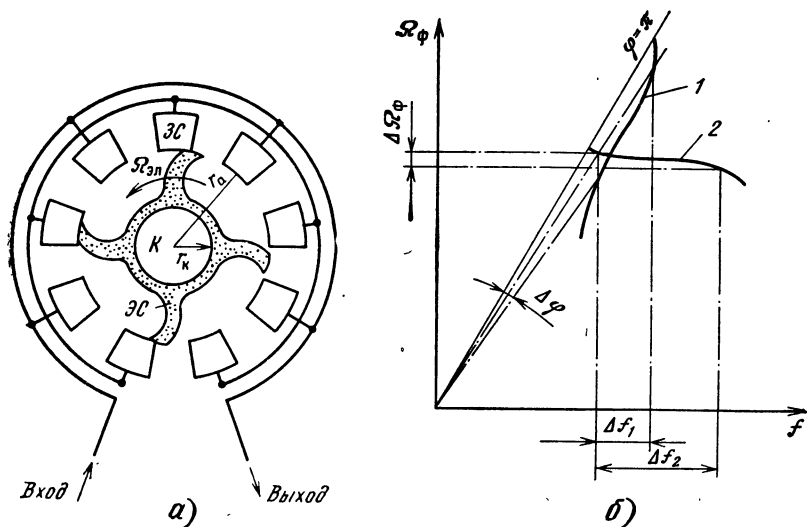


Рис. 9.7. Схема амплитрона (а) и дисперсионные характеристики его ЭС (б)

Многократное взаимодействие каждой «спицы» с полем СВЧ-колебаний имеет место в платинотронах, так как ПВ в них замкнуто. Это обеспечивает наиболее высокий КПД, но вследствие замкнутости ПВ, приводящей к значительной обратной связи между выходом и входом, платинотроны склонны к самовозбуждению, что ограничивает их широкополосность и максимальные значения коэффициентов усиления. Существует несколько разновидностей платинотронов. Это усилители прямой волны *ультроны*, а также усилители и генераторы обратной волны *амплитроны* и *карматроны*. Они имеют простые конструкции, мало отличающиеся от магнетронов. Резонаторные системы, как правило, размыкаются по линии связок, которые представляют собой двухпроводную линию, подключенную к ЭС типа цепочки связанных резонаторов.

Наибольшее распространение получили амплитроны как наиболее эффективные усилители СВЧ, реальный КПД которых иногда превышает 90%. В амплитроне внешняя обратная связь по ЭП практически отсутствует, так как «спицы» переходят с входа на выход. Внутренняя обратная связь, свойственная лампам обратной волны, устраняется выбором значения анодного тока ниже *тока срыва усиления*, являющегося пусковым током карматрона. Амплитроны работают устойчивее ультронов в более широкой полосе частот. Ультроны легче самовозбуждаются, поскольку на

участке разрыва ЗС «спица» переходит с выхода на вход усилителя, обеспечивая сильную обратную связь по ЭП. Практически ультраоны не используются.

Усилители М-типа с ПД тоже делятся на усилители прямой и обратной волны. Усилители обратной волны (*амплитроны с пространством дрейфа*) в отличие от обычных амплитронов имеют более широкую рабочую полосу частот, но меньшие значения КПД, так как «спицы» проходя участок дрейфа, распадаются и заново формируются в ПВ. Усилители *прямой волны с ПД* более широкополосны, чем усилители обратной волны, так как в первых используют ЗС со слабой дисперсией. Отсутствие внутренней обратной связи в усилителях прямой волны позволяет увеличить максимальное значение коэффициента усиления за счет снижения уровня порогового входного сигнала. Поэтому усилители прямой волны с ПД получили наиболее широкое развитие.

Следует заметить, что в усилителях с замкнутым и разомкнутым ЭП нужно использовать ЗС с различными свойствами. Для обеспечения многократного взаимодействия «спиц» с полем ЗС необходимо, чтобы ЭС, проходя участок разрыва ЗС, в конце каждого оборота попадали в тормозящие полупериоды СВЧ-колебаний. Это возможно только при некоторых дискретных значениях фазового сдвига на ячейку системы ϕ , определяемых *условием замкнутости* (7.4) $\phi = 2\pi n/N$. Следовательно, в амплитроне (рис. 9.7, а) ЗС должна обладать такой дисперсией, при которой значение ϕ мало изменяется в широкой полосе частот (кривая 1 на рис. 9.7, б). Для реализации полосы частот Δf_1 в амплитроне требуется изменять анодное напряжение. Так, при увеличении частоты входного сигнала для поддержания синхронизма ЭС с возрастающей фазовой скоростью обратной волны необходимо увеличивать анодное напряжение. Это можно обеспечить автоматически при использовании источника питания, *стабилизированного по току*, так как при поддержании анодного тока постоянным анодное напряжение амплитрона изменяется пропорционально частоте электромагнитных колебаний. Например, при питании импульсного амплитрона от модулятора, стабилизированного по напряжению, рабочая полоса частот не превышает 2% средней частоты, а питание того же амплитрона от модулятора, стабилизированного по току, позволяет расширить полосу до 10% и более.

В усилителях с разомкнутым ПВ требования к ЗС и источникам питания снижаются. Поскольку отпадает условие замкнутости и фазовый сдвиг не нужно поддерживать постоянным в рабочей полосе частот, можно использовать источник питания, стабилизированный по напряжению. Для этого ЗС должна обладать слабой дисперсией в широком диапазоне частот (кривая 2 на рис. 9.7, б). Такую дисперсию имеют ЗС с основной прямой волной,

применяемые в дематронах и усилителях прямой волны с ПД. Поскольку дематроны и усилители прямой волны с ПД менее склонны к самовозбуждению, чем усилители обратной волны, их удобно использовать в импульсном режиме при питании от высоковольтного выпрямителя, а не от импульсного модулятора, обеспечивая управление усилителя импульсом входного сигнала. Входной сигнал, вызывая вторичную эмиссию за счет обратной бомбардировки катода «неблагоприятными» электронами, обеспечивает протекание анодного тока при номинальном анодном напряжении. По окончании действия импульса входного сигнала вторичная эмиссия и протекание анодного тока прекращаются и усилитель автоматически отключается от источника питания. Такая работа импульсного усилителя *М*-типа получила название *автомодуляция в режиме безмодуляторного питания*. В усилителе с замкнутым ЭП источник не отключается, так как вращающиеся «спицы» способны поддерживать СВЧ-колебания после окончания импульса входного сигнала. При этом импульсный усилитель переходит в режим непрерывной генерации и выходит из строя, не выдерживая тепловой нагрузки.

Итак, при эксплуатации импульсного усилителя *М*-типа прямой волны с разомкнутым ЭП в режиме безмодуляторного питания упрощается его питание от источника постоянного напряжения и повышается промышленный КПД усилителя, определяемый с учетом мощности, рассеиваемой в источнике питания.

Рассмотрим основные конструкции и параметры усилителей с катодом в пространстве взаимодействия. На рис. 9.8 показано устройство мощного амплитрона. В нем использована ЗС в виде бугелей 1 с накладками 2 вместо ламельной системы. Бугели выполнены из медных трубок, по которым под большим давлением прогоняется охлаждающая жидкость для отвода рассеиваемой на аноде мощности. В средней части бугельной системы расположены два кольца связок 3, припаянных через один бугель. Связки разомкнуты и с каждого конца к линии связок подключены ввод 6 и вывод 8 энергии. Амплитрон имеет волноводные вход 5 и выход 9, которые припаяны к корпусу анода 4 и отделены один от другого поперечной перегородкой 7. Прямоугольные волноводы оканчиваются вакуумными уплотнениями в виде баночных керамических окон. Окна и магнитная система на рисунке не показаны.

Амплитроны обеспечивают высокий КПД (до 90% в дециметровом диапазоне и около 60% в нижней части сантиметрового) при значениях коэффициента усиления порядка 10 дБ в рабочей полосе частот 8...10% средней частоты. Для исключения самовозбуждения амплитрона на π -виде колебаний его ЗС содержит *нечетное число ячеек N*. При этом, как следует из условия замкнутости (7.4), π -вид невозможен, так как n должно быть целочис-

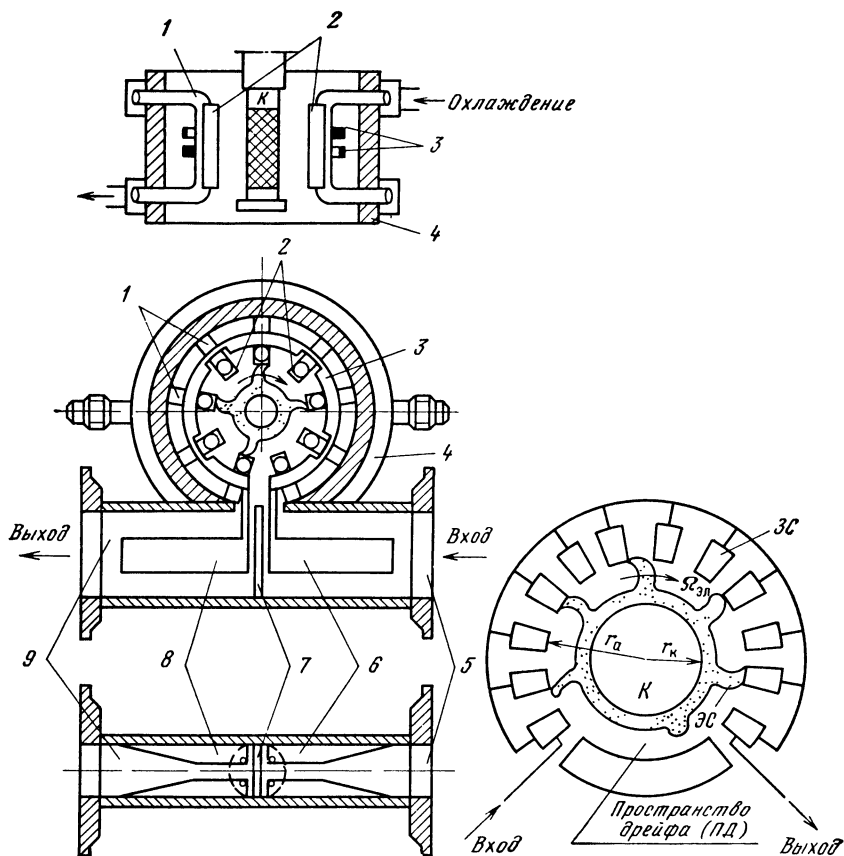


Рис. 9.8. Схема устройства амплитрона

Рис. 9.9. Схема усилителя с пространством дрейфа

ленным. Известны амплитроны с выходной мощностью около 400 кВт в непрерывном режиме и несколько сотен мегаватт в импульсном. Амплитроны в основном используют в *оконечных каскадах* усилительных цепочек, обеспечивающих большую мощность и высокий КПД. Их применяют в РЛС дальнего обнаружения, в ускорителях заряженных частиц, в установках промышленного нагрева и прочих устройствах электроники больших мощностей. Предполагается использовать амплитроны в антенных решетках *солнечных космических электростанций* для преобразования и передачи солнечной энергии на Землю.

На рис. 9.9 приведена схема усилителя прямой волны с ПД. В качестве ЗС используются системы лестничного и меандрового

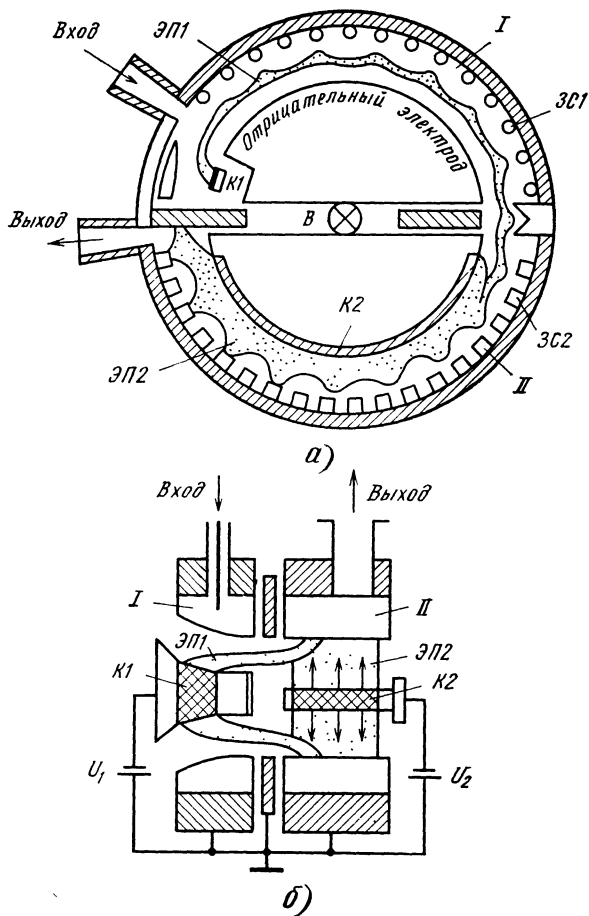


Рис. 9.10. Схемы двухкаскадных усилителей с катодами в пространствах взаимодействия в выходных каскадах

типов. Иногда применяют прямоугольные спирали на дроссельных supports и бугельные меандры с каналами жидкостного охлаждения. В средней части сантиметрового диапазона длин волн такие усилители обеспечивают выходную импульсную мощность 1 МВт при средней мощности 5 кВт, полосу частот 12...15%, коэффициент усиления 13...15 дБ при КПД 40...50%. По всем параметрам, кроме КПД, они превосходят амплитроны и могут работать в импульсном режиме при безмодуляторном питании.

Представляют также интерес двухкаскадные усилители *М*-типа, в которых промодулированный ЭП инжектируется из входного каскада в выходной с катодом в пространстве взаимодействия. Примерами каскадных усилителей являются *бидематрон* (рис. 9.10,а) и *усилитель с «активной» магнетронной пушкой* (рис. 9.10,б).

Бидематрон является комбинированным прибором, состоящим из биматрона во входном каскаде и дематрона в выходном. Усилитель с «активной» пушкой является усовершенствованным вариантом усилителя со ступенчатым изменением высоты пространства взаимодействия (см. рис. 9.5). В нем магнетронная пушка объединена с анодным блоком входного каскада и «стреляет» электронными сгустками ЭП1 (рис. 9.10,б), промодулированными входным сигналом. В бидематроне эту роль выполняет биматронная секция I (рис. 9.10,а).

