

# **Электронные приборы сверхвысоких частот**

## **Глава 1. Основы работы электронных приборов диапазона сверхвысоких частот**

### **1.1. Особенности электронных приборов СВЧ**

Электронные приборы сверхвысоких частот отличаются от электронных ламп рядом особенностей. Несмотря на то что в диапазоне сверхвысоких частот используются приборы различных типов, основные особенности остаются общими для всех приборов, нашедших широкое техническое применение. Поэтому перед изучением конкретных электронных приборов СВЧ диапазона ознакомимся с некоторыми из этих особенностей.

Использование обычных электронных ламп (диодов, триодов, пентодов и др.) в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн ограничивается главным образом инерцией электронов и влиянием распределенных реактивностей: междуэлектродных емкостей и индуктивностей вводов. Основные особенности электронных приборов СВЧ диапазона связаны с устранением влияния перечисленных факторов.

Первая особенность этих электронных приборов заключается в том, что сам прибор составляет единое целое с колебательной системой. Поэтому изучение принципа действия электронных приборов СВЧ, их параметров и характеристик невозможно в отрыве от колебательных систем, которые отличаются от резонансных систем, используемых в диапазоне длинных и средних волн.

Вторая особенность электронных приборов СВЧ состоит в том, что время пролета электронов от катода к электроду, собирающему отработанные электроны, используется для формирования электронного потока (образования сгустков и разрежений в потоке движущихся электронов), а также для передачи энергии от электронов высокочастотному электрическому полю. Иначе говоря, принцип работы приборов СВЧ основан на полезном использовании времени движения электронов, которое может быть равно единицам и даже десяткам периодов рабочей частоты.

### **1.2. Принцип действия электронных приборов СВЧ**

Электронные приборы СВЧ диапазона, как и приборы других типов, служат преобразователями одного вида энергии в другой.

Как известно, в усилителях или генераторах, использующих обычные электронные лампы, увеличение мощности усиливаемых колебаний или восполнение потерь в колебательных системах автогенератора происходит за счет энергии источника постоянного напряжения, питающего электроды

лампы. Электронный поток является своеобразным "посредником" при таком преобразовании энергии. СВЧ приборы в этом смысле ничем не отличаются от обычных электронных ламп: здесь также энергия источника постоянного напряжения преобразуется в энергию СВЧ колебаний.

Отличие СВЧ приборов, помимо особенностей колебательных систем и методов их сопряжения с прибором, заключается в управлении электронным потоком в приборе. Если в обычных электронных лампах управление электронным потоком статическое, где с изменением переменного напряжения на сетке меняется плотность электронного потока, то в СВЧ приборах электронный прибор управляет динамически. Электрическое поле, образуемое сверхвысокочастотными колебаниями, используется здесь для изменения скорости электронного потока, а не его плотности. И лишь со временем, в процессе дальнейшего движения электронов, в результате разности их скоростей в электронном потоке образуются сгущения и разрежения.

Создание электронного потока, плотность которого является функцией времени, необходимо для эффективной передачи энергии движущихся электронов сверхвысокочастотному электромагнитному полю. При взаимодействии с этим полем электроны могут отдавать ему как кинетическую, так и потенциальную энергию.

Рассмотрим один из возможных случаев, когда высокочастотному полю передается кинетическая энергия. Предположим (рис. 1-1, а), что электроны, эмиттированные катодом и ускоренные полем ускоряющего электрода, находящегося под положительным потенциалом  $U$ , движутся далее равномерным потоком. На их пути расположены обкладки конденсатора  $C$ , образующего с индуктивностью  $L$  колебательный контур, в котором возбуждены колебания с частотой  $\omega$ . Обкладки конденсатора выполнены в виде сеток, так что электроны свободно проходят через обе обкладки. В то же время ввиду высокой частоты колебаний сетки служат экранами и сверхвысокочастотное электрическое поле сосредоточено в зазоре между сетками. Осевая составляющая вектора  $\epsilon$  напряженности этого поля в течение одной половины периода совпадает по направлению с вектором  $v_e$  скорости электронов, а во время другой половины периода - противоположна ему. Если плотность электронного потока постоянна во времени, то за первую половину периода поле  $\epsilon$  тормозит столько же электронов, сколько ускоряет их за вторую половину периода. Иначе говоря, электрическое поле в течение периода колебаний приобретает и теряет равные порции энергии и, следовательно, передачи энергии от электронов полю не будет.

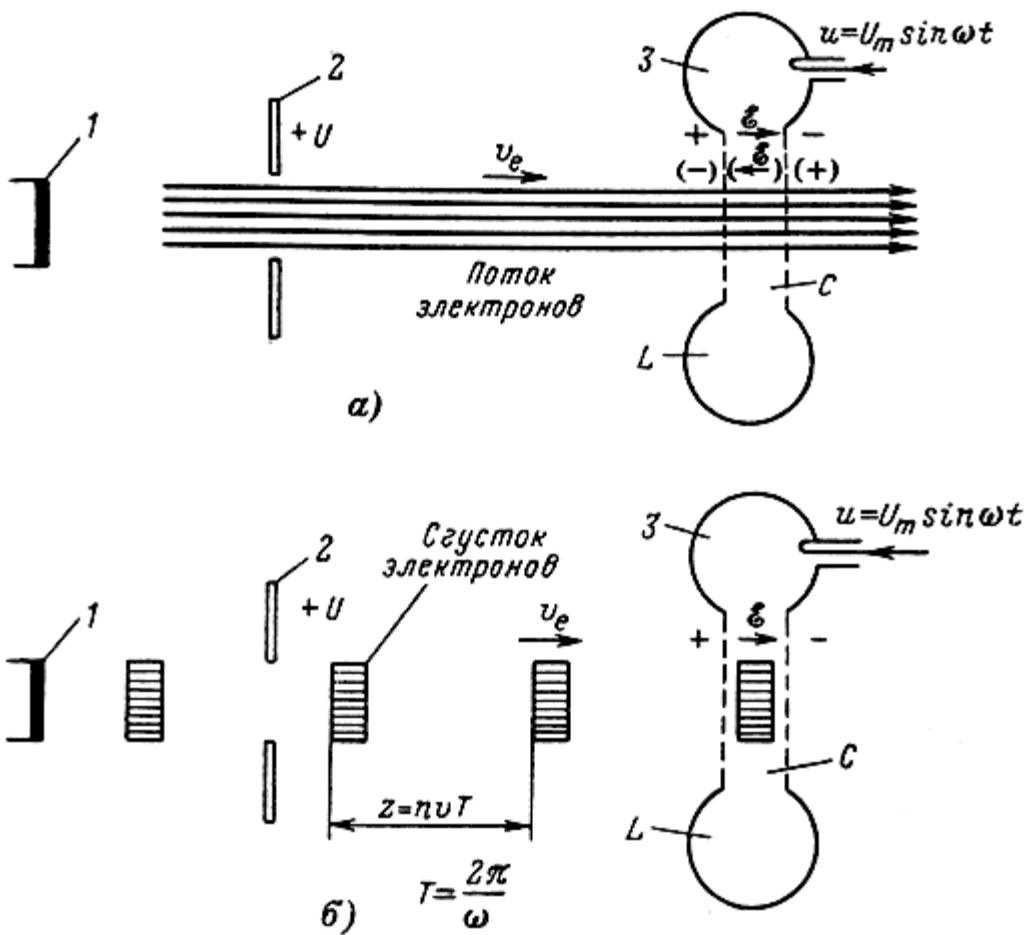


Рис. 1-1. Обмен энергией между электронным потоком и электрическим полем резонатора. а - при непрерывном потоке; б - при сгруппированном потоке электронов; 1 - катод; 2 - ускоряющий электрод; 3 - колебательный контур

Для того чтобы энергетический баланс был положительным, т. е. чтобы энергия электрического поля пополнялась, необходимо получить прерывистый поток электронов (рис. 1-1, б). В этом случае временные интервалы между отдельными группами электронов и время прихода первого из них к щели резонатора можно выбрать такими, чтобы электроны попадали в электрическое поле резонатора только в те моменты времени, когда поле для них тормозящее. Для выполнения этого необходимо, чтобы сгустки электронов отставали друг от друга на время, равное периоду колебаний Т или целому числу периодов.

Если время пролета сгустков электронов между сетками резонатора меньше  $T/2$ , а в интервалах между сгустками плотность электронного потока равна нулю, то энергия будет передаваться только в одном направлении: от электронов - полю.

В реальных условиях осуществить такую идеальную модуляцию электронного потока по плотности невозможно и в интервалах между сгустками плотность потока, хотя и значительно меньше чем в сгустках, но все же не равна нулю. В этом случае поле затрачивает некоторую энергию на ускорение электронов, находящихся между сгустками. Но так как их плотность

сравнительно невелика, то общий баланс энергии в среднем за период остается положительным.

В СВЧ электронных приборах сгруппированный в сгустки электронный поток получается при модуляции непрерывного потока электронов по скорости. В качестве модулирующего напряжения используются СВЧ колебания, подлежащие усилению (в усилителях), или же часть энергии (в автогенераторе), отводимая в модулирующее устройство через цепь обратной связи.

В рассмотренном только что случае электроны взаимодействуют с пульсирующим полем, сосредоточенным в определенной части пространства - между сетками резонатора. Такое пульсирующее поле может быть использовано и для модуляции электронного потока по скорости, в результате которой образуются сгустки электронов.

Существует, однако, обширная группа сверхвысокочастотных приборов, в которых процессы модуляции электронного потока и последующего взаимодействия электронных сгустков с полем протекают в процессе совместного движения электронов и бегущей - движущейся в пространстве электромагнитной волны. Происходит не кратковременное (на определенном отрезке пути), а длительное взаимодействие электронов с полем на всем пути их совместного движения. Такие приборы, обладающие определенными преимуществами, называют часто приборами длительного взаимодействия.

Характер взаимодействия электронов со сверхвысокочастотным полем не ограничивается описанным выше случаем передачи полю кинетической энергии. Во многих приборах электроны отдают полю потенциальную энергию, перемещаясь по сложным траекториям во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях.

Электронные приборы, в которых электроны движутся в продольных электрическом и магнитном полях, называют приборами типа О. Приборы же, в которых используются скрещенные электрические и магнитные поля, с векторами, перпендикулярными вектору скорости электронов, называют приборами типа М.

Для всех электронных приборов диапазона СВЧ характерен, однако, процесс формирования прерывистого электронного потока, сгустки которого и обеспечивают эффективный энергетический обмен с электромагнитным СВЧ полем.

## **Глава 2. Клистроны**

### **2.1. Двухрезонаторный усилительный клистрон. Принцип действия**

**Определение.** Клистронами называют сверхвысокочастотные электронные приборы, использующие принцип скоростной модуляции электронного потока и содержащие один или несколько объемных резонаторов. Клистроны применяются для усиления, генерирования и умножения частоты СВЧ колебаний. Их колебательные системы узкополосные, и перестройка клистронных усилителей или генераторов в широком диапазоне волн производится, как правило, механически, изменением геометрических размеров резонаторов.

**Устройство.** Схематически устройство двухрезонаторного усилительного клистрона показано на рис. 2-1. Электроны, испускаемые подогревным катодом, увлекаются полем ускоряющего электрода, на который подается положительное напряжение  $U_0$ . Этот электрод также несколько фокусирует электронный поток, движущийся далее к первому объемному резонатору. Часть резонатора выполнена в виде сеток, находящихся внутри баллона прибора и образующих емкость колебательного контура. К этому резонатору, называемому обычно модулятором, через коаксиальную линию или волновод и петлю связи подводятся СВЧ колебания, подлежащие усилению. Второй аналогичный резонатор называется улавливателем. Петлей связи усиленные колебания отводятся из улавливателя в нагрузку. Электронный поток движется от катода мимо ускоряющего электрода, сеток первого и второго резонаторов к коллектору, на который подано высокое положительное напряжение. Настройку резонаторов на частоту усиливаемых колебаний производят либо с помощью гибких стенок, при прогибе которых внешними винтами изменяется объем резонатора, либо специальными плунжерами, вводимыми внутрь резонатора и меняющими его индуктивность или емкость.