В рассматриваемых приборах уровень «влета» электронов в выходной каскад не оказывает существенного влияния на КПД, так как анодный ток усилителя в основном определяется током выходного каскада с обычным катодом К2. Промодулированный электронный поток входного каскада ЭП1 возбуждает СВЧ-колебания в выходном каскаде II, которые обеспечивают группировку основного электронного потока ЭП2 с частотой входного сигнала и отбирают от него потенциальную энергию. Каскадные усилители с электронной «подпиткой» в выходном каскаде обладают большими коэффициентами усиления, а также более высокими КПД и выходными мощностями, чем лучевые усилители *М*-типа (см. § 9.1).

Компактность, относительно невысокие значения анодного напряжения, присущие магнетронам, небольшая масса, возможность работы в режиме безмодуляторного питания, а также большие мощности и КПД при обеспечении достаточно высоких значений коэффициентов усиления в сравнительно широкой полосе частот — все эти факторы привлекают разработчиков радиосистем, в которых могут быть использованы усилители *М*-типа с катодом в пространстве взаимодействия.

Глава 10. ОСНОВНЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРИБОРОВ СВЧ

10.1. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ АНАЛОГИ КЛАССИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

К *релятивистским* относят электронные приборы, в которых электроны движутся со скоростью, близкой к скорости света. При этом согласно теории относительности масса электрона m существ-

венно отличается от массы покоя m_0 , что необходимо учитывать при анализе электронных процессов в виде релятивистской поправки $m = m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$.

Релятивистская электроника СВЧ в настоящее время интенсивно развивается в различных направлениях. Одно из них основано на создании сверхмощных клистронов, магнетронов, ЛБВ и ЛОВ путем увеличения напряжения до 0,5 МВ и выше. Заметим, что увеличение мощности за счет увеличения тока ограничено допустимой плотностью эмиссии. Другое направление связано с созданием принципиально новых электровакуумных приборов СВЧ, к которым относятся разнообразные устройства лазеров на свободных электронах, а также приборы с электронной разверткой (*гироскопы*), с виртуальным катодом (*виркаторы*) и мазеры циклотронного резонанса (*гиротроны*). Наибольший интерес среди неклассических релятивистских приборов представляют гиротроны, принцип действия которых основан на увеличении массы движущегося электрона (см. § 10.2).

Из классических аналогов наилучшие результаты получены при исследованиях релятивистских магнетронов и многорезонаторных клистронов. Сообщалось о создании 10-см магнетрона мощностью 3,6 ГВт в импульсе длительностью 30 нс при напряжении 750 кВ, токе 20 кА и магнитной индукции 1 Тл. Разработан многорезонаторный клистрон 20-см диапазона выходной мощностью 3 ГВт в импульсе длительностью 20 нс при напряжении 500 кВ и токе 16 кА. Имеются перспективы доведения выходной мощности релятивистских клистронов до 100 ГВт.

Рассмотрим одну из конструкций релятивистского магнетрона, схематически показанного на рис. 10.1. В этом магнетроне использована равнорезонаторная система 1, состоящая из восьми резонаторов щелевого типа. Глубина щелей резонаторной системы плавно уменьшается в осевом направлении, и система постепенно переходит в круглый волновод 2, возбуждаемый на волне типа H_{41} от π -вида колебаний, так как $n = N/2 = 4$. Круглый волно-

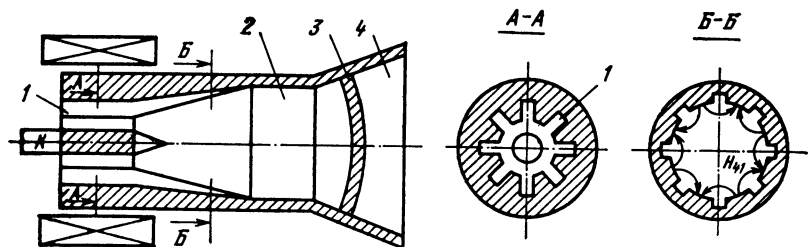


Рис. 10.1. Схема релятивистского магнетрона

вод переходит в излучающий рупор 4 с вакуумно-плотным окном 3. Магнетрон генерировал импульсную мощность более 500 МВт на волне 3 см при напряжении 600 кВ и магнитной индукции 0,55 Тл. Значение КПД не превышало 15%.

Известны обращенные релятивистские магнетроны с выходными мощностями 350 МВт на волне 11,5 см и 100 МВт на волне 3 см при длительностях импульсов 0,7...1 мкс и КПД около 10%. Одной из важнейших проблем при создании релятивистских магнетронов является повышение КПД, которое ограничено трудностями обеспечения сильных магнитных полей. Для повышения магнитных индукций перспективны сильноточные электромагниты, создаваемые с помощью сверхпроводящих соленоидов.

10.2. ГИРОТРОНЫ

Особенности гиротронов. Первые работы по созданию гиротронов были выполнены в конце 60-х годов под руководством академика А. В. Гапонова. Гиротроны занимают промежуточное положение между вакуумными и квантовыми приборами СВЧ и в основном используются в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн (рис. 10.2), где вакуумные и квантовые приборы не способны генерировать большие мощности с высоким КПД.

Вместо ЗС, которые при $\lambda = 0,1 \dots 1,0$ мм имеют очень малые размеры (период ЗС на порядок меньше λ), в гиротронах используют, как правило, круглые многоволновые волноводы с большими диаметрами. Таким образом, в гиротронах электроны взаимодействуют с незамедленными волнами. При этом, конечно, невозможно обеспечить такой синхронизм, чтобы электроны длительное время взаимодействовали с полем одной и той же фазы бегущей волны (как в ЛБВ). Однако это и не обязательно. Например, в ЛОВ электронные сгустки, движущиеся навстречу волне, взаимодействуют с полями тормозящих фаз различных периодов этой волны; то же самое происходит и в ЛБВ, работающей на пространственной гармонике.

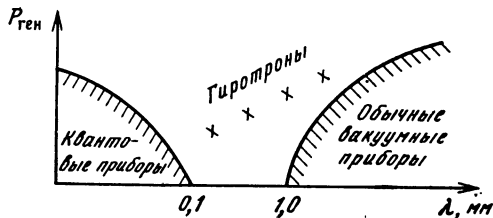


Рис. 10.2. Диаграмма энергетических возможностей мощных приборов СВЧ

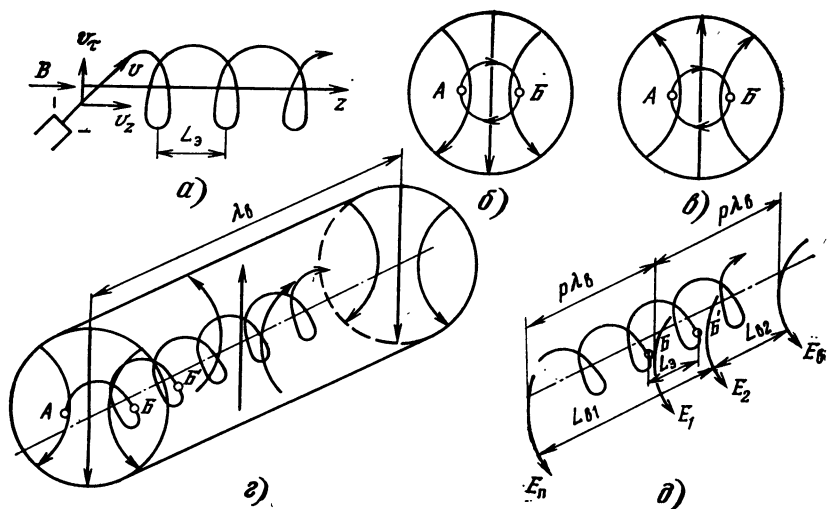


Рис. 10.3. К объяснению принципа действия гиротрона

В гиротронах электроны совершают движения по спиральным траекториям (рис. 10.3). Чтобы получить спиральный поток, электроны необходимо инжектировать под углом к направлению постоянного магнитного поля так, чтобы они имели поперечную v_{\perp} и продольную v_z составляющие скорости (рис. 10.3, а). Электроны, обладающие поперечной скоростью, закручиваются вокруг силовых линий магнитного поля с угловой скоростью, соответствующей циклотронной частоте $\omega_{\text{ц}} = v_{\perp}/R = eB/m$, где R — радиус электронной орбиты. Шаг спиральной траектории $L_3 = v_z T_{\text{ц}}$ определяется продольной составляющей скорости и соответствует продольному смещению электронов за циклотронный период $T_{\text{ц}} = 2\pi/\omega_{\text{ц}}$.

Рассмотрим возможность обеспечения фазового синхронизма электронами и волной, например, типа H_{11} в круглом волновод (рис. 10.3, б—г). Если в волновод ввести заряд в виде сгустка электронов, то будет наводиться электромагнитная волна, тормозящая этот заряд. Для поддержания этой волны заряд должен взаимодействовать с ее тормозящими фазами через каждые пол-оборота по спиральной траектории (рис. 10.3, б, в) в точках А и Б, где направление движения отрицательного заряда совпадает с направлением электрических силовых линий СВЧ-поля. При этом бегущая волна может оказаться как попутной, так и встречной (рис. 10.3, д), поскольку ее направление пока ничем не обусловлено.

Так как фазовая скорость волны в волноводке намного больше продольной составляющей скорости электрона, то за время его

оборота фаза волны проходит большое расстояние $L_{\text{в}} = v_{\text{ф}} T_{\text{ц}}$. Поэтому после каждого оборота заряд взаимодействует с волной, фаза которой отстает от «убежавшей» на целое число волноводных длин волн $p\lambda_{\text{в}}$, где $p = 1, 2, 3, \dots$. Если считать, что в начальный момент времени заряд, находящийся в точке B , взаимодействует с тормозящим электрическим полем E_1 , то за один оборот заряд сместится из точки B в точку B' на шаг спирали $L_{\text{э}}$. При попутном движении волны и электронного сгустка его «догоняет» вектор $E_{\text{п}}$, который за это время смещается в точку B' на расстояние $L_{\text{в1}} = p\lambda_{\text{в}} + L_{\text{э}}$. При встречном движении в точку B' , т. е. в место расположения вектора E_2 , смещается вектор $E_{\text{в}}$, прошедший расстояние $L_{\text{в2}} = p\lambda_{\text{в}} - L_{\text{э}}$ (рис. 10.3, δ). Обобщая выражения для $L_{\text{в1}}$ и $L_{\text{в2}}$, получаем

$$v_{\text{ф}} T_{\text{ц}} = p\lambda_{\text{в}} \pm v_z T_{\text{ц}}. \quad (10.1)$$

Знак «+» в (10.1) относится к попутной волне, знак «—» — к встречной. Поскольку $\lambda_{\text{в}} = 2\pi v_{\text{ф}}/\omega$ и $\lambda_{\text{в}}/T_{\text{ц}} = v_{\text{ф}}\omega_{\text{ц}}/\omega$, из (10.1) получаем выражение для синхронной частоты

$$\omega_{\text{с}} = p\omega_{\text{ц}}/(1 \mp v_z/v_{\text{ф}}), \quad (10.2)$$

где знак «—» в знаменателе относится к попутной волне, знак «+» — к встречной, а так как $v_z \ll v_{\text{ф}}$, то приближенно можно считать, что

$$\omega_{\text{с}} \approx p\omega_{\text{ц}}. \quad (10.3)$$

Здесь целое число p определяет номер *взаимодействующей гармоники*. Заметим, что наиболее эффективное взаимодействие возможно при $p=1$, т. е. на *фундаментальной частоте*, когда $\omega_{\text{с}} \approx \omega_{\text{ц}}$. С увеличением номера гармоники число актов взаимодействия уменьшается.

Из выражений (10.2) и (10.3) следует, что в гиротроне нужно рассматривать не фазовый, а частотный синхронизм. В принципе фазовая скорость волны может иметь очень большое значение, особенно вблизи критической длины волны, но не это важно в работе гиротрона. Необходимо, чтобы колебания электронов по частоте соответствовали электромагнитным колебаниям, т. е. чтобы СВЧ-поле изменялось с частотой $\omega_{\text{с}}$, почти совпадающей или превышающей в целое число раз циклотронную частоту $\omega_{\text{ц}}$. Кратность или равенство частоты взаимодействия циклотронной частоте дало основание для другого названия гиротрона, а именно *мазер циклотронного резонанса* (МЦР).

Образование электронных сгустков. Рассматривая взаимодействие вращающегося заряда с поперечным электрическим полем бегущей волны в гиротроне, мы не учитывали, что электроны поступают в пространство взаимодействия непрерывным потоком и

могут попадать не только в тормозящие, но и в ускоряющие полупериоды бегущей волны. Для полного представления принципа действия гиротрона необходимо рассмотреть группировку электронов.

Механизм образования электронных сгустков в гиротроне можно объяснить с учетом релятивистского соотношения $m = m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$, где $v = \sqrt{v_z^2 + v_\tau^2}$. Циклотронная частота в этом случае определяется выражением

$$\omega_c = (eB/m_0) \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (10.4)$$

Из (10.4) следует, что при модуляции электронов по скорости происходит их модуляция по циклотронной частоте, т. е. по угловой скорости вращения. При этом также изменяется радиус циклотронной орбиты, так как $R = v_\tau / \omega_c$. Итак, при увеличении линейной скорости электрона под действием поперечной составляющей электрического поля СВЧ угловая скорость вращения уменьшается, а радиус орбиты увеличивается.

Релятивистскую поправку в электронных приборах обычно учитывают при скорости электронов, определяемой напряжением более 100 кВ, однако в гиротронах ее следует учитывать и при меньшей скорости, так как электроны совершают много оборотов и малое изменение циклотронной частоты может заметно сказаться, например, после десятка оборотов.

Выделим (рис. 10.4, а) восемь электронов, каждый из которых, допустим, обладает энергией 50 кэВ, что соответствует ускоряющему напряжению 50 кВ. Эти электроны последовательно влетают в СВЧ-поле волновода, располагаясь на спиральной траектории в пределах одного шага спирали. Поскольку шаг спираль-

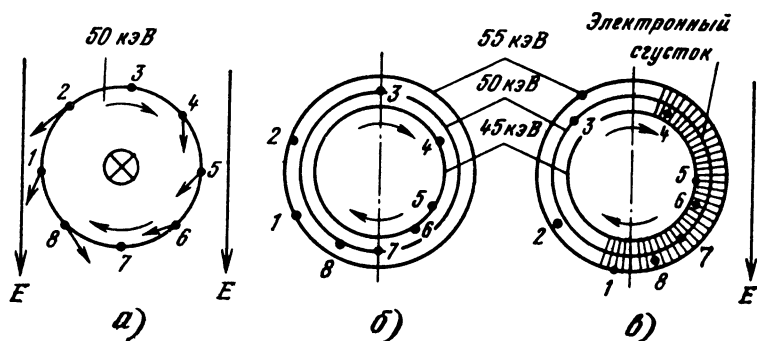


Рис. 10.4. К рассмотрению группировки электронов и отбора энергии от электронных сгустков

ной траектории значительно меньше длины волны в волноводе ($L_z \ll \lambda_w$), можно считать, что все выделенные электроны находятся под воздействием одной и той же напряженности E в фиксированный момент времени. В процессе взаимодействия происходит модуляция угловой скорости электронов $\omega_z = \omega_{z0} \pm \Delta\omega_z$, где ω_{z0} — циклотронная частота немодулированного электрона. В условиях циклотронного резонанса, когда круговая частота электромагнитных колебаний равна или кратна циклотронной, после n оборотов, положение электронов изменится, как показано на рис. 10.4, б. Для определенности будем считать, что при максимальном ускорении электрон переходит на орбиту, соответствующую энергии 55 кэВ, а при торможении — на орбиту, радиус которой определяется энергией 45 кэВ.

Пусть под действием магнитного поля B , направленного от читателя, электроны вращаются по часовой стрелке. При этом электроны 8, 1 и 2 ускоряются электрическим СВЧ-полем, а электроны 4, 5 и 6 тормозятся им. Электроны 3 и 7 не модулируются, так как направление их движения перпендикулярно напряженности электрического поля. Через четверть периода направление движения этих электронов изменится на 90° , однако СВЧ-поле будет проходить через нулевое значение, т. е. электроны 3 и 7 останутся немодулированными и будут продолжать вращение с угловой скоростью ω_{z0} , оставаясь на прежней орбите.

Ускоренные электроны 8, 1 и 2 постепенно переходят на орбиты большего радиуса, их угловая скорость вращения уменьшается, и они отстают от электрона 3, приближаясь к электрону 7. Наибольшую энергию получает электрон 1, который переходит на орбиту, соответствующую 55 кэВ, и максимально отстает от исходного положения. Электроны 8 и 2 ускоряются меньше и переходят на промежуточную орбиту (между 50 и 55 кэВ). Замедленные электроны 4, 5 и 6, теряя линейную скорость, переходят на орбиты меньших радиусов, но их угловые скорости увеличиваются, и они догоняют электрон 7. При этом электрон 5 попадает на минимальную орбиту, соответствующую 45 кэВ, а электроны 4 и 6 переходят на промежуточную (между 50 и 45 кэВ) орбиту.

Таким образом, ускоренные и замедленные электроны группируются вокруг электрона 7 (рис. 10.4, б). Только электрон 3 не участвует в группировке и оказывается сдвинутым от центра электронного сгустка на полпериода. Электронный сгусток наводит в волноводе бегущую волну, когда он находится в положении, соответствующем рис. 10.4, в, т. е. в тормозящей фазе волны, которая его промодулировала. Для этого угловая скорость вращения электронного сгустка должна быть немного меньше угловой скорости СВЧ-поля, т. е. необходимо несколько уменьшить циклотронную частоту относительно частоты электромагнитных коле-

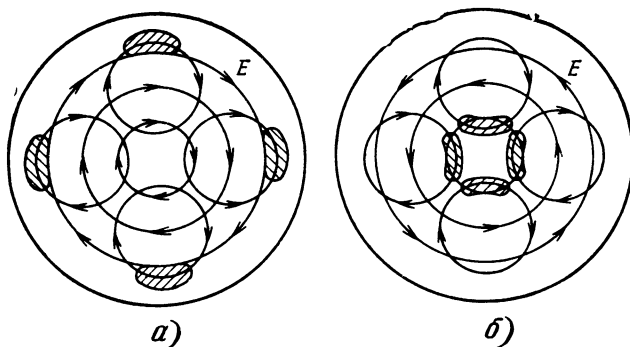


Рис. 10.5. Группировка электронов четырех потоков в круглом волноводе с волной H_{01}

баний. Аналогичное явление имело место в ЛБВО (см. § 4.5 и 8.1). Однако если в ЛБВ скорость электронных сгустков определяется ускоряющим напряжением (см. рис. 8.5), то в гиротроне оптимальная угловая скорость сгустков обеспечивается за счет выбора значения магнитной индукции.

Представляет интерес группировка электронов в круглом волноводе с азимутально-симметричной волной типа H_{01} , которая особенно удобна для использования в миллиметровом диапазоне длин волн вследствие малых потерь (см. рис. 1.22). В гиротроне с волной H_{01} может быть использовано много электронных потоков, равномерно расположенных по азимуту. Рассмотрим четыре электронных потока, показанных на рис. 10.5. Заметим, что все потоки, находящиеся в общем магнитном поле, вращаются в одну сторону (допустим, по часовой стрелке), а электрические силовые линии в диаметрально противоположных участках направлены по-разному. Рассматривая группировку электронов в каждом потоке при том же направлении СВЧ-поля, как на рис. 10.4, получаем картину электронных сгустков, расположенных вблизи стенки круглого волновода (рис. 10.5,а). При противоположном направлении СВЧ-поля, что имеет место через нечетное число полупериодов, электронные сгустки, вращаясь вокруг осей электронных орбит, оказываются в диаметрально противоположных участках, т. е. в центральной части волновода (рис. 10.5,б).

Рассмотренный механизм электронных взаимодействий свидетельствует о том, что в гиротроне образуется *самосогласованное поле*, которое группирует электроны в сгустки и отбирает от них энергию при соответствующем подборе параметров электрического питания гиротрона. При взаимодействии электронов с попутной волной гиротрон близок к усилительной ЛБВ. При встречном взаимодействии электронов и волны имеет место внутренняя обратная связь, подобная существующей в ЛОВ, и гиротрон легко самовозбуждается.

Преимуществом гиротронов перед ЛБВ и ЛОВ является возможность использовать в них отрезки волноводов вместо периодических систем, причем волноводы, применяемые в гиротронах, не обязательно согласовывать на входе и выходе, поскольку в условиях частотного синхронизма возможно взаимодействие электронов со стоячей волной. Недостатком гиротронов является то, что они работают в сильных магнитных полях. Для определения требуемой магнитной индукции воспользуемся приближенным выражением (10.3), из которого с учетом значений постоянных величин получим f (ГГц) = 28 B (Тл). Из приведенного выражения видно, что при работе на фундаментальной частоте ($p=1$) для генерации или усиления волны длиной 1 мм необходима индукция более 10 Тл. Постоянные магниты не обеспечивают такого поля в достаточно протяженном магнитном зазоре, а в соленоиде это возможно лишь при очень большом токе, который можно получить в катушке из сверхпроводящего материала, например ниобия, при охлаждении до температуры жидкого гелия. Таким образом, гиротроны субмиллиметрового диапазона волн должны работать в криостате или на высших гармониках циклотронной частоты.

Разновидности гиротронов и их параметры. Гиротроны имеют несколько разновидностей, среди которых основными являются гиомонотрон, гироклистрон и гироЛБВ.

Гиомонотрон — генератор с одним резонатором (рис. 10.6, а). Резонатор 4 является отрезком круглого волновода с некоторыми сужениями на концах для обеспечения отражений. Инжектором электронов является магнетронная пушка 2 с кольцевым эмиттером 1. Пушка формирует трубчатый электронный поток со спиральными траекториями электронов 6, закрученными вокруг магнитных силовых линий 7 соленоида 3. Вывод энергии 5 обычно объединяют с коллектором и выполняют тоже в виде круглого волновода. Резонатор 4 возбуждается на виде колебаний H_{01p} или виде колебаний с несколькими вариациями поля в азимутальном и радиальном направлениях. Параметры гиротронов непрерывно совершенствуются. Для использования в токамаке, куда требуется вводить мощность более 10 МВт на длине волны 1 мм в течение 1 с, разрабатываются гиомонотроны мощностью 1 МВт в непрерывном режиме на частоте 280 ГГц при напряжении 80 кВ и магнитной индукции 12 Тл. Использование метода рекуперации обеспечивает КПД более 50%.

Для ускорителей заряженных частиц создаются гиомонотроны с импульсной мощностью 100 МВт в диапазоне частот 10 ... 35 ГГц. Известны гиомонотроны, работающие на 2-й и 3-й гармониках циклотронной частоты с выходной мощностью 100 ...

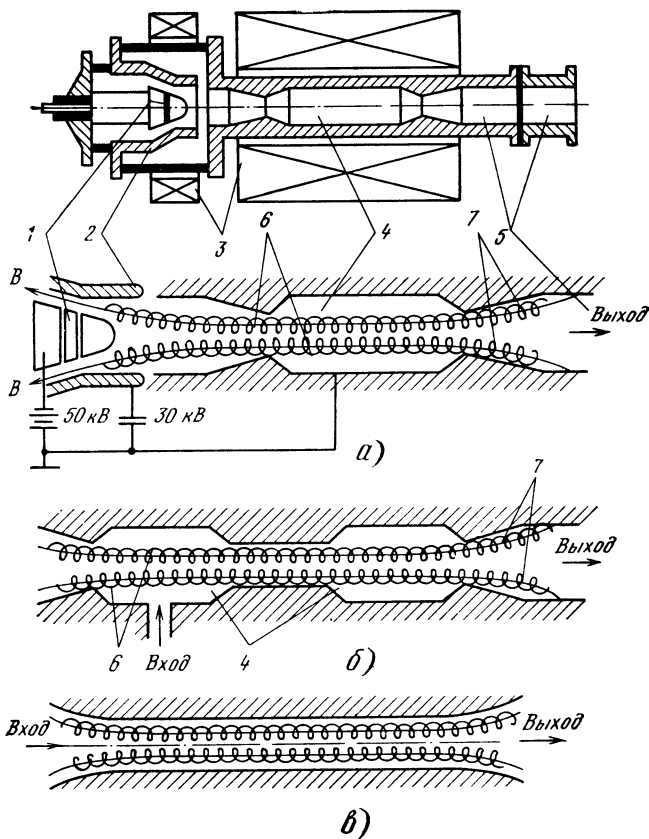


Рис. 10.6. Схематическое изображение гиromонотрона (а), гироклистрона (б) и гироЛБВ (в)

... 150 кВт в миллиметровом диапазоне при КПД 20 ... 40% и магнитной индукции менее 0,5 Тл.

Гироклистрон — усилитель (рис. 10.6, б), содержащий несколько резонаторов, в которых могут быть использованы различные виды колебаний. Так, в трехрезонаторном гироклистроне с выходной мощностью более 400 кВт в непрерывном режиме на частоте 34 ГГц входной и промежуточный резонаторы возбуждались на виде колебаний H_{111} , а выходной — на виде H_{121} . Коэффициент усиления в линейном режиме составлял более 40 дБ в полосе частот 0,3%, КПД в нелинейном режиме доходил до 40%. Сообщалось о разработке гироклистрона с выходной мощностью

30 МВт в импульсе на частоте 10 ГГц при ускоряющем напряжении 500 кВ с рекуперацией до 200 кВ и КПД 64%.

ГироЛБВ — широкополосный усилитель, в котором используются бегущие волны в согласованном волноводе (рис. 10.6, в). Это в основном волны типа H_{01} и H_{21} в круглом волноводе. Достигаящая широкополосность около 15% относительно средней частоты, коэффициент усиления до 30 дБ. Локальный поглотитель в гироЛБВ не используется, так как в миллиметровом диапазоне волн достаточно велики распределенные потери, препятствующие самовозбуждению усилителя. Разработаны гироЛБВ с выходной мощностью около 400 кВт на волне 8 мм при КПД 50%. Ведутся разработки приборов с КПД 70% и более высокой выходной мощностью.

Глава 11. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

11.1 ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

В отличие от вакуумных в полупроводниковых приборах (ПП) взаимодействие заряженных частиц с электромагнитными полями происходит не в свободном пространстве, а в кристаллической решетке твердого тела. Это обстоятельство не позволяет обеспечивать большие скорости носителей зарядов (электронов и дырок). Их максимальная скорость в несколько тысяч раз меньше скорости света и соответствует ускоряющему напряжению менее 1 В в вакууме.

Из-за *малых скоростей носителей зарядов* в полупроводниковых приборах необходимы очень малые протяженности пространств взаимодействия, чтобы время пролета зарядов τ было значительно меньше периода СВЧ-колебаний T . Если исходить из того, что $\tau = l/v < 0,5 T$, т. е. $l < 0,5 v/f$, то при скорости $v = 1 \cdot 10^5$ 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 массы и, как следствие, низкие напряжения источников питания и сравнительно небольшие мощности генераторов и усилителей на ПП.

Вследствие малых размеров полупроводниковых диодов и транзисторов в сравнении с резонаторами и передающими линиями приходится изготавливать ПП отдельно от схем, в которых они используются. Поэтому твердотельные генераторы и усилители СВЧ в отличие от вакуумных приборов являются устройствами, содержащими полупроводниковые диоды и транзисторы. Заметим, что иногда ПП входят в состав микросхем.

Наиболее широко используемым полупроводниковым материалом с высокой подвижностью электронов является арсенид галлия. Применяют также кремний, фосфид индия и германий. В целях увеличения концентрации основных носителей зарядов вводят *легирующие примеси*. Введение *донорной примеси* увеличивает концентрацию электронов. Такой полупроводник относят к *n*-типу. При введении *акцепторной примеси* увеличивается концентрация подвижных дырок и такой материал определяют как *p*-тип, т. е. полупроводник с *дырочной проводимостью*.

Повышенную степень легирования обозначают знаком «+». Например, если при контакте полупроводниковых материалов образуется переход типа p^+-n , это означает, что концентрация подвижных дырок превышает концентрацию электронов. Область с большой концентрацией примеси называют *эмиттером*, слаболегированную область — *базой*.

Основные типы ПП СВЧ по числу переходов разделяют на *беспереходные* (термисторы), *однопереходные* (диоды) и *двухпереходные* (биполярные транзисторы). В полевых транзисторах роль перехода выполняет затвор.