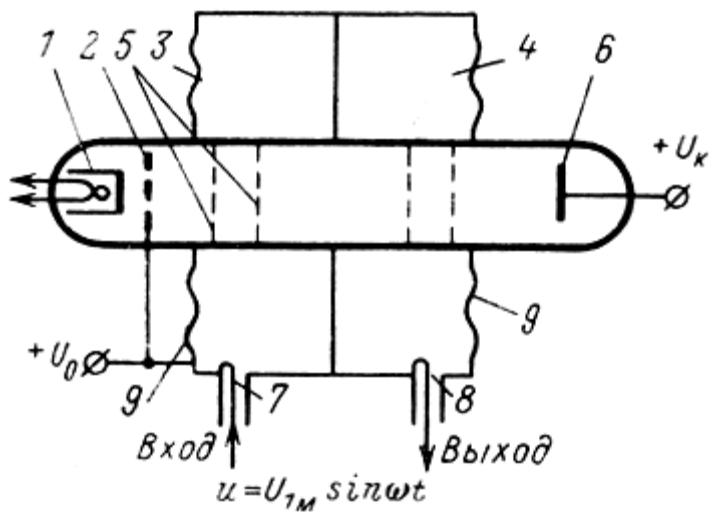


Рис. 2-1. Устройство двухрезонаторного клистрона. 1 - катод; 2 - ускоряющий электрод; 3 - входной резонатор; 4 - выходной резонатор; 5 - сетки резонатора; 6 - коллектор; 7 - петля связи на входе; 8 - петля связи на выходе; 9 - гибкие стенки

**Принцип действия.** Подводимый к модулятору сигнал  $u = U_{1m} \sin \omega t$  возбуждает в нем колебания с частотой  $\omega$ , на которую настраивают оба

резонатора. Переменное электрическое поле сосредоточено в емкости колебательной системы, образованной двумя сетками. Разность потенциалов между сетками модулятора меняется от нуля, когда емкость резонатора полностью разряжена и сетки находятся под одинаковым постоянным потенциалом  $U_0$ , до величины  $U_{1m}$ , когда вся колебательная энергия сосредоточена в емкости резонатора. Сетки резонатора служат хорошим экраном для электрического поля, меняющегося с высокой частотой. Поэтому разность потенциалов при перезаряде емкости резонатора меняется лишь в зазоре резонатора между его сетками. Поле же между ускоряющим электродом и первой сеткой резонатора, а также между двумя резонаторами остается неизменным. В этих междуэлектродных промежутках разность потенциалов всегда равна нулю, так как и ускоряющий электрод и оба резонатора находятся под одним и тем же потенциалом  $U_0$ .

Электроны, движущиеся от ускоряющего электрода непрерывным потоком со скоростью

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0},$$

пролетая зазор модулятора, изменяют скорость в зависимости от мгновенной разности потенциалов между сетками. Закон изменения переменного напряжения на сетках и график движения электронов в промежутке между резонаторами - пространстве дрейфа показаны на пространственно - временной диаграмме (рис. 2-2).

## 2.6. Многорезонаторный усилительный клистрон. Принцип действия

**Устройство.** Для усиления СВЧ колебаний используются также клистроны, содержащие несколько резонаторов. Наиболее часто применяются трех- и четырехрезонаторные клистроны. Они служат усилителями слабых сигналов, когда переменное напряжение на сетках группирователя оказывается недостаточным для эффективного группирования мощного электронного потока. Рассмотрим для примера устройство и принцип действия трехрезонаторного усилительного клистрона (рис. 2-12). К первому, входному резонатору подводятся колебания, подлежащие усилинию. После усиления они отводятся из выходного резонатора. Промежуточный резонатор служит для дополнительного группирования электронного потока.

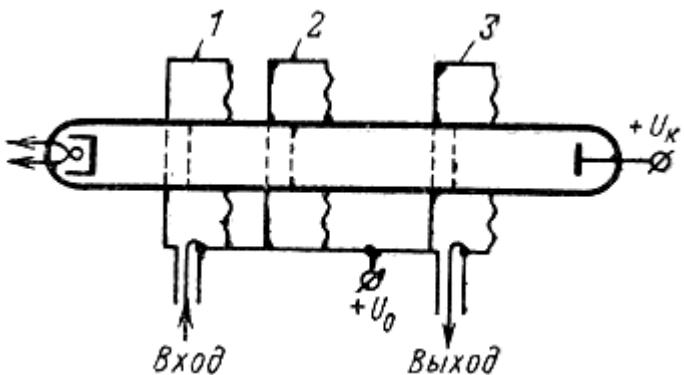


Рис. 2-12. Устройство трехрезонаторного клистрона. 1 - входной резонатор; 2 - промежуточный резонатор; 3 - выходной резонатор

**Принцип действия.** Под воздействием переменного напряжения на сетках первого резонатора электронный поток модулируется по скорости. Однако ввиду малости этого напряжения коэффициент модуляции  $M$  невелик и к сеткам второго резонатора электронный поток приходит недогруппированным ( $X < 1$ ). Второй резонатор, настраиваемый на ту же частоту, что и модулятор, не нагружен и поэтому обладает большим резонансным сопротивлением. Небольшие токи, наводимые в нем электронным потоком, развиваются между сетками значительное по величине переменное напряжение. Это напряжение оказывает дополнительное модулирующее действие на поток. Третий резонатор располагается на таком расстоянии от второго, чтобы сгустки электронов проходили через его зазор при оптимальном параметре группирования. Таким образом, трехрезонаторный клистрон эквивалентен каскадному включению пары двухрезонаторных клистронов, так как сочетания первого и второго и второго и третьего резонаторов можно представить в виде двух последовательно включенных двухрезонаторных клистронов. Отличие заключается лишь в том, что в качестве выходного резонатора первого клистрона и входного резонатора второго клистрона используется один и тот же промежуточный резонатор. Этот резонатор, не будучи нагруженным, обладает большой добротностью, и поэтому потери энергии в нем меньше, чем в двух резонаторах при последовательном включении двух клистронов. Кроме того, в трехрезонаторном клистроне отсутствуют потери энергии, неизбежные при передаче сигнала с выхода одного клистрона ко входу другого. Поэтому коэффициент усиления трехрезонаторного клистрона оказывается больше коэффициента усиления, который можно было бы получить от двух последовательно включенных двухрезонаторных клистронов.

Помимо указанного преимущества, трехрезонаторные клистроны имеют более высокий к. п. д. Мощность, потребляемая таким клистроном от источника постоянного напряжения, расходуется лишь на создание общего электронного потока, в то время как при каскадном включении мощность затрачивается на образование электронного потока в каждом клистроне. Кроме того, двойная модуляция электронного потока несколько изменяет процесс группирования электронов и доля первой гармоники в электронном потоке увеличивается примерно на 15%.

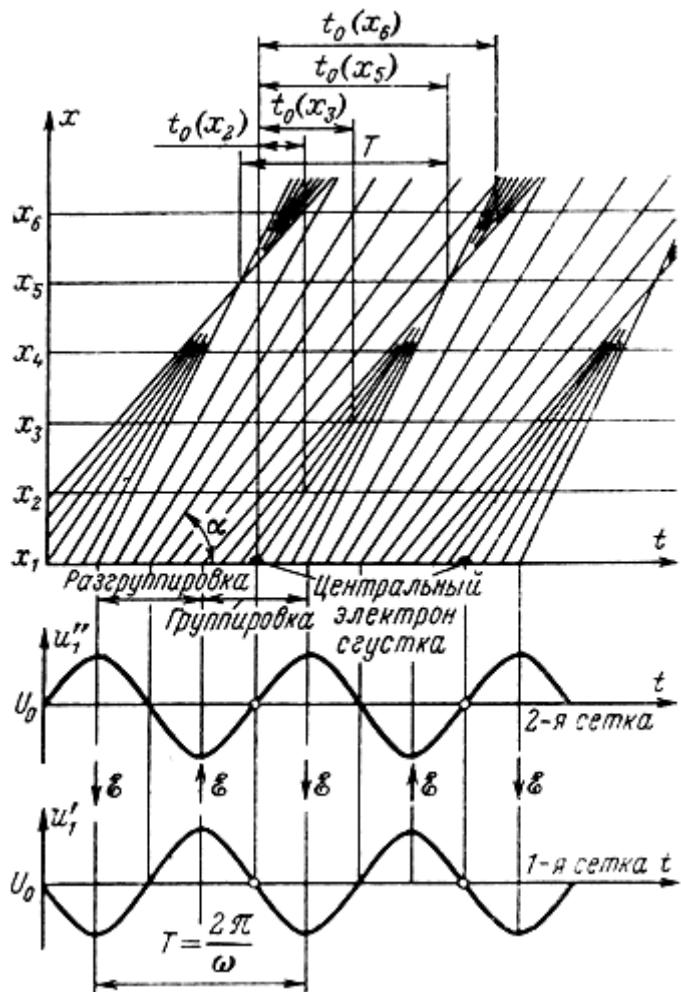


Рис. 2-2. Пространственно-временная диаграмма группирования электронов в двухрезонаторном клистроне

В нижней части диаграммы изображены кривые изменения сверхвысокочастотного напряжения на сетках первого резонатора.

Электроны, попадающие в зазор резонатора в течение той половины периода, когда переменное напряжение на второй сетке положительно и вектор напряженности  $\epsilon$  переменного поля направлен навстречу движению электронов, ускоряются при пролете между сетками модулятора. В течение второй половины периода переменное напряжение на второй сетке отрицательно, вектор  $\epsilon$  направлен от первой сетки ко второй и электроны, пролетая зазор, теряют свою скорость. Изменение скорости электронов определяется мгновенной разностью потенциалов и имеет наибольшие значения в моменты экстремумов переменного напряжения на сетках.

Для упрощения начального рассмотрения будем считать, что электроны скачкообразно изменяют свою скорость в середине зазора.

Верхняя часть диаграммы иллюстрирует движение электронов в пространстве дрейфа после их пролета через сетки резонатора. Ось времени

проведена через точку  $x_1$  оси ординат, соответствующую середине зазора модулятора. График движения электронов в пространстве за резонатором представлен прямыми линиями, тангенс угла наклона которых к оси абсцисс пропорционален скорости движения электронов. Электроны, пролетевшие сетки резонатора в моменты прохождения переменного напряжения через нуль, движутся со средней скоростью  $v_0$ , и графики их движения наклонены к оси абсцисс под углом  $\alpha$ , тангенс которого определяет скорость движения невозмущенного электрона.

Графики движения ускоренных электронов, прошедших резонатор, когда на второй сетке наступает положительный полупериод, наклонены к оси абсцисс под большим углом. И, наоборот, графики для электронов, прошедших зазор резонатора во время существования тормозящего поля, составляют с осью абсцисс меньший угол. Графики перемещения электронов, прошедших сетки резонатора в течение той половины периода, когда переменное напряжение на второй сетке изменяется от наиболее отрицательного до максимального положительного значения, пересекаются на некотором расстоянии  $x_5$  от середины зазора. Иначе говоря, на расстоянии  $x_5$  от середины резонатора происходит группирование этих электронов в сгусток. Другая часть электронов, прошедших резонатор в течение второй половины периода, разгруппированывается. Сгустки образуются вокруг электронов, движущихся со средней скоростью  $v_0$  и минующих резонатор, когда напряжение на его второй сетке проходит через нуль, изменяясь от минимума к максимуму. В дальнейшем на расстояниях, превышающих  $x_5$ , в результате сохраняющегося различия скоростей начинается разгруппирование электронов. Очевидно, что затем снова произойдет их группирование и т. д. Напряжение  $U_0$ , амплитуда переменного напряжения  $U_{1m}$  и расстояние между резонаторами подбираются таким образом, чтобы в момент образования сгустка электроны оказались в зазоре второго резонатора - улавливателя.

Сгустки электронов, разделенные одинаковыми промежутками времени, равными периоду усиливаемых колебаний, пролетают сетки второго резонатора и наводят в нем импульсы тока. Во втором резонаторе возникают СВЧ колебания с частотой, равной частоте колебаний, подводимых к модулятору. Фаза возбужденных колебаний такова, что в моменты прихода сгустков электронов поле между сетками второго резонатора оказывается тормозящим. Сгустки тормозятся в пространстве между сетками второго резонатора и передают свою энергию переменному электрическому полю, поддерживая таким образом возникшие в резонаторе колебания.

Мощность колебаний, установившихся во втором резонаторе, превышает мощность колебаний, подводимых к модулятору: происходит усиление СВЧ сигнала по мощности. Принцип усиления легко уяснить на основании энергетического рассмотрения описанных процессов. Энергия для разгона электронов, движущихся от катода через сетки резонаторов и далее к коллектору, получается от источника постоянного напряжения  $U_0$ . Расход энергии источника усиливаемых колебаний на группирование электронов

близок к нулю, так как в течение одной половины периода при ускорении электроны отбирают энергию от переменного электрического поля, а в течение другой - тормозятся и отдают свою энергию. Обмен энергией между электронным потоком и переменным электрическим полем во втором резонаторе происходит лишь в одном направлении: от электронов к полю, поскольку моменты существования ускоряющей разности потенциалов соответствуют интервалам между сгустками электронов. В моменты же прихода сгустков поле в зазоре второго резонатора всегда тормозящее. Таким образом, мощность колебаний увеличивается за счет отбора энергии от источника постоянного напряжения. Электронный поток служит лишь для передачи этой энергии переменному полю второго резонатора, а процесс модуляции электронов по скорости и группирования их в сгустки необходим для рациональной передачи этой энергии.

## **Глава 3. Лампы бегущей и обратной волны типа О**

### **3.1. Усилитель на лампе бегущей волны (ЛБВ). Устройство и принцип действия**

**Определение.** Лампой бегущей волны типа О называют электронный прибор СВЧ диапазона, в котором используется длительное взаимодействие сгруппированного потока электронов, движущихся в продольных электрическом и магнитном полях, с прямой гармоникой сигнала (бегущей волной), распространяющейся вдоль замедляющей системы.

**Устройство.** Лампа бегущей волны (рис. 3-1) представляет собой длинную стеклянную колбу небольшого диаметра, в одном конце которой размещен ряд электродов (электронная пушка), предназначенных для образования узконаправленного пучка электронов. Электронная пушка обычно состоит из катода, управляющего электрода, одного или двух анодов. В зависимости от требуемой формы электронного пучка (цилиндрической или лentoобразной) эти электроды могут отличаться по форме. В лампе, изображенной на рис. 3-1, электронный пучок цилиндрический. Катод выполнен в виде цилиндра, дно которого вогнутое, сферическое, покрыто оксидным слоем. Управляющий электрод и аноды выполняются в виде дисков с отверстиями или цилиндров с перегородками, снабженными в центре небольшими отверстиями - диафрагмами. Управляющий электрод играет роль управляющей сетки и находится обычно под небольшим отрицательным потенциалом, регулируя величину которого можно изменять интенсивность электронного потока. На анод подается положительное напряжение. Вследствие разности потенциалов между управляющим электродом и анодом образуется система электростатических линз, обеспечивающая предварительное фокусирование электронного луча. В случае применения второго анода поле между ним и первым анодом также представляет собой электронную линзу. Таким образом, после второго анода поток электронов оказывается сфокусированным в узкий цилиндрический луч, который затем мимо замедляющей системы движется к

коллектору - положительно запряженному электроду, расположенному в противоположном конце лампы. Для окончательной фокусировки луча используется магнитное поле длинной катушки, намотанной на металлический каркас. Сама лампа помещается внутри этого соленоида. В качестве замедляющей системы в усилительных ЛБВ чаще всего используется спираль. В начале и конце шаг спирали, постепенно увеличивается и спираль плавно переходит в два цилиндра, которые образуют связь спирали со входной и выходной линиями.

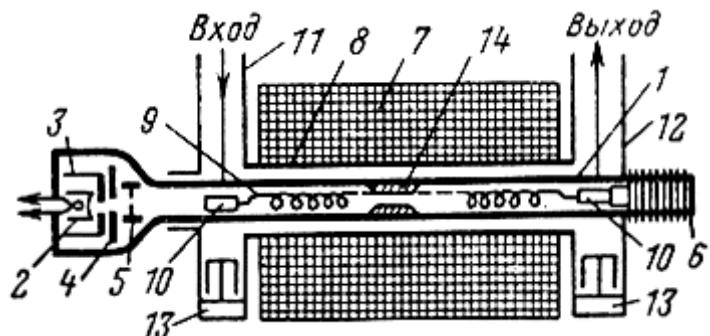


Рис. 3-1. Усилитель на лампе бегущей волны. 1 - стеклянный баллон; 2 - катод; 3 - управляющий электрод; 4 - первый анод; 5 - второй анод; 6 - коллектор; 7 - фокусирующая катушка; 8 - металлический каркас катушки; 9 - спираль; 10 - цилиндры связи; 11 - входная коаксиальная линия; 12 - выходная коаксиальная линия; 13 - устройства согласования лампы с входом и выходом; 14 - поглотитель

Весьма серьезной проблемой в усилителях на лампах бегущей волны является согласование замедляющей системы с волновым сопротивлением входного фидера и сопротивлением нагрузки. При неполном согласовании лампы с нагрузкой часть энергии СВЧ колебаний отражается, появляется отраженная волна, движущаяся от выхода ко входу, и возникает обратная связь. При выполнении условий баланса фаз, который при длинной замедляющей системе может легко удовлетворяться для ряда частот, в усилителе могут возникнуть автоколебания. Во избежание этого замедляющая система согласуется с входным и выходным фидерами весьма тщательно. Обычно в усилителях на ЛБВ предусматриваются специальные устройства в виде короткозамкнутых отрезков волноводов или коаксиальных линий, включаемых параллельно входу и выходу (см. рис. 3-1). Длина таких отрезков может изменяться с помощью подвижных короткозамыкающих поршней. Входное сопротивление короткозамкнутой линии равно:

$$Z_{\text{вх}} = iW \operatorname{tg} \beta l, \quad (3-1)$$

где  $W$  - волновое сопротивление линии;  $\beta = 2\pi/\lambda$ ;

$l$  - длина отрезка линии.

Таким образом, с изменением длины  $l$  входное сопротивление параллельной линии меняется; оно может быть подобрано таким по величине и знаку, чтобы компенсировать рассогласование замедляющей системы с фидерной линией.

**Принцип действия.** СВЧ колебания, подлежащие усилению, поступают на вход лампы и далее распространяются вдоль замедляющей системы, образованной спиралью и каркасом фокусирующей катушки. Скорость  $v_{gr}$  распространения электромагнитной волны вдоль провода, свернутого в спираль, равна скорости света. Фазовая скорость  $v_f$  волны, т. е. скорость ее движения вдоль оси спирали, естественно, в  $\pi d/t$  раз меньше, где  $d$  - диаметр, а  $t$  - шаг спирали. Параметры спирали  $t$  и  $d$  выбирают такими, чтобы обеспечить нужное замедление (10-15), но дисперсия должна быть небольшой, так как требуется равномерное усиление в широкой полосе частот при неизменном ускоряющем напряжении.

Для получения эффективного взаимодействия электронного потока с волной требуется примерное равенство фазовой скорости волны и скорости электронов. По мере движения электронов внутри спирали в поле бегущей волны они взаимодействуют с этой волной. Электроны при входе в спираль, в зависимости от фазы сверхвысокочастотного электрического поля, тормозятся или ускоряются этим полем. В результате разности скоростей электронов происходит их группирование в сгустки. При правильно выбранных скоростях движения электронов и волны сгустки образуются в той части бегущей волны, где электроны претерпевают торможение. Таким образом, при дальнейшем движении электронов они постепенно тормозятся, передавая кинетическую энергию волне, амплитуда которой непрерывно увеличивается. На выходе лампы амплитуда волны достигает величины, значительно превышающей амплитуду сигнала на входе.

### 3.5. Генератор на лампе обратной волны (ЛОВ)

**Устройство** генератора на лампе обратной волны показано на рис. 3-10, а. Электронный луч формируется электронной пушкой, назначение и конструкция которой такие же, как и в лампе бегущей волны. Предварительно сфокусированный электронный поток проходит затем замедляющую систему типа встречных штырей или двухзаходной спирали (рис. 3-10, б) и попадает на коллектор. На управляющий электрод подается небольшое отрицательное относительно катода напряжение, а на первый анод - положительное. Более высокие положительные напряжения подаются на коллектор и на второй анод, соединенный внутри лампы с замедляющей системой.

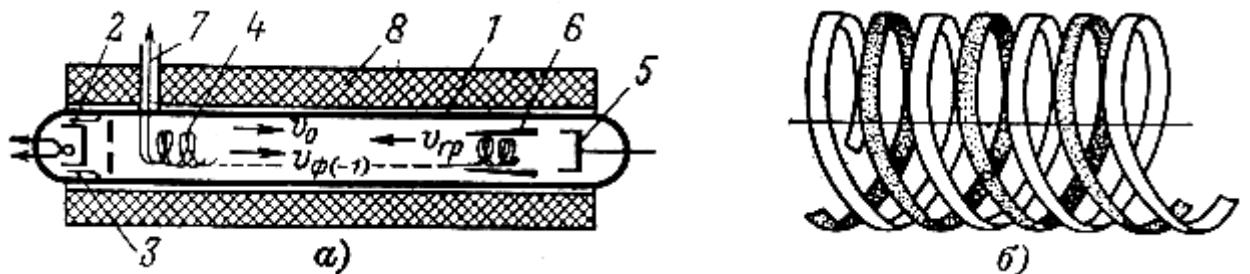


Рис. 3-10. Устройство генератора на ЛОВ (а); замедляющая система в виде двухзаходной спирали (б). 1 - баллон; 2 - катод; 3 - электронная пушка; 4 - двухзаходная спираль; 5 - коллектор; 6 - поглотитель; 7 - вывод энергии; 8 - магнитная система

Фокусирование электронов в процессе их движения в замедляющей системе осуществляется, как и в ЛБВ, магнитным или электрическим полем. В схеме, показанной на рис. 3-10, для этой цели служит продольное магнитное поле, образуемое длинным соленоидом.

В отличие от усилителя на ЛБВ арматура генератора на ЛОВ снабжена лишь устройством вывода высокочастотной энергии, который расположен вблизи электронной пушки.

Поглощающее устройство располагается вблизи коллектора. Необходимость такого размещения поглотителя мы обсудим ниже.

**Принцип действия.** В результате флюктуации электронного потока в замедляющей системе могут быть наведены слабые колебания. Возникнет электромагнитная волна, которая может быть представлена суммой пространственных гармоник (см. § 1-3). Фазовая скорость одной из этих гармоник может удовлетворять условию синхронизма:  $v_{\text{фп}} \approx v_0$ . В лампе обратной волны это условие выполняется, как правило, для первой обратной гармоники, что обеспечивается выбором структуры замедляющей системы и ее параметров, а также необходимым электронным режимом. Так, например, при противофазном возбуждении двух спиральных проводников (рис. 3-10, б) нулевая гармоника в такой замедляющей системе отсутствует и основной является первая обратная гармоника, имеющая наибольшую амплитуду. Естественно, что взаимодействие электронного потока возникает прежде всего с полем именно этой гармоники. Диаметр, шаг и другие параметры спирали выбираются также из условий необходимого замедления волны и наиболее эффективного взаимодействия электронов с полем рабочей гармоники.

Взаимодействуя с полем обратной гармоники, электроны начнут группироваться в сгустки и отдавать свою энергию полю волны. Амплитуда волны будет нарастать, эффект группирования электронов и передача энергии волне увеличивается еще более и т. д.

В результате, как и в любом автогенераторе, при условии выполнения баланса фаз и мощности устанавливаются колебания стационарной амплитуды.

Таким образом, рассмотрение принципа работы автогенератора на ЛОВ сводится к доказательству возможности выполнения необходимых условий фазового и амплитудного баланса.

Физические процессы взаимодействия электронов с волной: модуляции скорости, процесс группирования, передача кинетической энергии полю и др. в лампе обратной волны протекают так же, как и в ЛБВ. Отличие заключается лишь в том, что в ЛОВ электронный поток взаимодействует с обратной пространственной гармоникой. Поэтому векторы скорости электронов и фазовой скорости обратной гармоники, взаимодействующей с электронами, противоположны по направлению вектору групповой скорости волны (рис. 3-10, а). Это отличие, кажущееся на первый взгляд незначительным, имеет принципиальное значение. Использование электронного потока, движущегося навстречу потоку электромагнитной энергии, и обеспечивает ту положительную обратную связь, без которой невозможна работа автогенератора. Условным входом генератора на ЛОВ можно считать коллекторный конец ее замедляющей системы, ибо электромагнитная энергия переносится волной, от коллектора к выходу, расположенному у электронной пушки. Электронный поток, движущийся от выхода ко входу, служит, таким образом, не только носителем энергии, но и представляет собой своеобразную цепь обратной связи. На рис. 3-11 показаны кривые изменения переменной составляющей электронного тока и амплитуды продольной составляющей поля электромагнитной волны вдоль замедляющей системы. В начальной части замедляющей системы протекает процесс формирования электронных сгустков. Полем волны, действующей на электронный поток через обратную гармонику, ускоряется и замедляется примерно одинаковое число электронов; энергетический обмен близок к нулю, амплитуда поля волны почти не меняется, а рост кривой  $I_{em} = f(z)$  свидетельствует об интенсивной модуляции электронного потока по плотности. В дальнейшем сформировавшиеся сгустки, перемещаясь в тормозящем поле обратной гармоники, передают свою энергию волне. Кривая  $\varepsilon_{zm} = f(z)$  приближается по своей форме к косинусоиде в отличие от подобной кривой для ЛБВ (см. рис. 3-6), имеющей экспоненциально нарастающий характер. Амплитуда поля  $949_{zm}$ , равная нулю при  $z = 1$ , быстро увеличивается по мере движения волны к выходу. Таким образом, электроны в своем движении навстречу волне переносят часть энергии с выхода на вход системы.

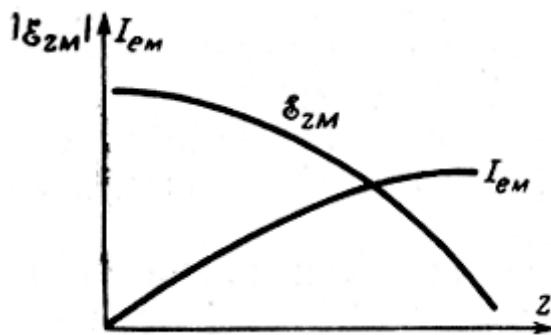


Рис. 3-11. Зависимость амплитуды суммарной волны и переменной составляющей электронного тока от координаты  $z$  в ЛОВ

## 5. Полупроводниковые диоды и транзисторы СВЧ

### 5.1. Классификация полупроводниковых СВЧ диодов. Особенности работы полупроводниковых диодов в диапазоне СВЧ

Сверхчастотный полупроводниковый диод (СВЧ-диод) – это полупроводниковый диод, предназначенный для преобразования и обработки сверхчастотного сигнала.