Основной проблемой разработки и производства ПП СВЧ являются технологические меры, направленные на получение структур с субмикронными размерами, малыми емкостями переходов и «паразитных» реактивностей (индуктивностей и емкостей), связанных с выводами и корпусами. По конструктивно-технологическому исполнению ПП разделяют на монолитные (например, полевые транзисторы в микросхеме) и дискретные (отдельные диоды и транзисторы), которые могут быть и бескорпусными.

11.2. ДЕТЕКТОРЫ И СМЕСИТЕЛИ

Детекторы и смесители используются для преобразования СВЧ-токов в постоянные или в токи низкой частоты для удобства 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, которую называют *потенциальным барьером*. Этот барьер снижается при

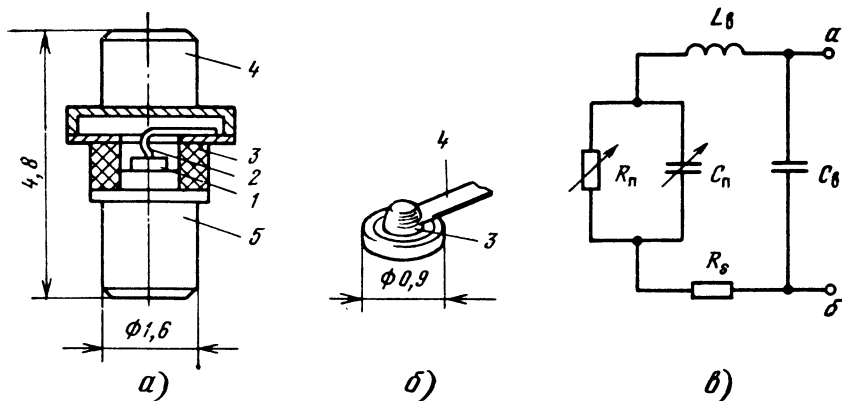


Рис. 11.1. Полупроводниковые диоды и их эквивалентная схема

прямом смещении и увеличивается при обратном. Поэтому проводимость (сопротивление) перехода зависит от полярности приложенного напряжения, и это обстоятельство обуславливает выпрямляющее действие перехода.

Переходы типа металл—полупроводник бывают *точечными*, когда к полупроводниковому кристаллу прижимается металлическая игла, или так называемыми *переходами с барьером Шотки*, когда на полупроводник напыляется металлический слой. На рис. 11.1, 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. 11.1, б показан один из вариантов бескорпусного диода с барьером Шотки (ДБШ) с изолятором из компаунда 3 и ленточным выводом 4. Диоды с барьером Шотки обладают более стабильными характеристиками, чем точечно-контактные диоды, и постепенно вытесняют последние.

Эквивалентная схема диода иллюстрируется рис. 11.1, в. Она включает индуктивность выводов L_b , емкость между выводами C_b , последовательное сопротивление R_s , учитывающее потери в полупроводнике, выводах и контактах, а также сопротивление R_p и емкость C_p перехода, зависящие от напряжения смещения (рис. 11.2, а). На рис. 11.2, б представлена *вольт-амперная характеристика* (ВАХ) диода, иллюстрирующая появление постоянного тока I_0 при подаче на диод СВЧ-сигнала $U_m \sin \omega t$.

Волноводная детекторная головка и схема подключения к диоду измерителя постоянного тока показаны на рис. 11.3, а, б. На рис. 11.3, в представлена схема включения детектора в коаксиальную *зондовую головку* измерительной линии. Блокировочный конденсатор C_b , выполненный в виде слюдяной прокладки 1, замы-

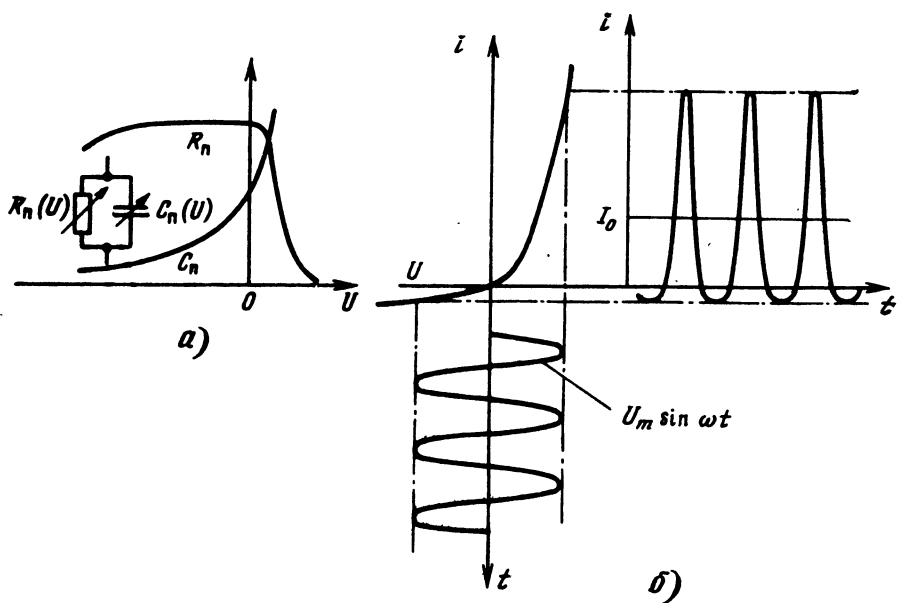


Рис. 11.2. Характеристики перехода и его выпрямляющее действие

кает высокочастотную часть цепи диода 2, отделяя ее от цепи постоянного тока 3.

Поскольку ВАХ близка к квадратичной зависимости, можно считать, что $I_0 \approx k U_m^2 \approx \beta P_{\text{вх}}$, где k и β — коэффициенты пропорциональности. Величина β , называемая *чувствительностью по току*, является основным параметром детектора. Чувствительность по току не является стабильной и находится в пределах 1...5 А/Вт

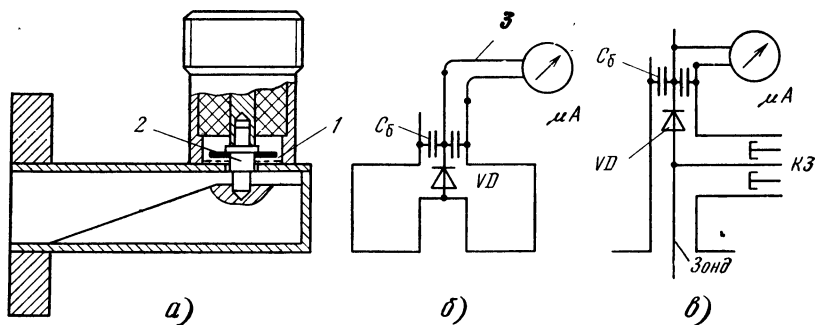


Рис. 11.3. Детекторная головка и схемы включения диодов

для точечных диодов и $3 \dots 10$ А/Вт для ДБШ. Она зависит от частоты и уровня входного сигнала, от степени контакта и температуры. Значение β уменьшается по мере эксплуатации диода вследствие ухудшения качества контакта. Поэтому детекторные диоды используются не для измерения мощности, а лишь для ее индикации. Допустимая мощность, которую может выдержать диод без «выгорания» контакта, не превышает нескольких десятков милливатт. Минимальная мощность входного сигнала, которую можно обнаружить на фоне собственных шумов диода, составляет $10^{-8} \dots 10^{-9}$ Вт. Предельная частота согласно выражению $f_{\text{пред}} = 1/(2\pi R_s C_{\text{п}})$ достигает 300 ГГц при $R_s < 1$ Ом и $C_{\text{п}} < 0,5$ пФ.

Смесительные диоды почти не отличаются по характеристикам и конструкциям от детекторных. Кроме основного сигнала в смесительную головку подается сигнал от маломощного генератора-гетеродина. Основной задачей смесителя является выделение *промежуточной частоты* $f_{\text{пром}}$, определяемой разностью частот обоих сигналов, т. е. $f_{\text{пром}} = f_{\text{г}} - f_{\text{с}}$.

Основным параметром смесителя являются *потери преобразования* $L_{\text{прб}}$, определяемые отношением мощности основного входного сигнала $P_{\text{с}}$ к мощности сигнала промежуточной частоты на выходе смесителя $P_{\text{пром}}$, т. е. $L_{\text{прб}} = 10 \lg(P_{\text{с}}/P_{\text{пром}})$. Значения $L_{\text{прб}}$ составляют $3 \dots 10$ дБ. Не менее важным параметром является *коэффициент шума* $K_{\text{ш}}$ смесителя, от которого зависит шум-фактор на входе супергетеродинного приемника. Типичные значения $K_{\text{ш}}$ смесителя изменяются от $5 \dots 8$ дБ в сантиметровом диапазоне до $10 \dots 12$ дБ в миллиметровом диапазоне длин волн. Значения $L_{\text{прб}}$ и $K_{\text{ш}}$ зависят также от мощности гетеродина $P_{\text{г}}$ и являются минимальными при $P_{\text{г}} = 1 \dots 3$ мВт.

11.3. УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Выключатели и переключатели. *Диодным выключателем* называют устройство, в котором обеспечивается различное ослабление передаваемого сигнала при изменении полярности управляющего напряжения. Переключающее действие диода с *p-n* переходом нетрудно представить, если включить его в линию передачи, например, как показано на рис. 11.4. На низких частотах, когда реактивными элементами эквивалентной схемы диода можно пренебречь, при подаче положительного смещения ($U_{\text{см}} > 0$) сопротивление диода мало и в зажимах *аб* (рис. 11.4, *а*) создается режим, близкий к КЗ, а при отрицательном смещении (рис. 11.4, *б*) — режим, близкий к ХХ. В первом случае падающий сигнал в основном отражается, а во втором — передается.

Качество выключателя определяется потерями при передаче сигнала $L_{\text{пер}} = 10 \lg(P_{\text{пад}}/P_{\text{прош}})$ в режиме пропускания ($L_{\text{пер}} <$

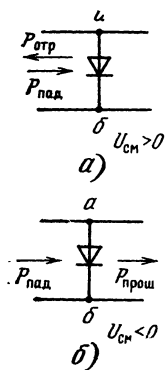


Рис. 11.4. К рассмотрению действия диодного выключателя

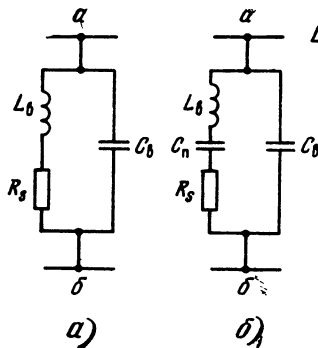
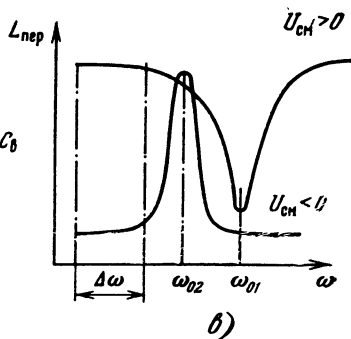


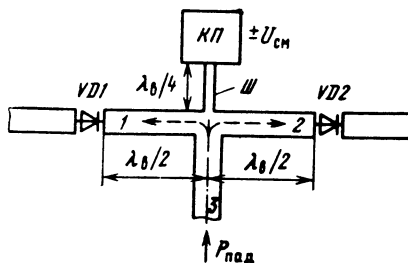
Рис. 11.5. К пояснению диапазонных свойств выключателей, работающих в прямом и инверсном режимах



$< 0,5$ дБ) и запираения ($L_{\text{пер}} > 20 \dots 30$ дБ). Режим работы выключателя, при котором пропускание имеет место при $U_{\text{см}} < 0$, а запираение при $U_{\text{см}} > 0$, называют *прямым режимом* выключения.

На высоких частотах при параллельном и последовательном резонансах наблюдается *инверсный режим* работы выключателя. Параллельный резонанс может наступить при $U_{\text{см}} > 0$, когда $R_{\text{п}}$ мало и шунтирует емкость перехода $C_{\text{п}}$ так, что схема, представленная на рис. 11.1, в, преобразуется в схему параллельного контура, показанную на рис. 11.5, а. В резонансе на частоте $\omega_{01} = 1/\sqrt{L_{\text{в}}C_{\text{в}}}$ сопротивление параллельного контура велико и диод не шунтирует линию передачи в точках аб, обеспечивая узкополосное пропускание сигнала (рис. 11.5, в). Последовательный резонанс левой ветви схемы, показанной на рис. 11.5, б, наступает при $U_{\text{см}} < 0$, когда $R_{\text{п}}$ велико и не шунтирует $C_{\text{п}}$. В резонансе на частоте $\omega_{02} = 1/\sqrt{L_{\text{в}}C_{\text{п}}}$ сопротивление последовательного контура мало (равно $R_{\text{с}}$), диод шунтирует линию передачи, обеспечивая узкополосное запираение вблизи частоты ω_{02} . Можно добиться совмещения резонансных частот, т. е. обеспечить равенство $\omega_{01} = \omega_{02}$, подобрав значение $C_{\text{п}} = C_{\text{в}}$ за счет отрицательного смещения, используя зависимость $C_{\text{п}}(U_{\text{см}})$, показанную на рис. 11.2, а. Таким образом получают узкополосный выключатель, работающий в инверсном режиме, когда пропускание имеет место при $U_{\text{см}} > 0$, а запираение при $U_{\text{см}} < 0$. Как видно из рис. 11.5, в, выключатель, работающий вдали от резонансов (в прямом режиме), обладает более широкой полосой частот $\Delta\omega$.

Рис. 11.6. Схема коммутирующего устройства на основе полоскового тройника



Диоды могут включаться в линию передачи последовательно, как показано на рис. 11.6, где приведено коммутирующее устройство на основе полоскового тройника. Подавая различные по знаку напряжения смещения на диоды $VD1$ и $VD2$, обеспечивают передачу мощности из плеча 3 в плечо 1 или 2 тройникового разветвления. Наилучшие условия передачи имеют место при расположении диодов на расстоянии в полволны от разветвления. Для подачи управляющего напряжения используется дроссельная цепь, включающая высокоомный четвертьволновый шлейф Π , соединенный с блокировочным конденсатором в виде контактной площадки КП, к которой подводится напряжение смещения. Полупроводниковые диоды обеспечивают высокую скорость переключения благодаря малым значениям RC . Время переключения не превышает 3...5 нс.