Полупроводниковые СВЧ-диоды уже длительное время применяют в различной радиоэлектронной аппаратуре и измерительной технике СВЧ-диапазона, т.е. на частотах более 300 МГц. Сначала СВЧ-диоды использовали для детектирования и смещения сигналов. Для этих целей применяли точечные диоды, выпрямляющий электрический переход в которых возникал между кристаллом полупроводника и прижимным металлическим электродом в виде заостренной пружинки. Созданные в последнее время новые типы СВЧ-диодов практически целиком заменили точечные детекторные и смесительные диоды. Они дают возможность решать задачи генерации и усиления электромагнитных колебаний СВЧ-диапазона, умножения частоты, модуляции, регулирования, ограничения сигналов и т.п.

На сверхвысоких частотах могут работать такие СВЧ-диоды как детекторные, смесительные, параметрические, настроочные, переключательные, лавинно-пролетные, генераторы Ганна и др.

### 5.2. Детекторные диоды СВЧ

Детекторный полупроводниковый диод – это полупроводниковый диод, предназначенный для детектирования сигнала.

При детектировании используется выпрямляющее свойство диода для выделения из модулированных по амплитуде ВЧ- или СВЧ-колебаний сигнала более низкой частоты, который потом поступает на вход усилителя (рисунок).

Одним из основных параметров детекторных СВЧ-диодов является чувствительность по току  $b_1$  – отношение приращения выпрямленного тока при заданной нагрузке в выходной цепи диода к мощности СВЧ-сигнала, подводимой ко входу диодной камеры с детекторным диодом в рабочем режиме и вызвавшей это приращение. Чувствительность по току детекторного диода зависит от постоянного прямого тока смещения. Наибольшие значения чувствительности по току обычно получаются при прямом токе смещения в несколько десятков микроампер, но при выборе тока смещения необходимо учитывать его влияние и на другие параметры.

Обобщенным параметром детекторного диода, учитывающим различные свойства диода и следующего за ним усилителя (видеоусилителя), является коэффициент качества детекторного диода, который характеризует чувствительность приемного устройства с

$$M = \frac{\beta r_{\text{диф}}}{\sqrt{n_w r_{\text{диф}} + r_w}},$$

детекторным диодом и определяется по формуле: где  $r_{\text{диф}}$  –

дифференциальное сопротивление диода при определенном положительном смещении;  $n_{ш}$  – шумовое отношение СВЧ-диода;  $r_{ш}$  – эквивалентное шумовое сопротивление видеоусилителя, которое обычно принимают при расчетах равным 1 кОм.

Лучшие детекторные СВЧ-диоды имеют коэффициент качества более 100 Вт<sup>-1/2</sup>. К таким диодам можно отнести, например, диоды Шоттки с планарно-эпитаксиальной структурой на основе арсенида галлия AA204A...AA204B, предназначенные для детектирования в сантиметровом диапазоне длин волн.

### 5.3. Смесительные диоды СВЧ

Смесительный полупроводниковый диод – это полупроводниковый диод, предназначенный для преобразования высокочастотных сигналов в сигнал промежуточной частоты.

К смесительному диоду подводится сигнал и напряжение от специального генератора – гетеродина. В связи с нелинейностью ВАХ диода происходит образование сигнала разностной (промежуточной) частоты. Дальнейшее усиление входного сигнала осуществляется на этой промежуточной частоте, которая должна быть выше частот, соответствующим низкочастотным шумам, обратно пропорциональным частоте.

$$L_{\text{прб}}[\partial E] = 10 \lg \frac{P_{\text{СВЧ}}}{P_{\text{шум}}}$$

Основным параметром смесительных диодов, определяющим эффективность преобразования входных сигналов высокой частоты в сигналы промежуточной частоты, является параметр  $L_{\text{прб}}$  называемый потерей преобразования смесительного диода и равный отношению мощности СВЧ-сигнала на выходе диодной камеры к мощности сигнала промежуточной частоты, выделяемой в нагрузке смесительного диода в рабочем режиме:

В большинстве приемных устройств СВЧ-диапазона отсутствуют усилители перед смесителем. Поэтому чувствительность всего приемного устройства, возможность различить полезный сигнал на фоне шумов зависят от уровня шумов смесительного диода. Уровень шумов смесительного диода (и других приборов) оценивают шумовым отношением  $n_{ш}$  – отношением номинальной мощности шумов диода в рабочем режиме к номинальной мощности тепловых шумов соответствующего активного сопротивления при той же температуре и одинаковой полосе частот.

Другим параметром, характеризующим шумы смесительного диода и других приборов и систем, является коэффициент шума – отношение мощности шумов на выходе к той ее части, которая вызвана тепловыми шумами источника сигнала:

$$F = (P_{\text{шум}} / P_{ш})_{\text{эк}} / (P_{\text{шум}} / P_{ш})_{\text{норм}} = \frac{P_{\text{шум}}}{P_{ш} (P_{\text{сигнал}} / P_{\text{сигнал}})}$$

$F_{\text{норм}}[\partial E] = L_{\text{прб}}[\partial E] + 10 \lg (n_{ш} + F_{\text{шум}} - 1)$ . Обобщенным параметром приемного устройства, в смесителе которого использован диод с определенными потерями преобразования и шумовым соотношением, является нормированный коэффициент шума – значение коэффициента шума приемного устройства со смесительным диодом на входе при коэффициенте шума усилителя промежуточной частоты  $F_{\text{упч}}$ , равном 1,5 дБ:

Одним из вспомогательных параметров смесительных диодов служит выпрямительный ток  $I_{\text{вп}}$  – постоянная составляющая тока, протекающая в выходной цепи диода в рабочем режиме. Этот параметр используется для контроля исправности смесительного диода и гетеродина приемника, от которого на смесительный диод подается определенная мощность СВЧ-колебаний с определенной длинной волны.

Другим вспомогательным параметром является коэффициент стоячей волны по напряжению СВЧ-диода  $K_{\text{ст.У}}$  – коэффициент стоячей волны по напряжению в передающей линии СВЧ, когда она нагружена на определенную диодную камеру с СВЧ-диодом в рабочем режиме. Чем лучше согласовано входное сопротивление камеры (с диодом) с волновым сопротивлением тракта, тем меньше коэффициент стоячей волны по напряжению и потери принимаемого сигнала.

## 5.4. Переключательные диоды СВЧ

Переключательный полупроводниковый диод – это полупроводниковый диод, предназначенный для применения в устройствах управления уровнем сверхвысокочастотной мощности.

Принцип действия переключательного диода основан на большом различии полного сопротивления СВЧ-сигналу при прямом постоянном токе через диод и при обратном постоянном напряжении на диоде. Именно поэтому СВЧ-тракт (волноводная, коаксиальная или полосковая линия), следующий за переключательным устройством с диодом, может быть либо открыт, либо закрыт для СВЧ-сигнала. Например, в радиолокационных станциях с фазированными решетками, содержащими тысячи идентичных антенных элементов, переключательные диоды должны обеспечить подачу мощного СВЧ-импульса на каждый элемент в определенные моменты времени. При этом мощные импульсы передатчика не должны попадать в канал чувствительного приемника.

Отсюда ясны основные требования к переключательным СВЧ-диодам. Они должны с минимальными потерями пропускать СВЧ-мощность в состоянии пропускания и не пропускать – в состоянии запирания, обладать большой допустимой мощностью рассеяния, большим пробивным напряжением, малой собственной емкостью и достаточно большой скоростью переключения.

Обобщенным параметром переключательного диода является критическая частота  $f_{kp}$ , которая характеризует эффективность переключательного диода и определяется по

$$f_{kp} = \frac{1}{2\pi C_{ctr} \sqrt{r_{np} r_{obp}}},$$

формуле: где  $C_{ctr}$  – емкость структуры;  $r_{np}$  – прямое сопротивление потерь (активная составляющая полного сопротивления диода) при определенном прямом токе смещения;  $r_{obp}$  – обратное сопротивление потерь при определенном обратном напряжении смещения.

Для увеличения допустимой мощности рассеяния диода необходимо увеличивать площадь выпрямляющего электрического перехода, что влечет за собой увеличение барьерной емкости. Поэтому большинство переключательных СВЧ-диодов имеет р-i-n-структурную, толщина р-n-перехода которой существенно увеличена из-за наличия между р- и n-областями слоя высокоомного полупроводника с собственной электропроводимостью (рисунок).

Практически р-i-n-структуру для переключательных СВЧ-диодов формируют на исходном кристалле кремния с проводимостью, близкой к собственной, т.е. либо с небольшой концентрацией акцепторов (р -слой), либо с небольшой концентрацией доноров (n -слой). Энергетическая диаграмма, распределение примесей, плотность объемного заряда и электрического поля в р-i-n- и р-p-n-структурах показаны на рисунке. Методы формирования этих структур различны: вплавление и диффузия примесей, эпитаксиальное наращивание, ионное легирование.

Диоды с р-i-n-структурой отличаются меньшей барьерной емкостью, которая к тому же очень слабо зависит от напряжения (особенно при больших концентрациях примесей в р- и n-областях). Практическая независимость емкости структуры от напряжения оказывается важным свойством переключательных диодов, так как изменение емкости с напряжением может вызвать дополнительные частотные искажения полезного сигнала.

Пробивное напряжение диодов с р-i-n-структурой достигает нескольких сотен вольт, что существенно превышает пробивное напряжение диодов с обычным р-n-переходом и с таким же уровнем легирования прилегающих областей.

Для переключательных СВЧ-диодов некоторых марок (2А523А-4 и др.) максимально допустимая мощность, которую может рассеять диод в непрерывном режиме, равна 20 Вт. Такие диоды представляют собой бескорпусные приборы с жесткими выводами – кристаллодержателями – и защитным покрытием. Диаметр их 2 мм, длина 3,6 мм.

Переключательный СВЧ-диод может работать при последовательном и при параллельном включении с линией передачи. В параллельной схеме при прямом смещении диод имеет небольшое сопротивление, шунтирующее линию, и большая часть СВЧ-мощности отражается обратно. Таким образом, при параллельной схеме для переключения СВЧ-тракта используют

разницу в отражении, а не в поглощении. В самом диоде при этом поглощается незначительная часть падающей на него СВЧ-мощности, что позволяет относительно маломощному прибору управлять десятками и сотнями киловатт импульсной СВЧ-мощности.

Недостатками переключательных СВЧ-диодов с p-i-n-структурой является инерционность процесса рассасывания носителей заряда (электронов и дырок) из i-слоя при переключении диода с прямого направления на обратное, так как толщина i-слоя может составлять несколько десятков микрометров, а скорость движения носителей заряда ограничена.

Значительно большую скорость переключения можно получить при использовании диодов Шоттки, изготовленных на основе арсенида галлия. Однако уровень переключаемой СВЧ-мощности при этом на несколько порядков ниже, чем при применении переключательных СВЧ-диодов с p-i-n-структурой.

## 5.5. Биполярные СВЧ транзисторы

Границная частота. Частотные свойства транзисторов обычно характеризуются граничной частотой  $f_{rp}$ , которая связана со временем задержки сигнала  $t$  от эмиттера до коллектора:

$$f_{rp} = 1/2\pi t \quad (5.1)$$

Время задержки

$$t = t_{e,n} + t_b + t_{k,n} + t_k, \quad (5.2)$$

где  $t_{e,n}$  — время зарядки емкости эмиттерного перехода;  $t_b$  — время пролета носителей заряда через базовую область;  $t_{k,n}$  — время задержки в коллекторном переходе, связанное с временем пролета;  $t_k$  — время зарядки емкости коллекторного перехода.

Уменьшение ширины базовой области примерно до 0,1 мкм снижает  $t_b$  до единиц пикосекунд. В этом случае граничная частота в основном будет определяться  $t_{e,n}$  и  $t_{k,n}$ , которые примерно равны 10 пс. Поэтому для увеличения  $f_{rp}$  необходимо выдвигать дополнительные требования: уменьшение емкости эмиттерного перехода  $C_{e,n}$ , ширины коллекторного перехода  $d_k$  и сопротивления коллекторной области  $r_k$ , влияющего на значение  $t_k$ .

Однако требования, предъявляемые к СВЧ транзисторам, противоречивы. Например, повышение концентрации примеси, необходимое для уменьшения ширины коллекторного перехода (уменьшения  $d_k$ ), приводит к росту емкости этого перехода. Уменьшение площади перехода для снижения его емкости будет сопровождаться падением мощности транзистора. Необходимого уменьшения величин  $r_k$  и  $d_k$  можно добиться повышением концентрации примеси, но при этом произойдет сужение коллекторного перехода, увеличится емкость, а кроме того, снизится напряжение пробоя и выходная мощность. Таким образом, повышение граничной частоты биполярного транзистора сопровождается падением мощности и важнейшим ограничением является напряжение пробоя коллекторного перехода, которое зависит и от выбора полупроводникового материала.

Рассмотрим предельный случай, когда граничная частота определяется только временем задержки сигнала в коллекторном переходе  $t_{k,n}$ , т. е.

$$f_{rp} = 1/2\pi t_{k,n} \quad (5.3)$$

Доказано, что  $t_{k,n}$  примерно равно половине времени пролета носителей в коллекторном переходе ( $t_{k,n} \approx t_{np}/2$ ).

Дрейфовая скорость при увеличении напряженности поля сначала возрастает линейно, а затем стремится к предельному значению, называемому скоростью насыщения  $v_h$ . Эта зависимость скорости от напряженности поля объясняется в § 7.1. Скорость  $v_h$  определяется материалом полупроводника и типом носителей заряда (электрон, дырка). Так как дрейфовая скорость носителей в переходе не может превышать значения  $v_h$ , то минимальное время пролета  $t_{np}=d_k/v_h$  а максимальная граничная частота (5.3)

$$f_{rp} = v_h / \pi d_k \quad (5.4)$$

Предположим, что поле  $E$  в переходе однородное, а его значение, соответствующее началу пробоя,  $E_{prob}$ . Тогда напряжение на переходе в начале пробоя  $U_{prob} \approx E_{prob} d_k$  и (6.4) преобразует к виду

$$f_{rp} U_{\text{проб}} \approx E_{\text{проб}} v_n / \pi \quad (5.5)$$

Максимальная напряженность поля  $E_{\text{проб}}$  и  $U_{\text{проб}}$ , связанные между собой, зависят от концентрации примеси и формы перехода. С ростом концентрации  $E_{\text{проб}}$  увеличивается, а  $U_{\text{проб}}$  уменьшается. При увеличении концентрации примеси в резком переходе от  $10^{14}$  до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$   $E_{\text{проб}}$  изменяется в следующих пределах: у германия ( $1,5 - 3,1 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ , у кремния ( $3 - 6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ , а у арсенида галлия ( $3,5 - 6,5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ . Таким образом,  $E_{\text{проб}}$  и  $U_{\text{проб}}$  у Si и GaAs почти одинаково и в 1,5 — 2 раза больше, чем у Ge. Скорость насыщения  $v_n$  для электронов и дырок соответственно в Ge  $6 \cdot 10^6$  и  $8 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ , в Si примерно равны  $10^7 \text{ см/с}$ , в GaAs — около  $9 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ . Произведение (5.5) составит для Ge, Si и GaAs примерно 200, 400 и 450 ГГц·В соответственно. Эти результаты можно заменить одним условием, ограничивающим частоту  $f_{rp}$ :

$$f_{rp} U_{\text{проб}} \leq 200 \text{ ГГц} \cdot \text{В.}$$

При минимальном напряжении пробоя 2 В частота  $f_{rp} \approx 100 \text{ ГГц}$ . Однако этот результат не может быть получен, так как в переходе значение поля не постоянно, а скорость не везде равна скорости насыщения. Кроме того, существуют конструктивные и технологические ограничения. Поэтому считают, что  $f_{rp,\max} \approx 20 \text{ ГГц}$ .

Влияние уровня инжекции на граничную частоту. На пути создания транзисторов с узкой базой имеются ограничения, связанные с большой плотностью тока в мощных транзисторах.

Одно из них состоит в том, что при большой плотности тока эмиттера возрастает напряжение, создаваемое базовым током на сопротивлении узкой базовой области (рис. 5.4). Если базовый электрод окружает эмиттер, то прямое напряжение на переходе в центре эмиттера, расстояние  $l$  от которого до базового электрода наибольшее (базовое сопротивление максимально), оказывается меньше, чем на периферии эмиттера. Поэтому ток в переходе будет существовать по периметру (эффект оттеснения тока эмиттера к периферии эмиттера). В этом случае площадь эмиттера используется неэффективно, в то время как емкость перехода определяется полной площадью. Таким образом, в мощных транзисторах целесообразно использовать очень узкие эмиттеры с большим общим периметром. Ширина эмиттерных полосок при плотности тока примерно  $1000 \text{ А/см}^2$  выбирается порядка нескольких микрометров.

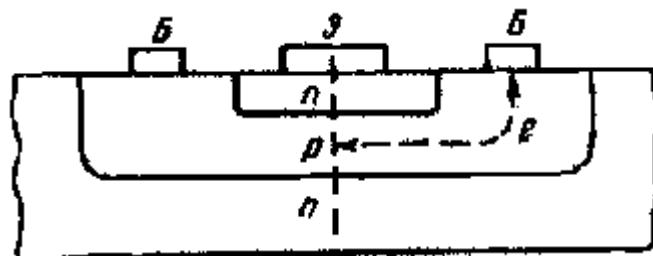


Рис. 5.4

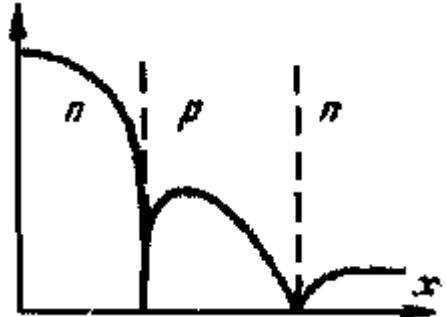


Рис. 5.5

Еще одним ограничением при создании узкой базы в транзисторах с большой плотностью тока является смещение границы базовой области в сторону коллекторной области. При большой плотности тока в pnp-транзисторе концентрация дырок в коллекторном переходе становится сравнимой с концентрациями донорной и акцепторной примесей. В сечении, где распределение объемного заряда в переходе проходило ранее через нуль, теперь будет существовать положительный заряд дырок. Это означает, что весь коллекторный 'переход сместился в сторону коллекторной области, т. е. увеличилась ширина базовой области.

Последнее приводит к росту рекомбинации инжектированных дырок в базовой области, снижению коэффициента передачи тока и уменьшению граничной частоты  $f_{rp}$  вследствие роста времени пролета носителей в базовой области.

При большой плотности тока приходится также учитывать влияние сопротивления коллекторной области, так как обычно последняя является высокоомной и изготавливается путем эпитаксиального наращивания п-слоя на низкоомной подложке (п<sup>+</sup>-область). На рис. 6.5 показано типичное распределение концентрации основных носителей заряда в транзисторе с высокоомной коллекторной областью, которая необходима для уменьшения емкости коллекторного перехода и повышения напряжения пробоя. Однако с ростом коллекторного тока увеличивается падение напряжения на сопротивлении эпитаксиальной коллекторной п-области и напряжение на самом переходе уменьшается. Это вызовет уменьшение ширины коллекторного перехода, т. е. нежелательное расширение базовой области. При некотором токе коллектора напряжение на переходе пройдет через нулевое значение и транзистор из активного (усилительного) режима перейдет в режим насыщения.

Технологические ограничения. Формула (5.5) устанавливает для граничной частоты теоретический предел, который пока не достигнут. При выборе полупроводникового материала предпочтение отдается кремнию по технологическим соображениям. Главное преимущество кремния состоит в том, что появляющаяся на нем двуокись кремния может использоваться как маска в процессе диффузии примесей или как изолирующее диэлектрическое покрытие. Окислы германия и арсенида галлия менее стабильны, чем двуокись кремния.

Важными электрофизическими свойствами полупроводников, определяющими параметры транзистора, являются подвижность электронов и дырок, диэлектрическая постоянная и теплопроводность. Подвижность определяет время пролета носителей, в базе и сопротивления областей базы и коллектора. Чем меньше эти величины, тем выше коэффициент усиления и меньше коэффициент шума транзистора на СВЧ.

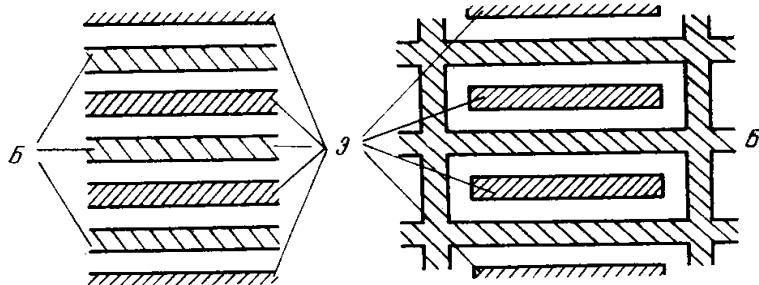
В GaAs подвижность электродов примерно в 4 раза больше, чем в кремнии, и поэтому GaAs является более предпочтительным материалом. Однако из-за технологических трудностей он не получил применения в биполярных транзисторах.

Диэлектрическая постоянная, влияющая на емкость переходов составляет для кремния, арсенида галлия и германия 11,7; 11,1 и 16 соответственно. Но по теплопроводности кремний в 2 раза превосходит GaAs и поэтому обычно используется для изготовления мощных транзисторов.

Сравнивая же кремний и германий, следует отметить такие преимущества кремния, как более высокая скорость насыщения электронов и большая напряженность поля пробоя.

Технология изготовления приборов на основе кремния хорошо разработана и позволяет создавать СВЧ транзисторы с высоким процентом выхода годных и с хорошей надежностью. Глубину диффузии примесей (мышьяка, фосфора и бора) в кремнии можно контролировать при планарной технологии с точностью 0,1 мкм, а достижимые на практике уровни легирования оказались особенно удобными для создания кремниевых пр-транзисторов.

Выполняются СВЧ транзисторы по планарной технологии таким образом, чтобы отношение периметра эмиттера к его площади было наибольшим. Последнее достигается в транзисторе с гребенчатой и многоэмиттерной структурами и в многоструктурных транзисторах. В гребенчатой структуре (рис. 6.6 а) чередуются эмиттерные и базовые области, имеющие форму узких полосок. В многоэмиттерной структуре (рис. 6.6 б) вместо каждой эмиттерной полосковой области используется ряд небольших прямоугольных эмиттеров, соединенных металлическими полосками. Между эмиттерами находятся полосковые выводы от общей базовой области. Применяются также многоструктурные транзисторы, которые по существу являются объединением ряда многоэмиттерных или гребенчатых секций.



а) б)

Рис. 5.6

Отношение периметра к площади эмиттера с гребенчатой структурой доходит до 250 мм/мм<sup>2</sup>. Дальнейшее увеличение отношения требует изготовления полосок с шириной менее 1 мкм.

Для СВЧ транзисторов большое значение имеет точность воспроизведения элементов — ширины эмиттерных полосок, расстояния между эмиттерными и базовыми полосками, коллекторных площадок. Максимальная разрешающая способность при фотолитографии соответствует получению ширины эмиттерных полосок 1 мкм. Для воспроизведения меньших размеров следует применять электронно-лучевую литографию. Вследствие меньшей длины волны электронного излучения можно получить полоски и промежутки с разрешением 0,1 мкм, что позволяет повысить рабочую частоту транзистора.

Для мощных СВЧ транзисторов важной является задача равномерного распределения тока и теплоотвода. В этих транзисторах наблюдается вторичный пробой (первичным называют пробой коллекторного перехода при обратном напряжении эмиттерного перехода) - Вторичный пробой может следовать за первичным, но может возникать самостоятельно при прямом включении эмиттерного перехода.

Вторичный пробой коллекторного перехода связан с перераспределением тока в сечении прибора и его концентрацией в локальных областях. Вторичный пробой характеризуется резким увеличением коллекторного тока и, как правило, приводит к выходу прибора из строя из-за образования локальных областей перегрева. В случае прямого включения эмиттерного перехода перераспределение тока может быть связано с оттеснением тока эмиттера к периферии, с неравномерностью инжеクции, вызванной неодинакостью падения напряжения на различных эмиттерных полосках или наличием дефектов структуры.

Применение гребенчатой и многоэмиттерной структур обеспечивает и равномерность распределения тока. Однако для улучшения равномерности последовательно с полосковыми эмиттерами в гребенчатой структуре или полосками в многоэмиттерной структуре включаются резисторы, ограничивающие ток при прямом включении эмиттерного перехода. Для борьбы со вторичным пробоем при обратном включении эмиттерного перехода следует затруднить развитие первичного (лавинного) пробоя коллекторного перехода. С этой целью эпитаксиальный высокомоментный слой коллекторной области делают достаточно толстым. Следует также снижать тепловое сопротивление участка коллекторного перехода – корпус.

Параметры биполярных СВЧ транзисторов. Основными параметрами являются рабочая частота, коэффициент усиления по мощности, выходная мощность, КПД и коэффициент шума. При этом коэффициент шума важен только для маломощных (малошумящих) транзисторов, а КПД — для мощных СВЧ транзисторов.

На граничной частоте  $f_{rp}$ , при которой коэффициент передач по току в схеме с общим эмиттером равен единице, имеется еще значительное усиление по мощности. Поэтому дополнительно используется характеристическая частота  $f_{max}$  — максимальная частота генерации, на которой коэффициент усиления по мощности равен единице при условии компенсации действия внутренней обратной связи (без внесения потерь) и согласования на входе и выходе. В этом случае:

$$f_{max} = \sqrt{\alpha_0 f_{zp} / 8\pi r'_B C_k} \quad (5.6)$$

где  $r'_b$  — объемное сопротивление базы;  $C_k$  — емкость коллекторного перехода;  $\alpha_0$  — коэффициент передачи тока эмиттера ( $h_{216}$ ).