На практике широко используются *балансные схемы переключателей*, содержащие два трехдецибелных моста. Одна из таких схем рассмотрена на рис. 2.29. В этом случае на оба диода подаются одинаковые напряжения смещения, мощность коммутации увеличивается вдвое и в режиме запирания отраженный сигнал не возвращается к генератору.

Переключатели на $p-i-n$ диодах. Для коммутации мощных сигналов (более 500 мкВт) используют переключатели на $p-i-n$ диодах. Внутренний i -слой этого диода имеет большое удельное сопротивление, которое уменьшается, когда при положительном смещении в i -слой инжектируются электроны и дырки из n - и p -областей. Диоды с большой толщиной i -слоя могут коммутировать мощности порядка сотен ватт в непрерывном режиме и сотен киловатт в импульсном. Однако они не обладают столь высоким быстродействием, как $p-n$ диоды. Время переключения $p-i-n$ диода составляет несколько микросекунд.

Аттенюаторы на $p-i-n$ диодах. Выключатели на $p-i-n$ диодах можно использовать в качестве ослабителей, управляемых электрически. На рис. 11.7, а показана зависимость сопротивления i -слоя от прямого тока. Эта зависимость свидетельствует о возможности плавной регулировки ослабления проходящего через

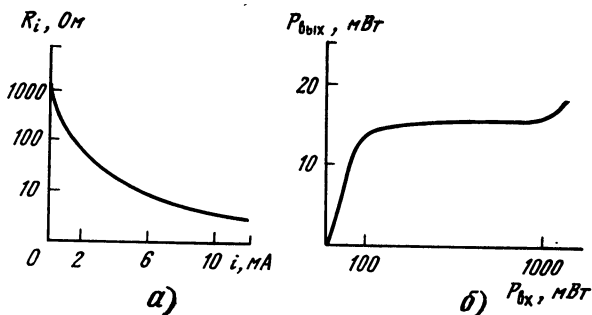
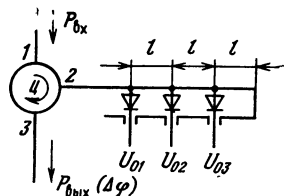


Рис. 11.7. К пояснению принципа действия аттенюатора (а) и ограничителя (б) СВЧ-мощности на $p-i-n$ диодах

диод сигнала. Управляемая мощность может достигать сотни ватт и ослабляться до 20 дБ. Это возможно потому, что ослабление происходит в основном за счет отражения и поглощаемая мощность в диоде мала по сравнению с падающей. Потребляемая мощность от источника напряжения смещения тоже невелика и составляет сотые доли ватта. Недостатком аттенюатора на $p-i-n$ диоде является то, что он рассогласован по входу. Для устранения этого недостатка используют балансную схему или ферритовый вентиль.

Ограничители СВЧ-мощности. Сопротивление диодов с $p-n$ или $p-i-n$ структурами зависит также от уровня СВЧ-мощности, падающей на диод. Уменьшение сопротивления с увеличением мощности приводит к ограничению роста проходящей мощности, когда диод включен 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, показанной на рис. 11.7, б. Диодные ограничители являются широкополосными устройствами и могут быть использованы в измерительной технике для выравнивания выходной мощности широкодиапазонных свипп-генераторов (например, на основе маломощных ЛОВ).

Рис. 11.8. Схема полупроводникового фазовращателя



Полупроводниковые фазовращатели. На рис. 11.8 показана схема устройства дискретного фазовращателя на переключаемых диодах. Манипуляция режимами запираения и пропускания различных диодов позволяет изменять фазу отраженного сигнала за счет изменения длины линии передачи. Использование циркулятора на входе фазовращателя дает возможность разделить входной и выходной сигналы. Рассмотренная схема обеспечивает ступенчатое изменение фазы выходного сигнала. В данном устройстве можно реализовать и плавное изменение фазы отраженного сигнала в некоторых пределах, используя изменение реактивного сопротивления диода за счет плавного изменения емкости, регулируя напряжение смещения. Для этой цели наиболее удобны варакторные диоды, работающие в режиме запираения при обратном смещении (инверсный режим).

11.4. УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

Варакторные диоды с нелинейными вольт-амперной и вольт-фарадной характеристиками удобны для использования в умножителях частоты в качестве генераторов гармоник. Чем больше отличается ВАХ диода от линейной, тем сильнее искажается форма диодного тока относительно синусоидального напряжения и тем интенсивнее высшие гармоники, составляющие переменный ток диода (рис. 11.9).

Как отмечалось в § 6.1 при рассмотрении клистронного умножителя частоты, его качество оценивается потерями преобразования входного сигнала мощностью $P_{вх}$ в сигнал n -кратной частоты $P_{вых} n$. Потери преобразования $L_{прб} = 10 \lg(P_{вх}/P_{вых})$ растут с увеличением номера гармоники n и зависят от степени нелинейности ВАХ, выбора рабочей точки и уровня $P_{вх}$, т. е. от амплитуды U_m (рис. 11.9). Известны три общих правила, определяющих возможности совершенствования умножителей частоты любого типа. По правилу Пейджа на нелинейном активном сопротивлении максимальное значение мощности n -й гармоники не превышает $P_{вх}/n^2$, т. е. $L_{прб} \geq 20 \lg n$. Это означает, что минимальные потери преобразования удвоителя частоты ($n=2$) составляют 6 дБ, а при $n=3$ и 4 они превышают 9,5 и 12 дБ соответственно. Согласно

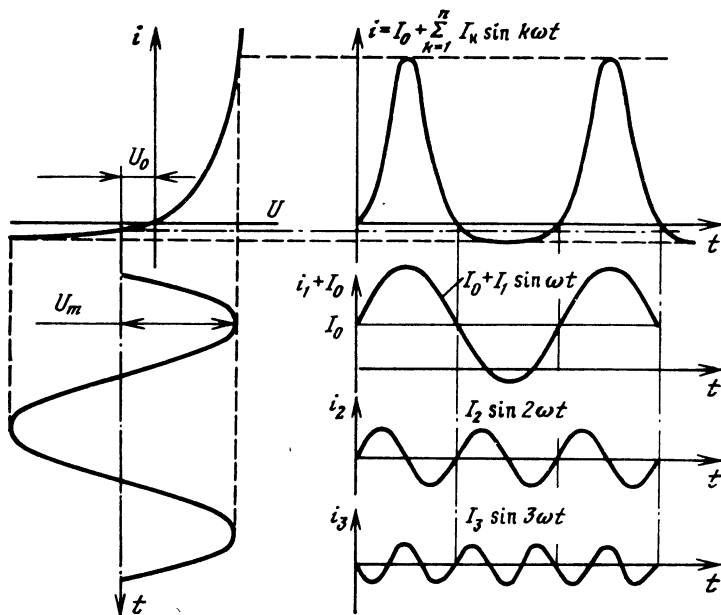


Рис. 11.9. К пояснению принципа действия умножителя частоты

правилу Мэнли—Роу при чисто реактивном нелинейном сопротивлении потери преобразования могут быть снижены до нулевого значения, при котором $P_{\text{вых } n} = P_{\text{вх}}$. И, наконец, по правилу Пантелла при нелинейном отрицательном активном сопротивлении потери преобразования могут оказаться отрицательными. При этом $P_{\text{вых } n} > P_{\text{вх}}$, т. е. умножение частоты сопровождается усилением сигнала и n -я гармоника по амплитуде превышает первую гармонику.

Правило Пантелла на полупроводниковых диодах пока не реализовано. Оно подтверждено лишь на клистронном удвоителе частоты. А на полупроводниковых диодах получено промежуточное соотношение между выражениями Пейджа и Мэнли—Роу, т. е. $L_{\text{прб}} < 20 \lg n$. Для этого подбирают варакторные диоды с очень малым активным сопротивлением и резкой нелинейностью ВАХ.

Другим параметром умножителя частоты является КПД, определяемый выражением $\eta = P_{\text{вых } n} / (P_0 + P_{\text{вх}})$. В большинстве случаев мощность, потребляемая источником напряжения смещения $P_0 = I_0 U_{\text{см}}$, мала в сравнении с входным сигналом $P_{\text{вх}}$ и КПД полупроводникового умножителя частоты обратно пропорционален потерям преобразования, выраженным в относительных единицах. Значение КПД полупроводникового удвоителя частоты может до-

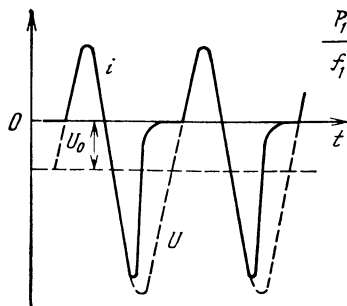


Рис. 11.10. К образованию импульсов обратного тока в диоде с накоплением заряда

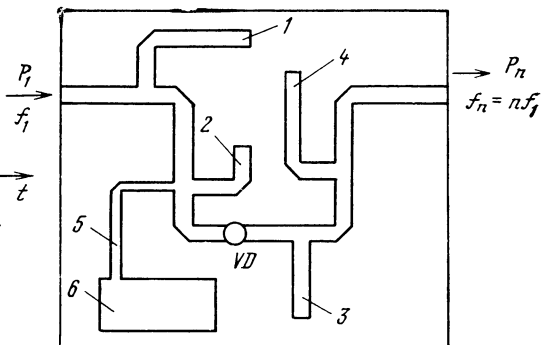


Рис. 11.11. Топологическая схема микрополоскового умножителя частоты

стигать 40 ... 50%, что существенно выше КПД умножительного клистрона.

Наиболее эффективными являются диоды из арсенида галлия с накоплением заряда. В этих диодах во время положительного полупериода заряд накапливается в базе, а при обратном напряжении заряд очень быстро рассасывается и обратный ток резко прекращается (рис. 11.10). Образующийся короткий импульс обратного тока насыщен высшими гармониками. Поэтому диоды с накоплением заряда используют в умножителях частоты высокой кратности.

На рис. 11.11 приведена одна из топологических схем микрополоскового умножителя частоты на полупроводниковом диоде VD . Для согласования диода по входу и выходу использованы шлейфы 1 и 3. Шлейфы 2 и 4 обеспечивают развязку входной и выходной линий на частотах f_1 и $f_n = n f_1$. Постоянное смещение подается на контактную площадку 6 и подводится к диоду через четвертьволновый высокоомный отрезок полосковой линии 5.

Достоинствами полупроводниковых умножителей частоты являются простота конструкции, компактность и малые питающие напряжения. Созданы умножительные диоды, способные рассеивать мощности до нескольких ватт в дециметровом диапазоне волн. Известны утроители частоты с выходной мощностью 1 ... 2 мВт на длине волны менее 1 мм. Полупроводниковые умножители частоты успешно используют в *умножительно-усилительных цепочках* с высокой стабильностью частоты, определяемой кварцованным генератором низкой частоты (например, 125 МГц) на входе цепочки.

Глава 12. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И УСИЛИТЕЛИ СВЧ

12.1. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ПРИБОРОВ И ИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ

На рис. 12.1 приведена энергетическая диаграмма в виде зависимостей максимальных значений выходных мощностей полупроводниковых генераторов и усилителей от частоты или длины волны СВЧ-колебаний.

Наиболее мощными и высокочастотными являются приборы на диодах Ганна (ДГ) и лавинно-пролетных диодах (ЛПД). Они могут работать в импульсном и непрерывном, а также в нормальном и аномальном режимах. Аномальным режимом ДГ является режим *ограничения накопления объемного заряда* (ОНОЗ). Аномальный режим ЛПД — это режим с *захваченной плазмой*. Его называют ТРАПАТТ в отличие от нормального пролетного режима, именуемого ИМПАТТ. Эти режимы будут рассмотрены подробно в § 12.3. В дециметровом диапазоне длин волн большие мощности обеспечивают биполярные транзисторы, а в сантиметровом — полевые (§ 12.4). Маломощные и малoshумящие усилители создаются на основе параметрических и туннельных диодов, а также малoshумящих полевых транзисторов (§ 12.2).

12.2. МАЛОШУМЯЩИЕ УСИЛИТЕЛИ

Параметрические усилители. Параметрические усилители не отражены на диаграмме рис. 12.1, так как их выходные мощности значительно меньше 1 мВт и предназначены для усиления очень слабых сигналов (порядка $10^{-17} \dots 10^{-15}$ Вт), поступающих от космических объектов.

Принцип *параметрического возбуждения колебаний* основан на периодическом изменении параметров колебательной системы, способных запасать энергию. Идея параметрического возбуждения простого одиночного контура принадлежит Л. И. Мандельштаму и Н. Д. Папалекси, которые в 1935 г. создали устройство, обеспечивающее превращение механической энергии в электрическую на частоте 435 Гц. В последовательном контуре (рис. 12.2, а) они использовали переменный конденсатор, емкость которого периодически изменялась за счет изменения расстояния между обкладками (пластинами) с частотой, вдвое превышающей частоту основного сигнала. Процесс нарастания колебаний в контуре ил-

Рис. 12.1. Диаграмма выходных мощностей полупроводниковых генераторов и усилителей

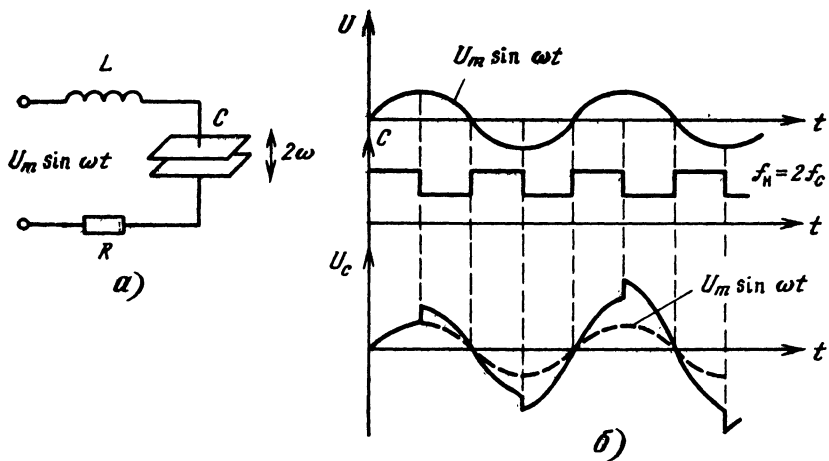
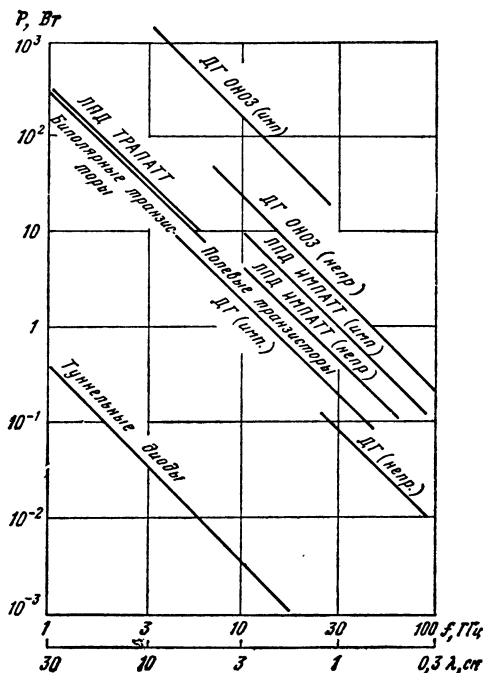


Рис. 12.2. К пояснению принципа действия параметрического усилителя

люстрируется рис. 12.2, б, где показаны исходный сигнал $U_m \sin \omega t$, скачкообразное изменение емкости C с частотой 2ω и нарастающая амплитуда выходного сигнала. Из рисунка видно, что обкладки конденсатора раздвигаются (емкость уменьшается) в момент максимального заряда конденсатора. При этом необходимо выполнить работу против сил электрического поля. Согласно выражению $U=Q/C$, где Q — заряд конденсатора, при мгновенном уменьшении емкости C скачком увеличивается напряжение U_c и в контур вводится электрическая энергия за счет рассмотренного механического воздействия. Сближение обкладок конденсатора осуществляется в момент нулевого напряжения на конденсаторе, когда он не заряжен, поэтому при увеличении емкости отбор энергии от системы отсутствует.