Если ширины эмиттерных, базовых полосок и промежутков между ними одинаковы и равны  $s$ , длина  $l$ , а удельные (на единицу площади) сопротивление базы  $r_0$  и емкость коллектора  $C_0$ , то  $r'_b \approx r_0 s/l$ ,  $C_k \approx C_0 s l$ . Поэтому (5.6) приводится к виду:

$$f_{\max} \approx \frac{1}{s} \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{sp}}{8\pi r_0 C_0}}$$

Следовательно,  $f_{\max}$  увеличивается с уменьшением размера  $s$ . Это подтверждает необходимость уменьшения ширины полосок и зазоров в транзисторных структурах.

Зависимость коэффициента шума от частоты показана рис. 5.7 горизонтальный участок кривой объясняется в основном тепловыми шумами объемного сопротивления базы  $r'_b$ . Чем выше граничная частота транзистора  $f_{sp}$ , тем протяженней участок кривой с наименьшим коэффициентом шума. Коэффициент шума зависит также от сопротивления источника сигнала, при этом существует оптимальное сопротивление при котором  $K_w$  достигает минимального значения. Существует также оптимальное значение тока эмиттера. Следует отметить, что условия, при которых коэффициент шума имеет минимальное значение, могут не совпадать с условиями получения максимального коэффициента усиления.

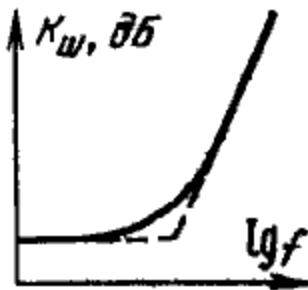


Рис. 5.7

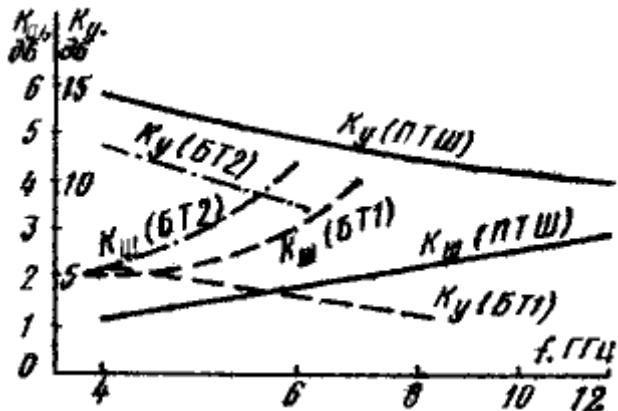


Рис. 5.8

На рис. 5.8 приведены для различных частот значения коэффициентов усиления  $K_u$  и шума  $K_w$  маломощных биполярных транзисторов с минимальным коэффициентом шума (БТ1) и с максимальным коэффициентом усиления (БТ2). В диапазоне частот 4 — 8 ГГц  $K_{w\min}=2\div 4$  дБ, а  $K_{u\max}=5\div 3$  дБ. Усилители на малошумящих биполярных транзисторах конкурируют с малошумящими ЛВВ и превосходят последние по шумовым свойствам, габаритам, массе и долговечности.

Выходная мощность мощных биполярных транзисторов при переходе от 1 до 4 ГГц падает от 35 — 40 до 5 Вт. Коэффициенты усиления в этом диапазоне составляют 10 — 5 дБ.

Применение в транзисторных СВЧ генераторах варикапов или ферритовых элементов для электрической перестройки частоты позволяет заменять ими лампы обратной волны. Генераторы с варикапами обладают большой скоростью, но малой линейностью перестройки,

например  $\pm 10\%$ . Если в качестве феррита используется железо-иттриевый гранат (ЖИГ), то линейность перестройки высокая (примерно  $\pm 0,3\%$ ), но скорость перестройки мала. Диапазон электрической перестройки частоты транзисторных СВЧ генераторов достигает октавы.

## 5.6. Полевые СВЧ транзисторы

В последние годы возросла роль полевых транзисторов в СВЧ диапазоне, но сравнению с биполярными транзисторами в связи с разработкой полевых транзисторов с барьером Шотки на арсениде галлия. Устройство такого транзистора показано на рис. 5.9. Затвор представляет собой барьер Шотки, изготовленный на эпитаксиальной пленке из арсенида галлия  $n$ -типа. Пленка выращивается на полуизолирующей подложке из того же материала. Затвор, расположенный между истоком и стоком, имеет обычно конфигурацию замкнутого кольца или квадрата. Характерные размеры: ширина затвора 0,2 – 2 мм, длина затвора 0,5 – 2 мкм, толщина эпитаксиальной пленки 0,15 – 0,5 мкм.

Для получения омических контактов истока и стока используются сплавы на основе золота и серебра с соответствующими легирующими добавками. Барьер Шотки получают нанесением металлов (платина, хром, никель, молибден и др.) или сплавов.

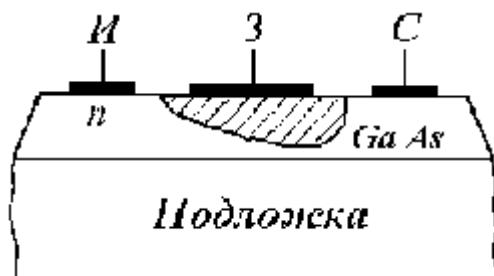


Рис. 5.9

Резкое улучшение частотных свойств полевых транзисторов произошло благодаря применению арсенида галлия с высокой подвижностью электронов, уменьшению длины затвора до 1 мкм и использованию более тонких и более высоколегированных эпитаксиальных пленок арсенида галлия.

Для транзисторов с малой длиной канала частота  $f_{max}$ , на которой коэффициент усиления по мощности равен единице, определяется минимально возможным значением времени пролета  $t_{min}$ , т. е.

$$f_{max} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot t_{min}}$$

(5.7) Значение  $t_{min}$  соответствует максимальной скорости носителей –

$$f_{max} = \beta_n \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot L}$$

скорости насыщения  $v_n$ , поэтому при длине канала  $L = t_{min} / v_n$ , а из (5.6)

следовательно, GaAs, имеющий большее значение  $v_n$ , чем у кремния и германия, является предпочтительным материалом для изготовления полевых транзисторов.

Уменьшение длины затвора приводит к уменьшению времени пролета электронов в канале и к снижению емкости затвора. Эта емкость может быть также уменьшена изготовлением полуизолирующего слоя между затвором и эпитаксиальной пленкой арсенида галлия (каналом).

Важным направлением в разработке маломощных полевых транзисторов с барьером Шотки на арсениде галлия является снижение коэффициента шума. Основные источники шума в этом транзисторе — тепловой шум в канале, индуцированный шум затвора и шум паразитных (пассивных) элементов. Тепловой шум в канале — это тепловой шум сопротивления проводящей части канала. Индуцированный шум затвора является следствием шума в канале, так как любая флюктуация потенциала в канале вызывает флюктуацию напряжения между затвором и каналом. Эти шумы при коротких каналах сильно коррелированы (коэффициент корреляции близок к единице). Шумы пассивных элементов связаны с сопротивлением затвора и истока и по своей природе тепловые. Так как шумы в активной

области полевых транзисторов с барьером Шотки очень малы, то шумы пассивных элементов дают больший относительный вклад в общий шум, чем в биполярных транзисторах.

Особенностью полевых транзисторов является большое различие сопротивлений источника сигнала, необходимых для получения максимального коэффициента усиления и минимального коэффициента шума. Это приводит к тому, что при минимальном коэффициенте шума коэффициент усиления примерно в 2 раза меньше максимально возможного. Однако в этом случае коэффициент усиления еще достаточно велик (8 – 15 дБ). Необходимо отметить, что существует также трудность согласования полевого транзистора со стандартным СВЧ трактом, особенно на частотах ниже 1 – 2 ГГц. В связи с этим приходится увеличивать ширину затвора, хотя последнее и приводит к увеличению емкости и сопротивления металлизации затвора.

Существуют полевые транзисторы с коэффициентом шума  $K_{\text{ш}}=3,7$  дБ и усиления  $K_y=12,8$  дБ на частоте 10 ГГц. Длина затвора этих транзисторов 0,5 мкм, а ширина 200 мкм. Имеются приборы, у которых  $K_{\text{ш}}=2,6$  дБ на частоте 4 ГГц (длина затвора 1,5 мкм, ширина – 1,8 мм).

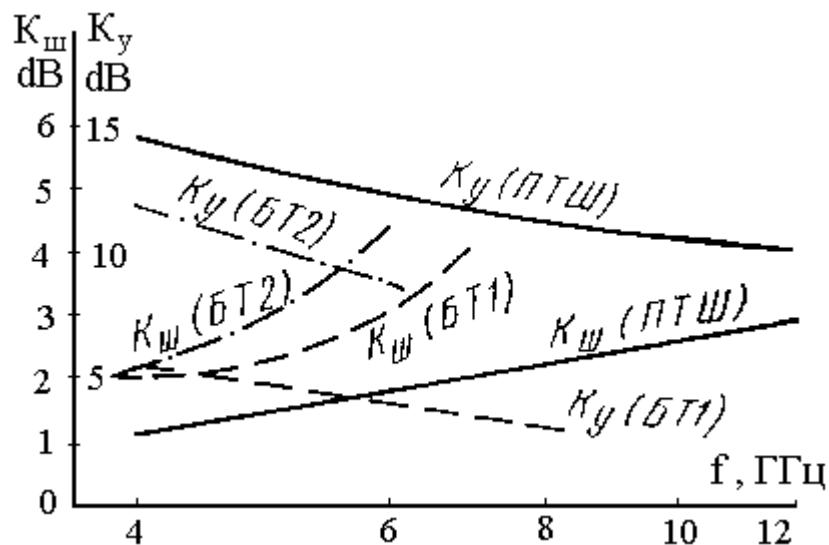


Рис. 5.10

На рис. 5.10 сравниваются коэффициенты усиления  $K_y$  и шума  $K_{\text{ш}}$  полевых транзисторов с барьером Шотки (ПТБШ) и биполярных транзисторов с минимальным коэффициентом шума (БТ1) и максимальным коэффициентом усиления (БТ2).

Для мощных полевых транзисторов требование низкого уровня шума не существенно. Применение арсенида галлия с большой шириной запрещенной зоны (1,4 эВ) позволяет повысить рабочую температуру вплоть до 350°C.

В мощных полевых транзисторах необходимо обеспечить высокое напряжение пробоя затвора, низкоомные контакты истока и стока, а также возможно большее значение периметра истока.

Повышение напряжения пробоя достигается использованием умеренного легирования области канала:  $(2 - 4) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а также созданием области повышенного сопротивления между затвором и стоком без ухудшения крутизны транзистора. Низкоомные контакты истока и стока получаются путем вплавления пленок золото–германий или созданием низкоомных эпитаксиальных областей ( $n^+$ -области). Увеличение периметра истока возможно в результате изготовления многоканальных структур с несколькими контактными площадками затвора, так как обычное увеличение длины истока и затвора ухудшает параметры полевого транзистора из-за роста сопротивления металлизации контактов. Существуют сетчатые и гребенчатые затворы, подобно тому, как это делается в биполярных СВЧ транзисторах.

Применение многоканальных структур обеспечивает повышение мощности полевых транзисторов. Созданы варианты мощных многоканальных полевых транзисторов с управляемым р–п–переходом с горизонтальной и вертикальной структурами. В транзисторах с горизонтальной структурой каналы располагаются параллельно полупроводниковой

подложке, как на рис. 1, а в транзисторах с вертикальной структурой они перпендикулярны плоскости подложки.

Мощность полевых транзисторов на арсениде галлия с барьером Шотки уже превышает мощность биполярных транзисторов: 1,6 Вт и КПД 45% на частоте 8 ГГц. Ожидается, что в трехсантиметровом диапазоне волн будет получена мощность 10 Вт. Эти транзисторы становятся конкурентами с ЛБВ, имея перед последними преимущество в габаритах, КПД и простоте источников питания.

Наибольшее применение полевые транзисторы на GaAs с барьером Шотки нашли в малошумящих СВЧ усилителях. В диапазоне 4 – 20 ГГц они являются лучшими по шумовым и усилительным характеристикам, чем другие приборы того же назначения. Большой динамический диапазон и хорошие шумовые характеристики позволяют использовать их в смесителях. В последнее время наметилась тенденция к широкому внедрению полевых транзисторов с барьером Шотки в усилителях, предназначенных для замены ламп бегущей волны и в параметрических усилителях. Низкий коэффициент шума, малая пульсация коэффициента усиления (0,05 дБ на 10 МГц), небольшие изменения групповой задержки этих транзисторов позволяют произвести замену ЛБВ в телевизионной системе с частотной модуляцией.

В последнее время значительный интерес проявляется к охлаждаемым усилителям на полевых транзисторах из GaAs с барьером Шотки. Так как шумы в этих приборах в основном имеют тепловую природу, то охлаждение приводит к существенному уменьшению коэффициента шума. При этом, в отличие от биполярных транзисторов, коэффициент усиления увеличивается. Трехкаскадный усилитель для спутниковой связи США в диапазоне 11,7–12,2 ГГц имеет при комнатной температуре коэффициент шума 5,3 дБ, а коэффициент усиления 18 дБ. Охлаждение усилителя до 40 К снижает  $K_u$  до 1,6 дБ и увеличивает  $K_y$  до 31 дБ, что сравнимо с параметрами неохлаждаемых параметрических усилителей.