Таким образом, в контур накачивается энергия путем периодического изменения емкости конденсатора, и напряжение возрастает до тех пор, пока не установится энергетический баланс между произведенной работой и энергией, рассеиваемой в контуре и полезной нагрузке. Параметрическое возбуждение позволяет использовать рассмотренное устройство в качестве усилителя или генератора. Фазовое условие самовозбуждения выполняется при такой фазировке основного сигнала относительно сигнала накачки, при которой емкость уменьшается в момент максимального значения напряжения, а увеличивается, когда напряжение проходит через нулевое значение. Емкость не обязательно изменять по закону меандра. Она может иметь зависимость от времени, близкую к синусоидальной, например, при модуляции варакторного диода (рис. 12.3, а) с фазировкой относительно основного сигнала, показанной на рис. 12.3, б. Амплитудные условия самовозбуждения определяются количеством вводимой энергии, т. е. уровнем сигнала накачки. При невыполнении этих условий возможно регенеративное усиление. Коэффициент усиления зависит от степени нарушения амплитудных условий самовозбуждения.

Параметрические усилители имеют одно-, двух- и многоконтурные конструкции (контур в цепи накачки не учитывается). Одноконтурный усилитель рассчитан на использование кратных частот накачки и сигнала. Однако более стабильную работу обеспечивают параметрические усилители с некрatными частотами. Такие усилители имеют, как правило, два контура, один из которых настроен на частоту сигнала, а другой — на «холостую» частоту f_x , определяемую разностью частот накачки и сигнала, т. е. $f_x = f_n - f_c$. При этом частота накачки должна значительно превышать частоту сигнала так, чтобы $f_x/f_c = 3 \dots 7$.

За последнее время в качестве параметрических диодов в основном используют эпитаксиальные диоды с барьером Шотки на основе арсенида галлия, отличающиеся малыми значениями R_s в

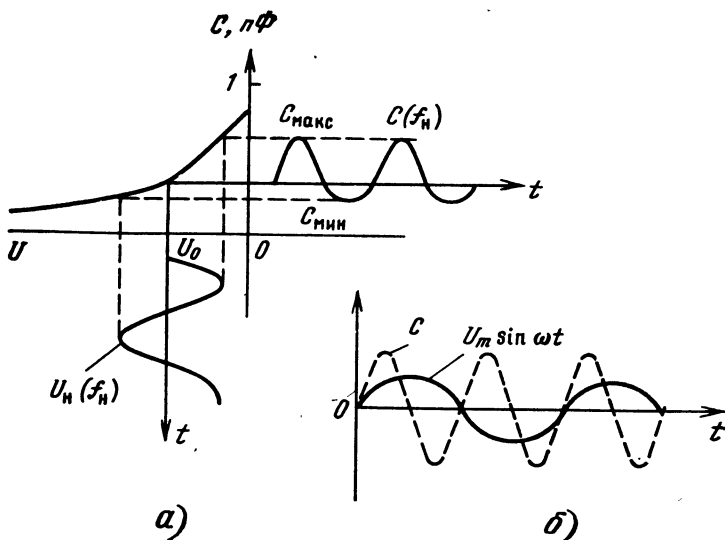


Рис. 12.3. К пояснению принципа параметрического возбуждения варакторного диода

целях снижения шум-фактора. Поскольку основными источниками шумов являются тепловые шумы, то для их уменьшения параметрические усилители помещают в криостаты.

Схема устройства двухконтурного микрополоскового параметрического усилителя приведена на рис. 12.4. Параметрический усилитель обычно работает по схеме «на отражение», и на его входе используется циркулятор 1 для разделения входного и вы-

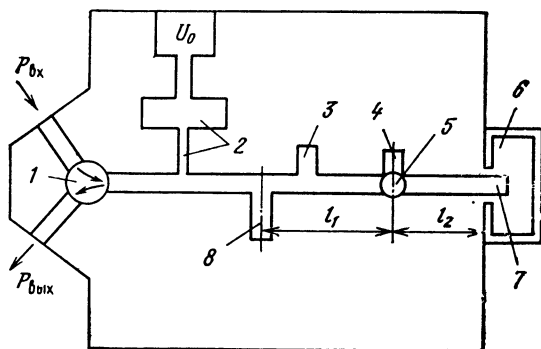


Рис. 12.4. Топологическая схема полоскового параметрического усилителя

ходного сигналов. Диод 5 расположен в микрополосковой линии, узкий проводник которой переходит в штырь 7, возбуждаемый волной типа H_{10} , распространяющейся по волноводу 6 на частоте накачки. Волновод является запердеьным для частоты сигнала и «холостой» частоты. Фильтр 2 в цепи подачи напряжения смещения на диод включает четвертьволновый дроссель и блокировочный конденсатор. Четвертьволновый разомкнутый шлейф 8 с отрезком $l_1 + l_2$ образует сигнальный контур. Контур «холостой» частоты образован разомкнутым шлейфом 4, а также последовательным контуром, включающим индуктивность диода и емкость полупроводникового перехода. Четвертьволновый шлейф 3 обеспечивает развязку цепей накачки и основного сигнала.

Параметрические усилители используют в основном как мало-мощные усилители сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Они обеспечивают усиление 15...20 дБ в полосе частот до 10% относительно средней частоты, их выходные мощности не превышают единиц микроватт, а для накачки требуются мощности 20...100 мВт. Параметрические усилители обладают наименьшими шумами среди неохлаждаемых маломощных усилителей и смесителей частоты. В сантиметровом диапазоне длин волн их шумовая температура не превышает 50 К, а при охлаждении до температуры жидкого гелия менее 5 К.

Усилители на туннельных диодах. Туннельный эффект связан с преодолением электронами потенциального барьера в диодах,

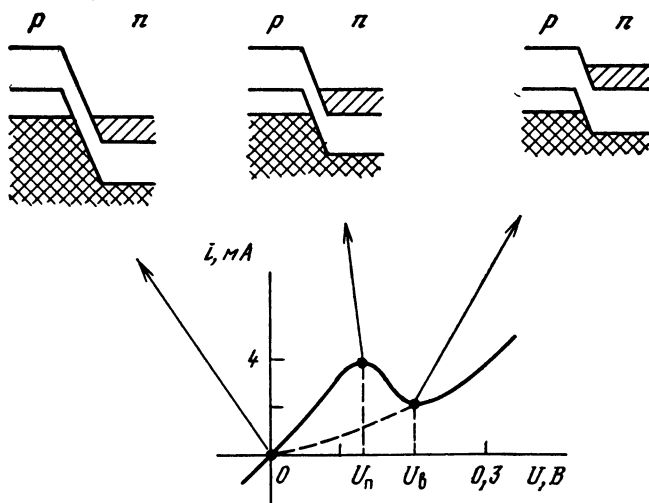


Рис. 12.5. К пояснению принципа действия усилителя на туннельном диоде

обладающих узкими *p-n* переходами с высокой концентрацией примесей. Электроны туннелируют из зоны проводимости *n* в валентную зону *p* при перекрытии этих зон. Степень перекрытия зон зависит от напряжения смещения (рис. 12.5). Туннельный эффект приводит к изменению ВАХ диода при прямом смещении. Ток вначале возрастает быстрее, чем в обычном *p-n* переходе, достигая максимума при наибольшем перекрытии зон, затем уменьшается до нормального значения. На спаде ВАХ имеет место отрицательное сопротивление, обеспечивающее регенеративное усиление. Однако падающий участок ВАХ в туннельных диодах невелик и даже для диодов из арсенида галлия составляет $\Delta U = 0,1 \dots 0,7$ В. Поэтому усилители на туннельных диодах имеют малый динамический диапазон и небольшие выходные мощности (см. рис. 12.1).

Усилители на туннельных диодах широкополосны. Они обладают усилением $10 \dots 15$ дБ в полосе частот до октавы в сантиметровом диапазоне длин волн и имеют низкий уровень шумов, так как работают при малых токах. Следует заметить, что шумы усилителей на туннельных диодах выше шумов параметрических усилителей и их охлаждение не приводит к существенному снижению шум-фактора, который составляет несколько децибел.

В настоящее время туннельные усилители используются гораздо реже, чем ранее, несмотря на то, что работают в одноконтурной схеме и не требуют накачки, как параметрические.

Малошумящие транзисторные усилители. В качестве малошумящих усилителей широко используют транзисторные усилители на полевых транзисторах с затвором на барьере Шотки (ПТШ, см. § 12.4). Они работают в диапазоне частот $1 \dots 100$ ГГц с коэффициентами усиления $8 \dots 12$ дБ. Полоса усиления может составлять от нескольких процентов до нескольких октав. Коэффициенты шума узкополосных усилителей на ПТШ $0,5 \dots 3$ дБ в зависимости от частоты, а широкополосных — на $1,5 \dots 4$ дБ выше.

12.3. УСИЛИТЕЛИ И ГЕНЕРАТОРЫ ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТИ НА СВЧ-ДИОДАХ

Приборы на лавинно-пролетных диодах (ЛПД). Нормальным режимом работы ЛПД, как отмечалось в § 12.1, является режим ИМПАТТ. Это название является аббревиатурой английской фразы, обозначающей *ударную ионизацию и пролетное время*. Рабо-

та ЛПД основана на использовании лавинного пробоя p - n перехода при обратном смещении и последующего пролета зарядов в полупроводнике со скоростью, близкой к скорости насыщения.

Принцип действия ЛПД удобно рассмотреть на примере структуры $p^+-n-i-n^+$, где область лавинного умножения (p^+-n) и дрейфа носителей зарядов (i -слой) пространственно разделены. Допустим, что к ЛПД приложены постоянные U_0 и высокочастотное $U_m \sin \omega t$ напряжения (рис. 12.6, а). Амплитуда U_m возникает под действием входного сигнала при усилении или вследствие самовозбуждения при генерации. Отрицательное смещение около -30 В устанавливается вблизи пробоя, где резко возрастает обратный ток p - n перехода (рис. 12.6, б). В отрицательные полупериоды высокочастотных колебаний, когда суммарное напряжение достигает пробивного значения, происходят ударная ионизация и лавинное нарастание количества электронно-дырочных пар. При уменьшении суммарного напряжения на p^+-n переходе во время положительных полупериодов лавинное умножение прекращается. Дырки быстро проходят слой p^+ -области малой протя-

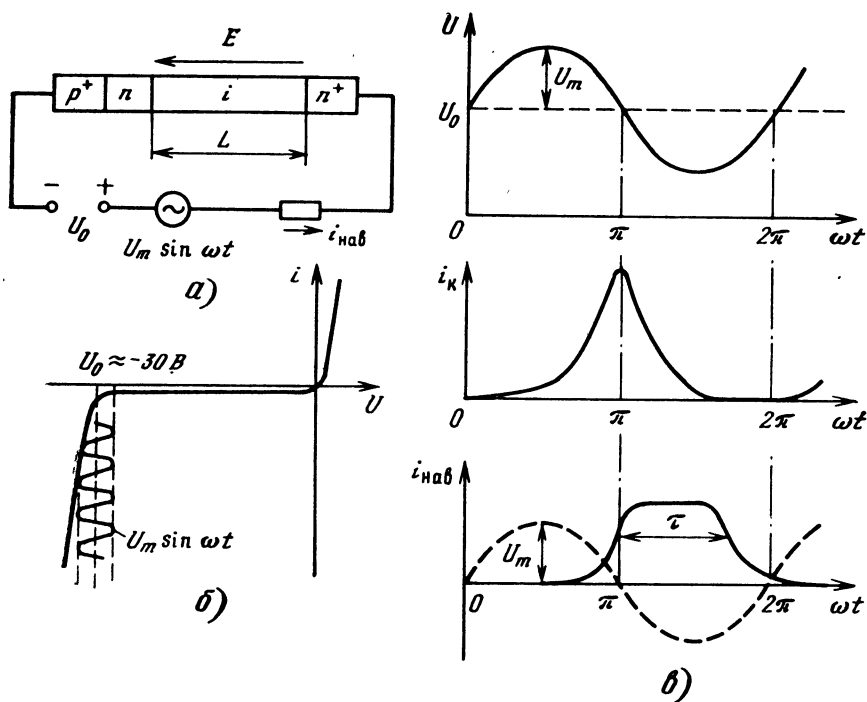


Рис. 12.6. К пояснению принципа действия лавинно-пролетного диода

женности к отрицательному электроду, а электроны в виде сгустков, сформировавшихся в слое умножения, инжектируются в пролетный i -слой.

Максимум конвекционного тока i_k электронной лавины вследствие инерции процесса умножения запаздывает относительно максимума высокочастотного напряжения (рис. 12.6, в), поэтому ток i_n , наведенный в ЛПД за время пролета τ электронного сгустка в i -слое, оказывается в противофазе с высокочастотным напряжением. Таким образом, ЛПД обладает отрицательной проводимостью, достигающей максимума при $\tau = T/2$. Последнее условие определяет оптимальную частоту генерации (усиления) ЛПД с пролетным пространством протяженностью L при скорости электронов $v = v_{\text{нас}}$ в виде $f = v_{\text{нас}} / (2L)$, так как $\tau = L/v_{\text{нас}}$, а $T = 1/f$. Так, если $L = 1$ мкм, а $v_{\text{нас}} = 1 \cdot 10^5$ м/с, то $f = 50$ ГГц, а длина волны $\lambda = 6$ мм. Заметим, что мы определили оптимальную частоту взаимодействия, на которую настраивается резонатор с ЛПД. При перестройке резонатора по частоте мощность генерации или коэффициент усиления ЛПД уменьшается, однако область генерации или полоса усиления могут достигать октавы.

На рис. 12.7 приведена топологическая схема генератора на ЛПД 1 с высокодобротным резонатором типа «шпилька» 2 [2]. Конденсатор 3 с отрезком микрополосковой линии до диода 1 образует контур, нагруженный укорачивающей емкостью. Цепь питания 4 является стандартной.

Усилители и генераторы на ЛПД работают в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн вплоть до частот 150 ... 200 ГГц. Вместо механической перестройки частоты широко используется электрическая перестройка с помощью варакторного диода, включаемого в контур. ЛПД обеспечивают усиление 5 ... 10 дБ в полосе 10 ... 20% с выходными мощностями несколько

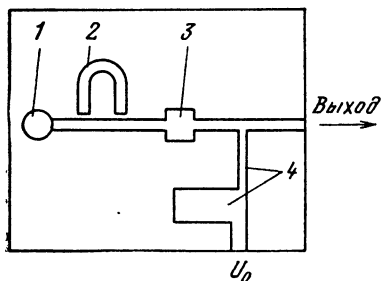


Рис. 12.7. Топологическая схема генератора на лавинно-пролетном диоде

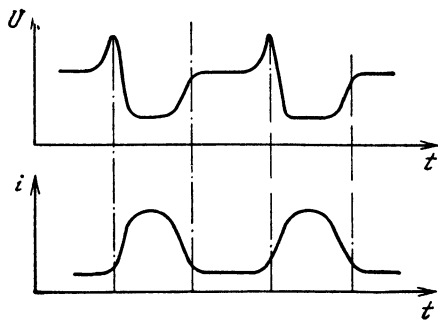


Рис. 12.8. К пояснению увеличения КПД лавинно-пролетного диода в аномальном режиме работы

ватт в сантиметровом диапазоне и КПД около 10%. В режиме генерации КПД достигает 20% в 3-см диапазоне при мощности около 5 Вт и 5% в 8-мм диапазоне при мощности 2 Вт.

Более высокие мощности и КПД до 50...75 % могут быть получены при работе ЛПД в аномальном режиме ТРАПАТТ. В данном названии отражено то обстоятельство, что взаимодействие зарядов с высокочастотными колебаниями происходит в условиях захваченной плазмы. Это имеет место в импульсном режиме, когда все пролетное пространство быстро заполняется электронно-дырочной плазмой, вследствие чего сопротивление диода резко уменьшается, ток возрастает, а напряжение падает. Заряды в слабом поле движутся с меньшей скоростью, и это воспринимается, как захват плазмы. Затем плазма рассасывается, напряжение увеличивается и весь процесс начинается заново. Изменение напряжения и тока во времени показано на рис. 12.8. Когда напряжение мало, ток велик и наоборот. Поэтому средняя мощность, потребляемая ЛПД, оказывается ниже, чем в нормальном режиме, что обеспечивает увеличение КПД. Поскольку в режиме ТРАПАТТ время пролета зарядов увеличивается, так как их скорость уменьшается, то частота генерации снижается и параметры ЛПД в аномальном режиме оказываются такими же, как биполярных транзисторных генераторов (см. рис. 12.1). Заметим, что режим ТРАПАТТ весьма критичен к форме импульса напряжения, настройке колебательной системы и обладает высокими собственными шумами. Поэтому ЛПД в аномальном режиме не находят широкого применения [6].

Для повышения мощности генераторов на ЛПД, работающих в нормальном режиме, иногда разрабатывают *суммирующие многодиодные устройства*. При этом используются мосты в балансных схемах или сумматоры с общим резонатором. Одно из таких устройств с общим резонатором показано на рис. 12.9, где несколько диодов 1, размещенных в коаксиальных отрезках 5 с согласованными нагрузками 2, расположены по периметру цилиндрического резонатора 6, возбужденного на виде колебаний E_{010} . Винт 4 используется для перестройки частоты. Степень связи с внешней коаксиальной линией регулируется глубиной погружения проводника 3. Число диодов в таком сумматоре мощности может достигать 32, что позволяет получать десятки ватт в непрерывном режиме на сантиметровых волнах.

Приборы на диодах Ганна (ДГ). В 1963 г. Дж. Ганн открыл возможность генерации СВЧ-колебаний в беспереходных однородных образцах арсенида галлия (GaAs) n -типа. Энергетическая диаграмма GaAs приведена на рис. 12.10, а. Зона проводимости состоит из двух подзон (долин). В нижней долине носители зарядов (электроны) обладают малой эффективной массой («легкие») и высокой подвижностью μ_1 . В верхней долине заряды «тяжелые» и малоподвижные.

В слабом электрическом поле (при $E < E_{кр}$) почти все электроны находятся в нижней долине и не попадают в верхнюю из-за недостаточной кинетической энергии. Их скорость и соответствен-

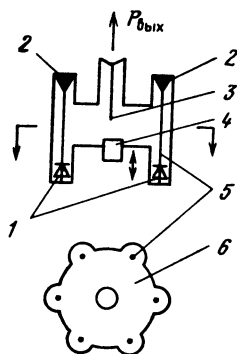


Рис. 12.9. Многодиодный генератор на лавинно-пролетном диоде

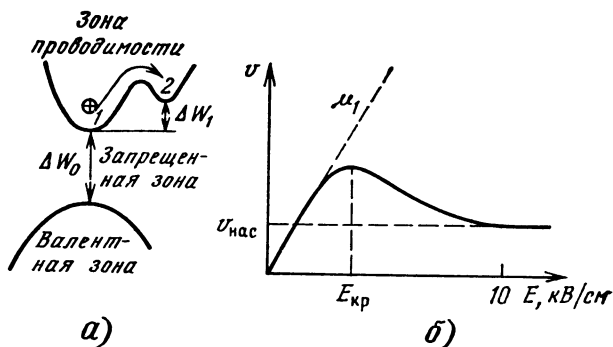


Рис. 12.10. К пояснению междолинного переноса электронов в диоде Ганна

но энергия резко возрастают при увеличении E (рис. 12.10, б), так как $v = \mu_1 E$. При $E > E_{кр}$ электроны, приобретая энергию, превышающую ΔW_1 , переходят в верхнюю долину, где их подвижность μ_2 меньше μ_1 , а скорость вначале уменьшается, а затем при $E > 15 \dots 20$ кВ/см почти не зависит от напряженности поля и равна $v_{нас} = 1 \cdot 10^7$ см/с. Изменение скорости электронов приводит к образованию электрического домена в образце GaAs при напряженности поля, близкой к $E_{кр}$, но не достигающей ее (рис. 12.11). На участке δ , где концентрация примесей несколько меньше, чем в остальной части образца, $E > E_{кр}$. На этом участке электроны переходят из нижней долины в верхнюю и их скорость уменьшается. На левой границе участка δ скапливаются электроны ($n > n_0$), а на правой образуется их недостаток ($n < n_0$), в результате чего возникает электрический домен.

Неоднородностью, на которой формируется домен, обычно является контакт GaAs с металлическим выводом. Домен, образующийся у положительного электрода, сразу исчезает, а домен, возникающий у отрицательного электрода, перемещается вдоль образца со скоростью $v_{нас}$, образуя импульсы тока периодичностью $T = l/v_{нас}$. Например, при $l = 5$ мкм и $v_{нас} = 1 \cdot 10^5$ м/с $T = 5 \cdot 10^{-11}$ с, т. е. частота импульсов тока $f = 20$ ГГц. Поскольку конвекционный ток пропорционален скорости заряда, то на падающем участке кривой $v(E)$ (см. рис. 12.10, б) имеется отрицательное сопротивление, обеспечивающее генерацию электромагнитных колебаний, частота которых определяется частотой импульсов тока. Таким образом, частота генерации (или оптимального усиления) зависит от длины образца GaAs в ДГ.

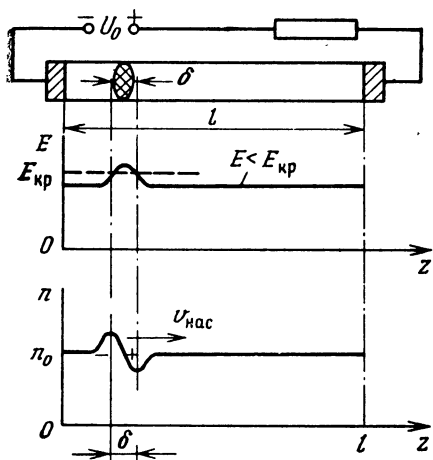


Рис. 12.11. К пояснению доменного режима работы диода Ганна

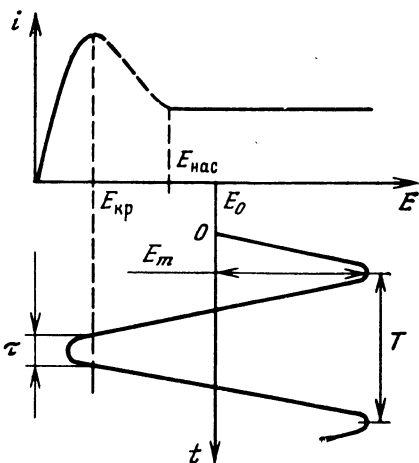


Рис. 12.12. К пояснению работы диода Ганна в аномальном режиме

Диоды Ганна в отличие от ЛПД работают при малых напряжениях (3...14 В) и больших токах (0,4...0,8 А). Усилители на ДГ обладают более высокими коэффициентами усиления (до 25 дБ) и меньшими шумами (в сантиметровом диапазоне волн $K_{ш}=15$ дБ вместо 25 дБ у ЛПД). КПД приборов на ДГ ниже, чем на ЛПД, и составляет 5...10% в нормальном (доменном) режиме.

У генератора на ДГ КПД и выходная мощность могут быть существенно повышены при работе в аномальном режиме, носящем название ОНОЗ — ограничение накопления объемного заряда. Этот режим реализуется при большой амплитуде СВЧ-поля. Как видно из рис. 12.12, в отрицательном полупериоде результирующая напряженность электрического поля становится меньше критической и домен не успевает полностью сформироваться. Однако большую часть периода напряженность поля превышает $E_{кр}$ и образец GaAs обладает отрицательным сопротивлением. Поэтому ДГ может генерировать СВЧ-колебания, частота которых не связана с временем пролета, а определяется резонансной частотой резонатора с ДГ. Длина образца в этом случае может быть существенно увеличена, что позволяет повысить амплитуду колебаний и выходную мощность генератора или усилителя на ДГ.

Итак, в аномальном режиме необходимо не допускать образования доменов, т. е. следует работать при ограничении накопления заряда. В режиме ОНОЗ КПД прибора на ДГ достигает 25 %, а выходная мощность — несколько ватт при непрерывной работе и киловатт при импульсной. Получение более высоких мощностей ограничено трудностями теплоотвода от ДГ.

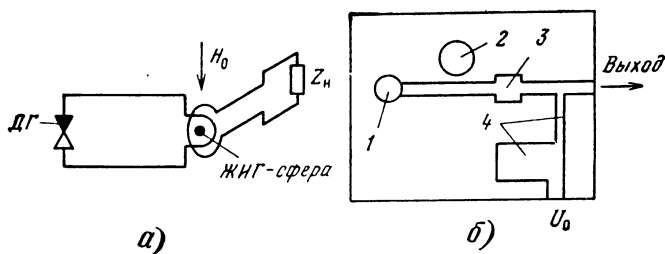


Рис. 12.13. Схемы перестройки (а) и стабилизации (б) частоты генераторов на диодах Ганна

Обладая меньшими шумами, чем генераторы на ЛПД, генераторы на ДГ находят применение в качестве источников накачки параметрических усилителей, гетеродинов миллиметровых волн и задающих генераторов для умножителей частоты.

Безынерционная перестройка частоты генераторов на ДГ может осуществляться электрически с помощью варактора или магнитно при использовании сферы из *железо-иттриевого граната* (ЖИГ), изменяющей индуктивность при вариации магнитного поля. На рис. 12.13, а приведена схема устройства генератора на ДГ [5], содержащего ЖИГ-сферу и обеспечивающего перестройку частоты около октавы пропорционально изменению поля H_0 .

На рис. 12.13, б приведена микрополосковая конструкция генератора на ДГ 1 с высокодобротным стабилизирующим диэлектрическим резонатором 2 из титаната бария (см. § 3.2). Конденсатор 3 и цепь питания 4 выполняют те же функции, что и в схеме с ЛПД (см. рис. 12.7). Диэлектрический резонатор обеспечивает стабильность частоты генерации на уровне 10^{-6} . Заметим, что для устойчивой работы генератора или усилителя на ДГ необходима высокая стабилизация напряжения питания U_0 .

12.4. УСИЛИТЕЛИ И ГЕНЕРАТОРЫ НА ТРАНЗИСТОРАХ СВЧ

Приборы на биполярных транзисторах. Словосочетание «транзистор» означает *трансформацию сопротивлений*, при которой может быть получено усиление за счет того, что выходное сопротивление значительно больше входного. Но транзисторами принято называть полупроводниковые триоды.