Малошумящие усилители на полевых транзисторах из GaAs с барьером Шотки по сравнению с параметрическими усилителями характеризуются простотой настройки, высоким постоянством усиления, большой мощностью насыщения.

## 6. Лавинно-пролетные диоды (ЛПД)

### 6.1. Лавинное умножение носителей заряда

Зависимость дрейфовой скорости от поля. Для последующего рассмотрения полупроводниковых приборов необходимо знать зависимость направленной скорости носителей (дрейфовой скорости) от напряженности электрического поля для кремния и германия. Эта зависимость  $v_{dr}(E)$  показана на рис. 6.1.

Дрейфовая скорость связана с напряженностью поля  $E$  соотношением

$$v_{dr}(E) = \mu E \quad (6.1)$$

где  $\mu$  — подвижность носителей, пропорциональная среднему времени пробега, носителей между двумя последовательными соударениями с атомами кристаллической решетки.

Чем больше время пробега  $t$ , тем большую скорость направленного движения приобретет носитель в том же электрическом поле. В слабых электрических полях скорость направленного движения много меньше тепловой скорости, поэтому среднее время пробега определяется тепловой скоростью и от напряженности поля практически не зависит. В этом приближении подвижность носителей также не зависит  $E$ , т.е. в (6.1) дрейфовая скорость пропорциональна  $E$  (начальный участок на рис. 6.1). Напряженность  $E$  определяет прибавку энергии носителя к тепловой энергии при термодинамическом равновесии, когда поле отсутствует. Поэтому линейный начальный участок означает также, что дрейфовая скорость пропорциональна разности полной энергии при наличии поля и тепловой энергии носителей при его отсутствии.

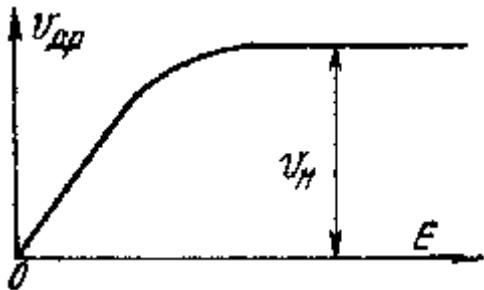


Рис. 6.1

Когда с ростом  $E$  скорость  $v_{dp}$  станет сравнимой с тепловой скоростью, время пробега заметно уменьшается, так как длина побега определяется кристаллической решеткой и остается неизменной. Это означает уменьшение подвижности носителей и нарушение в (6.1) пропорциональности между скоростью и напряженностью поля. При больших полях на кривой  $v_{dp}(E)$  появляется участок насыщения. Для объяснения насыщения скорости предполагают, что в сильном поле независимо от его величины носитель заряда при любом соударении с кристаллической решеткой теряет одну и ту же энергию  $\Delta E$ . Тогда за 1 с, в течение которой происходит  $1/t$  соударений, потеря энергии составит  $\Delta E/t$ . Так как рассматривается стационарное состояние, то эта потеря энергии должна восполняться за счет работы силы электрического поля  $F_{el} = eE$  на пути, который за 1 с численно равен дрейфовой скорости, т. е.

$$\Delta E/t = eEv_{dp}. \quad (6.2)$$

кроме этого должен выполняться закон сохранения импульса (количества движения)

$$F_{el} t = m v_{dp} \quad (6.3)$$

Из (7.2) и (7.3) следует, что

$$v_{dp} = \sqrt{\Delta E / m}.$$

Таким образом, если в сильном поле  $\Delta E$  от поля не зависит, то дрейфовая скорость также не зависит от него. Это предельное значение дрейфовой скорости называют *скоростью насыщения*  $v_n$ . Значение  $v_n$  зависит от полупроводникового материала и типа носителя (электрон, дырка) и составляет примерно  $10^7$  см/с.

**Ударная ионизация.** Если энергия движущихся в электрическом поле носителей заряда превысит некоторое определенное значение, начнется ударная ионизация: соударение носителя с нейтральным атомом кристаллической структуры приводит к образованию пары новых носителей — электрона и дырки.

Для количественной характеристики этого процесса вводят *коэффициенты ионизации*  $a_n$  и  $a_p$  для электронов и дырок — число электронно-дырочных пар, создаваемых на единице пути (1 см) электроном и дыркой соответственно. Коэффициенты  $a_n$  и  $a_p$  сильно зависят от напряженности поля. Ударная ионизация наблюдается при большой напряженности электрического поля ( $E > 10^5$  В/см). Зависимость  $a_n$  и  $a_p$  от напряженности поля для германия, кремния и арсенида галлия показана на рис. 6.2. Увеличение напряженности поля в 2—3 раза может привести к росту коэффициентов ионизации на четыре-пять порядков. В рассматриваемой области значений напряженности поля зависимость  $a_n$  и  $a_p$  от  $E$  может быть представлена степенной функцией с показателем, лежащим в пределах от 3 до 9 в зависимости от материала и типа носителей. Для арсенида галлия коэффициенты примерно одинаковы ( $a_n \approx a_p$ ). У кремния и германия  $a_n \neq a_p$ . В дальнейшем для упрощения рассмотрения будем принимать их равными ( $a_n = a_p = a$ ).

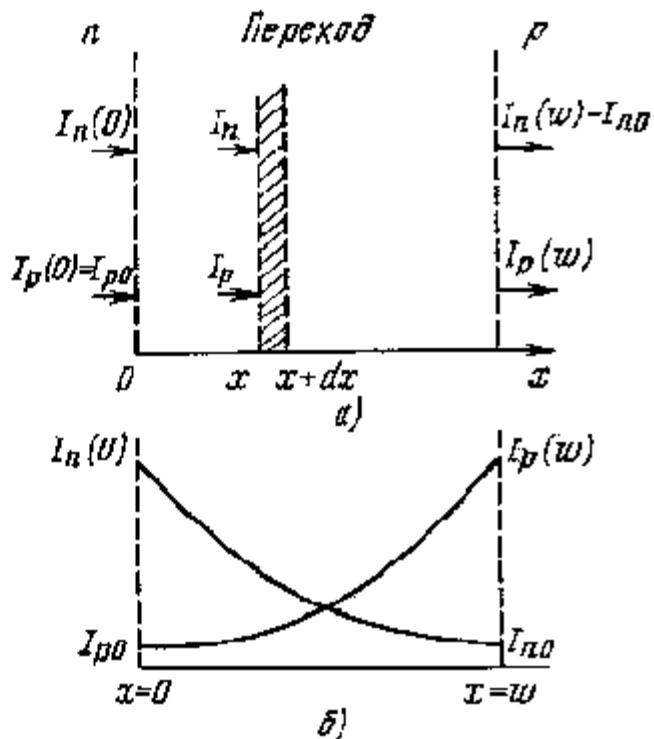
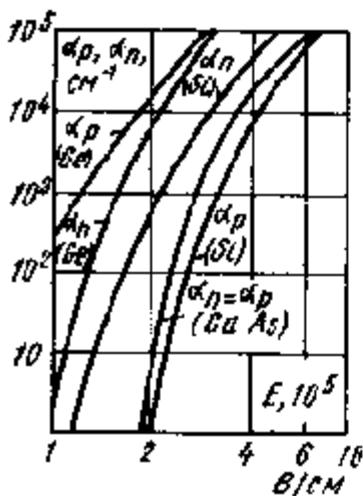


Рис. 6.2 Рис. 6.3

Лавинное умножение носителей в р-п-переходе. В полупроводниковых диодах ударная ионизация может происходить в области р-п-перехода, если в ней создана достаточно большая напряженность поля. С этим явлением связан резкий рост обратного тока перехода, называемый **лавинным пробоем**.

Ток через переход при обратном напряжении вызван движением неосновных носителей. Дырки, экстрагированные из п-области, двигаются в переходе по направлению к р-области, а электроны, экстрагированные из р-области, перемещаются через переход в п-область. Пусть начальный дырочный ток на левой границе перехода ( $x = 0$ )  $I_{p0}$ , а начальный электронный ток на правой границе ( $x = \omega$ )  $I_{n0}$  (рис. 6.3, а). Вследствие ударной ионизации число двигающихся дырок растет слева направо, а электронов — в противоположном направлении. Соответственно в этих направлениях возрастают дырочная и электронные составляющие тока.

Пусть  $I_p$  и  $I_n$  дырочный и электронный токи в произвольном сечении  $x$ . В слой  $dx$  в этом сечении за 1 с слева входит  $I_p/e$  дырок, а справа  $I_n/e$  электронов ( $e$  — заряд электрона). Каждый носитель, проходя слой  $dx$ , создает  $a dx$  пар носителей (электрон—дырка), если считать коэффициенты ионизации электронов и дырок равными. Поэтому прирост числа дырок на длине  $dx$

$$dI_p/e = (I_p/e) a dx + (I_n/e) a dx = (I/e) a dx. \quad (6.4)$$

где

$$I = I_p + I_n \quad (6.5)$$

— суммарный (полный) ток в переходе, не зависящий от координаты. Тогда из (6.4) приращение дырочного тока в слое

$dI_p = a I dx$ . (6.6) Аналогично прирост электронного тока с уменьшением координаты  $x$

$$dI_n = -a I dx. \quad (6.7)$$

Рассмотрим несимметричный р-п-переход, в котором концентрация акцепторов много меньше концентрации доноров. Концентрация неосновных носителей обратно пропорциональна концентрации примеси, поэтому начальный дырочный ток будет много больше начального электронного тока ( $I_{p0} \gg I_{n0}$ ). В этом случае можно считать, что лавинное умножение вызвано дырками, приходящими из п-области. Интегрируя (6.6) в пределах от  $x=0$  до  $x=\omega$  и используя граничные значения токов  $I_{p0}$  и  $I_p(\omega)$  получим

$$I_p(\omega) - I_{p0} = i \int_0^\omega a dx. \quad (6.8)$$

Полный ток  $I$  вынесен за знак интеграла, так как он не зависит от координаты. Вследствие лавинного умножения  $I_p(\omega) > I_{p0}$ .

В рассматриваемом случае  $I_{p0} \gg I_{n0}$ , поэтому  $I_p(\omega) \gg I_{n0}$  и найденный в сечении  $x=\omega$  полный ток  $I = I_p(\omega) + I_{n0} \approx I_p(\omega)$ .

Подставляя в (6.8)  $I$  вместо  $I_p(\omega)$ , получим

$$1 - \frac{I_{p0}}{I} = \int_0^\omega a dx.$$

или

$$1 - \frac{1}{M_p} = \int_0^\omega a dx. \quad (6.9)$$

где

$$M_p = I / I_p \quad (6.10)$$

—коэффициент лавинного умножения, если процесс умножения в переходе начинается дырками.

Аналогично можно ввести  $M_n = I / I_n$ , если процесс умножения начинают электроны (случай  $I_{n0} \gg I_{p0}$ ).

Лавинный пробой. Принято считать, что лавинный пробой наступает при таком обратном напряжении на переходе, когда коэффициент лавинного умножения обращается в бесконечность. Если начало лавинного умножения вызвано дырками ( $I_{p0} \gg I_{n0}$ ), то условие лавинного пробоя можно найти из (6.9), считая,  $M_p \rightarrow \infty$ . Это возможно при

$$\int_0^\omega a dx = 1. \quad (6.11)$$

Условие (6.11) имеет простой физический смысл: для возникновения лавинного пробоя необходимо, чтобы каждый электрон и каждая дырка, вошедшие в переход и возникающие в переходе создавали в среднем по одной электронно-дырочной паре. Если  $a_p \neq a_n$ , то носители, имеющие больший коэффициент ионизации должны создавать при прохождении перехода в среднем более одной пары, чтобы скомпенсировать уменьшение коэффициента ионизации носителей другого типа.

Коэффициент  $a$  зависит от напряженности поля, распределение которого в переходе можно найти из решения уравнения Пуассона, считая напряженность поля на границах перехода нулевой. Тогда в (6.11) неизвестным будет только ширина перехода  $\omega$ . Следовательно, можно определить ширину перехода, при которой наступит лавинный пробой, а затем по известному распределению напряженности пробоя вычислить напряжение пробоя.

## 6.2. Пролетный режим работы ЛПД

Принцип работы ЛПД с  $n+-p-i-p+$ -структурой. Этот режим работы диода основан на использовании лавинного пробоя и пролетного эффекта носителей в обедненной области различных полупроводниковых структур. Распределение поля в этой области, определяющее физические процессы в диоде, зависит от структуры и закона распределения концентрации примесей в областях структуры. Ниже будет рассмотрена  $n+-p-i-p+$ -структурой (диод Рида), так как физические процессы в этом диоде наиболее четко разделены (рис. 6.4, а).

Распределение концентрации примесей в областях структуры показано на рис. 6.4, б. Концентрация примеси в крайних областях  $p+$  и  $n+$  много больше, чем в  $p$ -области; по концентрации носителей  $i$ -область близка к собственному полупроводнику. Напряженность  $E$  – линейно уменьшается в  $p$ -области и остается постоянной в  $i$ -области (рис. 6.4, в).