Транзисторы СВЧ аналогичны вакуумным триодам, использующим принцип электростатического управления носителями зарядов (см. § 4.4). Время пролета зарядов ограничивает увеличение частоты генерации или усиления в приборах, содержащих тран-

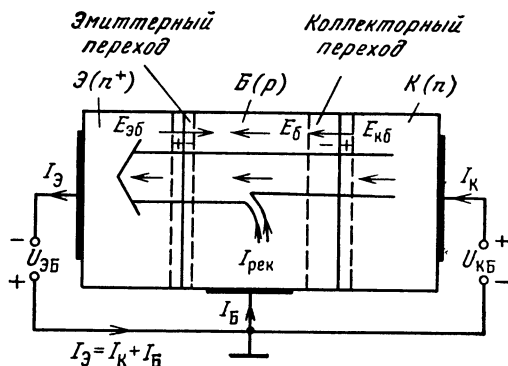


Рис. 12.14. Модель биполярного транзистора

зисторы СВЧ. Этим приборам присущи и схемные ограничения, связанные с «паразитными» емкостями и индуктивностями, зависящими от конструкции выводов электродов. Как отмечалось в § 11.1, в приборах СВЧ применяются биполярные и полевые транзисторы (БТ и ПТ).

Модель БТ приведена на рис. 12.14. Это транзистор типа *n-p-n*, содержащий эмиттер (Э), базу (Б) и коллектор (К). В рабочем режиме к *p-n* переходу эмиттер—база (Э—Б) приложено прямое смещение, а к *n-p* переходу база—коллектор (Б—К) — обратное. Поэтому входное сопротивление транзистора мало, а выходное — велико.

Концентрацию доноров в эмиттере (n^+) делают большей, чем концентрацию акцепторов в *p*-базе. Эмиттер инжектирует в базу неосновные для нее носители зарядов — электроны, которые пролетают через тонкую базу к коллекторному переходу, где увлекаются сильным ускоряющим полем обратного смещения $U_{кб}$. Напряженность поля составляет несколько киловольт на сантиметр при напряжении $U_{кб} = 10$ В. Некоторая часть электронов успевает рекомбинировать в базе с дырками, создавая небольшой ток базы $I_б$. Ток коллектора $I_к$ в основном определяется током эмиттера $I_э$ и мало зависит от напряжения $U_{кб}$. Вследствие большого различия входного и выходного сопротивлений БТ обладает однонаправленным усилением, а при наличии обратной связи возможно самовозбуждение.

Для эффективной работы на СВЧ в транзисторах необходимо обеспечить малое время переноса зарядов через базу. Поэтому современные БТ СВЧ имеют сверхтонкую базу, толщина которой составляет десятки доли микрометров. Это снижает обратное напряжение и приводит к уменьшению выходной мощности единич-

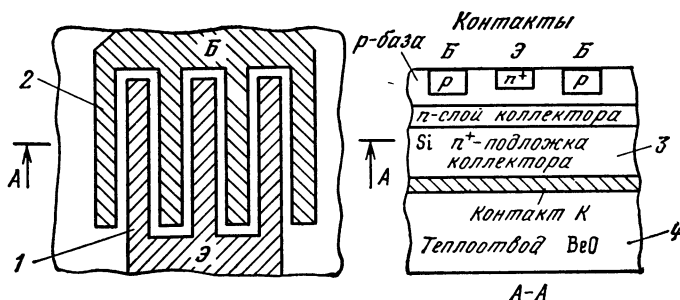


Рис. 12.15. Схема устройства биполярного транзистора со встречно-штыревой структурой эмиттер—база

ной транзисторной структуры. Для увеличения мощности СВЧ-транзисторов используются многотранзисторные структуры на одном кристалле и несколько кристаллов в одном корпусе.

На рис. 12.15 представлена схема устройства БТ *встречно-штыревой структуры* Э—Б, изготовленной по эпитаксиально-планарной технологии. Ширина эмиттерных 1 и базовых 2 полосок около 1 мкм, а их число доходит до нескольких сотен. Такая структура обеспечивает небольшие емкости переходов Э—Б, что позволяет довести рабочую частоту до 10...12 ГГц. Использование кремниевой подложки коллектора 3 и расположение структуры на бериллиевой керамике 4, обладающей высоким теплоотводом, обеспечивает достижение больших мощностей при достаточно высоких КПД. Напряжения питания коллектора составляют 15...30 В. Параметры БТ и ПТ приведены в табл. 12.1. Значения коэффициентов усиления БТ невелики (6...8 дБ), поэтому усилители делают многокаскадными.

Мощные БТ обычно имеют встроенные внутри корпуса *согласующе-трансформирующие цепи*, позволяющие включать транзисторы непосредственно в 50-омную микрополосковую линию, как

Таблица 12.1. Параметры транзисторов СВЧ

Тип транзистора	Длина волны, см	Выходная мощность, Вт	КПД, %	Коэффициент шума, дБ
Биполярные транзисторы (БТ)	15 ... 30	20 ... 150	45 ... 50	1,5 ... 2
	7,5 ... 10	5 ... 10	40	2,5 ... 3
	3 ... 4	0,5 ... 1	20	4 ... 5
Полевые транзисторы (ПТ)	7,5	5 ... 15	50	1 ... 1,5
	2	0,5 ... 1	20	1,5 ... 2
	0,8	0,25	10	4 ... 5

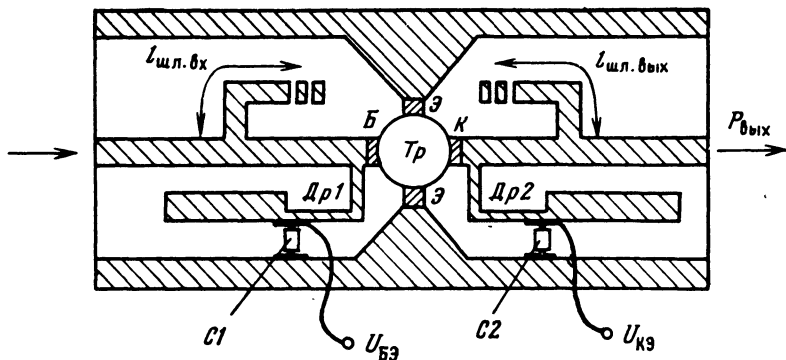


Рис. 12.16. Топологическая схема усилителя на биполярном транзисторе

это показано на рис. 12.16, где представлена схема с общим эмиттером. В цепях питания базы и коллектора используются дроссели $Др$ и блокировочные конденсаторы $С$. Для дополнительного согласования входа и выхода применяются шлейфы, длину l которых можно подбирать, закорачивая металлические полоски на торцах.

Приборы на полевых транзисторах. Транзисторы, управляемые электрическим полем, называют полевыми. Полем управляется поток носителей зарядов, проходящих через проводящий канал, которым является небольшая область в полупроводнике. Также ПТ называют *униполярными*, поскольку в переносе тока участвуют заряды лишь одного знака (канал n - или p -типа). Электроды ПТ (рис. 12.17) носят название *исток* (И), *затвор* (З) и *сток* (С). Носители зарядов входят в канал через исток и вытекают через сток. На затвор подается электрический сигнал, который используется для управления током в проводящем канале.

Наибольшее применение на СВЧ находят ПТ из арсенида галлия n -типа с затвором на барьере Шотки (ПТШ). На затвор подают обратное смещение $U_{зи}$, благодаря чему его ток мал, а входное сопротивление ПТШ в отличие от БТ велико. Увеличение обратного смещения на затворе приводит к расширению обедненной области барьера Шотки под затвором и к сужению n -канала. При этом возрастает сопротивление канала и уменьшается ток стока, протекающий через полезную нагрузку Z_n . Частотные свойства ПТ определяются временем пролета носителей зарядов в канале, который обычно изготавливают из арсенида галлия, так как в нем скорость электронов вдвое выше, чем в кремнии. Так, ПТШ с каналом длиной 5 мкм устойчиво работает на частоте 4 ГГц.

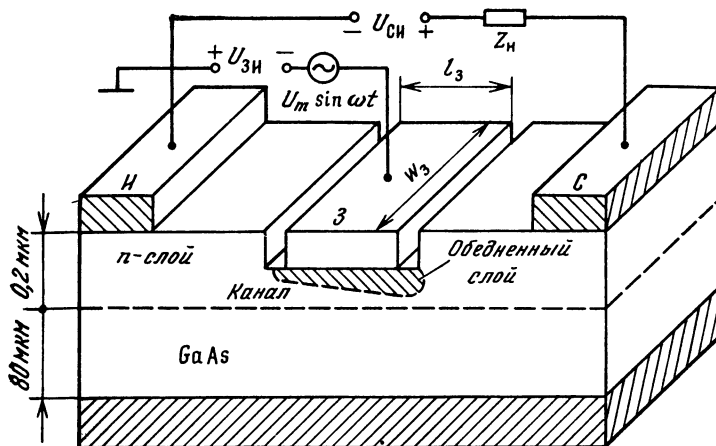


Рис. 12.17. Структура полевого СВЧ-транзистора с затвором Шотки

Основными преимуществами ПТШ перед БТ являются простота конструкций и меньший разброс параметров. Ток в ПТШ протекает не через $p-n$ переходы, а в однородной среде канала между омическими контактами. Поэтому шумы токораспределения в ПТШ значительно меньше, чем в БТ. Обладая в основном лишь тепловыми шумами, которые могут быть существенно снижены при охлаждении, ПТШ имеют высокие значения коэффициентов усиления (на 6 ... 10 дБ выше, чем БТ). Работают ПТШ на более высоких частотах, чем БТ, еще и потому, что в них вместо емкостей эмиттерного и коллекторного переходов имеется сравнительно малая емкость обратносмещенного барьера Шотки.

Поскольку теплопроводность арсенида галлия втрое меньше, чем кремния, ПТШ уступают БТ по выходной мощности на длинных волнах, но превосходят их на волнах короче 5 см, а по шумам на волнах короче 20 см (см. табл. 12.1).

Одним из наиболее эффективных способов увеличения мощности ПТШ является параллельное включение *многотранзисторных структур* с использованием в одном корпусе нескольких кристаллов, в каждом из которых создается несколько *многозатворных ячеек*. Однако такое внутреннее суммирование выходных мощностей приводит к снижению максимальной частоты из-за возможных расфазировок сигналов и увеличения «паразитных» емкостей. Отметим, что типичные значения напряжений смещения стока мощных ПТШ составляют $U_{си} = 8 \dots 10$ В при токе стока до единиц ампер.

В настоящее время получили развитие и *двухзатворные ПТШ*, аналогичные тетрадам СВЧ. По максимальной частоте и шумам они уступают однозатворным ПТШ, однако по коэффициенту усиления и устойчивости работы превосходят последние. Благодаря возможности двойного управления двухзатворные ПТШ используются в качестве усилителей с регулируемым усилением, смесителей сигналов, управляемых ограничителей мощности, быстродействующих ключей в коммутаторах и т. п.

Достижения в освоении ХЭМТ. Начиная с 1980 г. в Японии и США ведутся интенсивные разработки модернизированных ПТШ, называемых ХЭМТ. Происхождение такого названия связано с английской фразой, обозначающей *транзистор с высокой подвижностью электронов*. Подвижность электронов в ХЭМТ в несколько раз превышает подвижность в обычных ПТШ за счет создания в них гетероструктуры, содержащей слой арсенида галлия высокой чистоты и арсенида галлия—алюминия *n*-типа. ХЭМТ могут работать на более высоких частотах и перспективны для использования в миллиметровом диапазоне. Максимальная частота генерации ХЭМТ на данном этапе достигает 300 ГГц.

На частоте 94 ГГц ХЭМТ обеспечивают выходную мощность 50 мВт, коэффициент усиления 10 дБ, КПД 15% и шум-фактор 2,5 дБ. Для сравнения с обычным ПТШ отметим, что на длине волны 2 см (см. табл. 12.1) ХЭМТ обеспечивают КПД выше 50%, коэффициент усиления 12 дБ, выходную мощность более 1 Вт и шум-фактор 0,6... 1 дБ.

Разрабатываемые ХЭМТ предназначены для использования в приемниках спутниковой связи, радиотелескопах, системах радиопротиводействия и в качестве смесителей, обладающих также способностью усиления принимаемого сигнала.

В заключение отметим, что ограниченный объем учебника не позволил рассмотреть все известные приборы и устройства СВЧ, разнообразия технических устройств и приборов, не нашедших к настоящему времени массового применения, а также предназначенных для ограниченного использования. К ним относятся некоторые варианты лазеров на свободных электронах, квантовые приборы типа лазеров, генераторы дифракционного излучения, газоразрядные приборы, в том числе шумовые генераторы, осциллографические электронно-лучевые трубки бегущей волны. Следует упомянуть и многолучевые клистроны, которые, по мнению их разработчиков, могут составить конкуренцию приборам *M*-типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Воскобойник М. Ф., Черников А. И.** Техника и приборы СВЧ. — М.: Радио и связь, 1982. — 208 с.
2. **Микроэлектронные** устройства СВЧ/ Г. И. Веселов, Е. Н. Егоров, Ю. Н. Алехин и др.; Под ред. Г. И. Веселова. — М.: Высшая школа, 1988. — 280 с.
3. **Григорьев А. Д.** Электродинамика и техника СВЧ. — М.: Высшая школа, 1990. — 335 с.
4. **Цейтлин М. Б., Фурсаев М. А., Бецкий О. В.** Сверхвысокочастотные усилители со скрещенными полями. — М.: Сов. радио, 1978. — 280 с.
5. **Электронные** приборы СВЧ/ В. М. Березин, В. С. Буряк, Э. М. Гутцайт и др. — М.: Высшая школа, 1985. — 296 с.
6. **Твердотельные** устройства СВЧ в технике связи/ Л. Г. Гассанов, А. А. Липатов, В. В. Марков и др. — М.: Радио и связь, 1988. — 288 с.
7. **Лебедев И. В., Шнитников А. С.** Интегральная техника СВЧ. — М.: МЭИ, 1984. — 209 с.
8. **Фуско В.** СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование: Пер. с англ. — М.: Радио и связь, 1990. — 288 с.

**ИЗДАТЕЛЬСТВО
«РАДИО И СВЯЗЬ»
и
его маркетинговая фирма
АО «РиС»
в связи с формированием
дилерской сети**

ПРИГЛАШАЮТ К СОТРУДНИЧЕСТВУ

*по распространению
технической и специальной литературы*

**издательства,
коммерческие фирмы,
книготорговые организации,
специалистов в области сбыта.**

*Мы готовы рассмотреть предложения,
связанные с открытием
фирменных магазинов Издательства.*

**Наш адрес:
Москва, 103473, 2-й Щемиловский пер., д. 4/5**

**Телефон (095) 258-72-57,
Факс (095) 258-72-57,
Телекс 64.411665 RADIO SU**