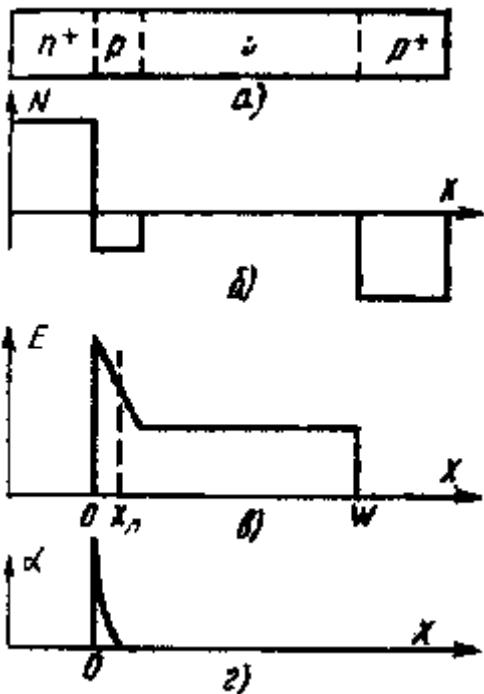


Рис. 6.4

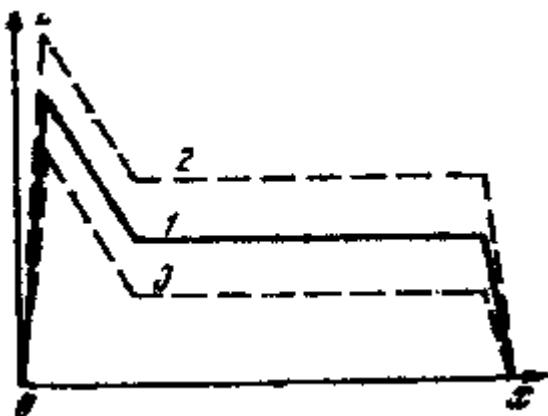


Рис. 6.5

Вследствие сильной зависимости от напряженности поля коэффициенты ионизации  $a_n$  и  $a_p$  будут изменяться по направлению  $x$  более резко, чем  $E$  (рис. 6.4 г). Зависимость  $a(x)$  располагается в пределах  $p$ -области. Для упрощения принято  $a_n=a_p=a$ . Условие лавинного пробоя (6.11) означает равенство единице площади кривой  $a(x)$ . Слой умножения, где возможно лавинное умножение носителей, очень узкий и находится в основном справа от сечения  $x=0$ , в котором напряженность поля максимальна. Левая граница слоя приблизительно совпадает с сечением  $x=0$ . За правую границу условно примем координату  $x_n$  так, чтобы на участке  $0 - x_n$  практически закончилось лавинное умножение. Часть структуры от  $x_n$  до границы  $p+$ -области называют *слоем дрейфа*. В этой части прибора нет лавинного умножения, но напряженность поля еще достаточно велика, чтобы дрейфовая скорость носителей была равна скорости насыщения  $v_n$  (см. рис. 6.1)

В условиях генерации или усиления колебаний на ЛПД кроме постоянного напряжения имеется синусоидальное. Поэтому к напряженности поля  $E$  в статическом режиме, показанной на рис. 6.4, в добавляется синусоидально изменяющаяся во времени напряженность ноля  $E(t)$ . Если пренебречь влиянием объема заряда, то напряженность переменного поля будет одинаковой во всех точках слоев умножения и дрейфа. В этом случае в данный момент времени отклонение от статического значения поля не будет зависеть в этих слоях от координаты  $x$ . На рис. 6.5 сплошная линия 1 показывает распределение напряженности поля

в статическом режиме (или когда переменное поле проходит через нулевое значение), а пунктирные линии соответствуют максимальным 2 и минимальным 3 значениям результирующей напряженности поля, наступающим при амплитудных значениях синусоидальной напряженности поля  $E(t)$ .

Возможность усиления в ЛПД объясним с помощью пространственно-временной диаграммы (рис. 6.6).

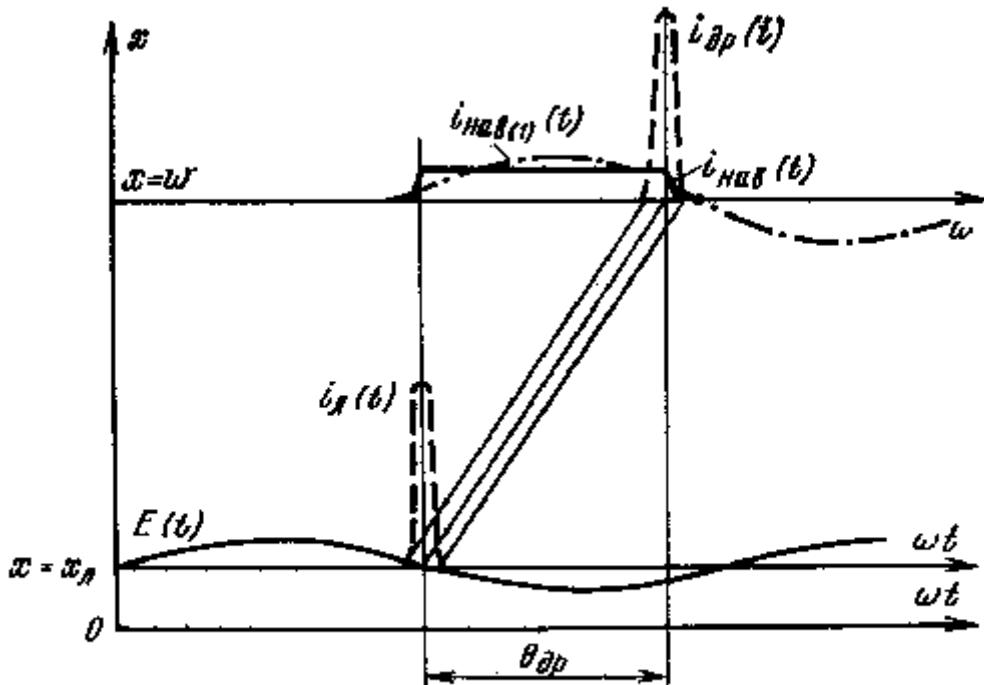


Рис. 6.6

Напряженность синусоидального во времени поля  $E(t)$  существует во всем пространстве от  $x=0$  до  $x=w$ , но на рисунке она изображена при  $x=x_n$ , соответствующем началу слоя дрейфа. Позже будет объяснено, что при большой амплитуде напряженности поля лавинный процесс приводит к образованию короткого сгустка носителей, запаздывающего на четверть периода от максимума поля. Этому сгустку соответствует короткий импульс лавинного тока  $i_{dr}(t)$  на границе  $x=x_n$  между слоями умножения и дрейфа. Далее носители сгустка двигаются в электрическом поле слоя дрейфа, пока не достигнут его граници  $x=w$  при угле пролета  $\theta_{dp}$ . Пространственно-временная диаграмма для слоя дрейфа изображена на 7.6 прямыми линиями, так как дрейфовая скорость носителей постоянна

#### 6.4. Особенности устройства и применения ЛПД

Для изготовления ЛПД используют кремний, германий и арсенид галлия. Требуемую структуру получают методами эпитаксиального наращивания, диффузии и ионного легирования.

Для создания ЛПД миллиметрового диапазона применяют *метод ионного легирования* — получение необходимого закона распределения примесей бомбардировкой полупроводника ионами, ускоренными до высокой энергии (десятки-сотни килоэлектронвольт). Этот метод позволяет легко контролировать закон распределения и концентрацию примеси и создавать очень узкие переходы (десяти доли микрометра). При этом появляется возможность получения при очень узких переходах так называемых двухпролетных ЛПД миллиметрового диапазона. Одновременное использование эффекта пролета электронов и дырок возникающих в общем слое умножения, приводит к росту выходной мощности и КПД примерно в 2 раза.

В непрерывном режиме мощность ЛПД в трехсанитметровом диапазоне составляет 1—3,5 Вт при КПД до 20%, а в двухсанитметровом 1—2,5 Вт при КПД до 17%. В лабораторном образце достигнута мощность 5 Вт на частоте 12,4 ГГц при КПД 20%. В импульсном режиме при  $\lambda=3$  см получены мощность от 15 до 50 Вт и КПД 10%, на частотах 33—36 ГГц соответственно 5 Вт и 7%, а в диапазоне 93—96 ГГц 1 Вт и 5%.

В последнее время ЛПД широко применяются для создания СВЧ усилителей. Диод является активным двухполюсником, т. е. двухполюсником с отрицательным дифференциальным (динамическим) сопротивлением. Поэтому в усилителе применяется циркулятор, обеспечивающий разделение входного и выходного сигналов (см. рис. 6.12).

В пролетном режиме ЛПД отрицательное сопротивление существует в широкой области рабочих частот. Поэтому частоту генерации в генераторах на ЛПД можно изменять в пределах более октавы механической перестройкой колебательной системы. Широко используют также электрическую перестройку частоты, включая в колебательную систему СВЧ варикап или ферритовые элементы. В первом случае диапазон перестройки обычно невелик, а во втором — достигает 10%. Температурный коэффициент частоты генератора зависит от изменения как параметров диода, так и колебательной системы. Для одноконтурного генератора  $T\Delta f \approx \pm 10^4$  1/°C может быть снижен в результате принятия специальных мер.

Высокий уровень шума ЛПД позволяет использовать их для создания генераторов шума СВЧ диапазона. Эти генераторы очень просты, имеют большую спектральную плотность мощности шума, низкую потребляемую мощность, малые массу и габариты, т. е. выгодно отличаются от электровакуумных генераторов шума.

Усилители на ЛПД вследствие значительного коэффициента шума (20-30 дБ) не используются во входных усилителях. По коэффициенту преобразования амплитудной модуляции в фазовую (АМ/ФМ) усилители на ЛПД сравниваются с лампами бегущей волны. Так, для кремниевого ЛПД на частоте примерно 11 ГГц при выходной мощности около 0,5 Вт этот коэффициент 3.5 град/дБ.

В заключение, следует отметить существование аномального режима ЛПД — режима с захваченной плазмой или ткаррат — режима (сокращение от слов TRApped Plasma Avalanche Triggered Trarbit — захваченная плазма, пробег области лавинного умножения). В электроннодырочном переходе в этом режиме создаются условия для движения фронта лавинного умножения со скоростью в несколько раз большей максимальной скорости носителей (скорости насыщения, см. рис. 6.1). Поэтому в переходе очень быстро образуется электроннодырочная плазма, что приводит к резкому снижению напряжения на переходе, следовательно, к уменьшению скорости электронов и дырок в плазме (захваченная плазма). Увеличение времени пролета носителей в переходе вызывает снижение частоты генерации в несколько раз по сравнению с пролетным режимом работы ЛПД. Однако достоинством ЛПД с захваченной плазмой является снижение потребляемой мощности, вследствие понижения напряжения на диоде после возникновения плазмы; КПД в этих приборах увеличивается (30—50%). В импульсном режиме на частоте 3,2 ГГц получена мощность 150 Вт и КПД 21%, а на частоте 1,1 ГГц при пяти последовательно включенных диодах — 1,2 кВт и КПД около 26%. В непрерывном режиме работы мощность ЛПД с захваченной плазмой не превышает 5—10 Вт.

## 7. Эффект Ганна и приборы на его основе

### 7.1. Диод Ганна

Диод Ганна представляет собой полупроводниковый кристалл с двумя омическими контактами для внешних выводов (рис. 7.1, а). В качестве полупроводникового материала используется арсенид галлия GaAs или другой материал, в которых проявляется эффект Ганна (см. ниже). Полупроводник имеет донорную примесь с концентрацией  $n = 10^{14}$ — $10^{16}$  1/см<sup>3</sup>. Так как полупроводники, в которых проявляется эффект Ганна, при контакте с металлами обычно образуют барьер Шоттки, то для организации нормального омического контакта формируются дополнительные слои n+ с концентрацией  $10^{18}$ — $10^{19}$  1/см<sup>3</sup> (рис. 7.1, б). Активная часть диода Ганна (n- слой) имеет длину 1, 100 мкм, диаметр 50, 250 мкм и более.

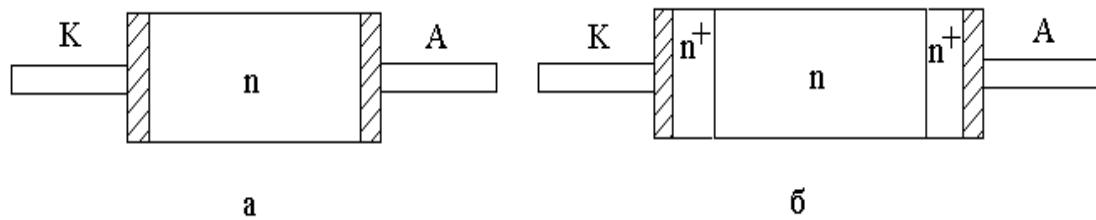


Рис. 7.1

Омические контакты с соответствующими выводами называются, как и у остальных диодов, катодом и анодом, но принципиально они не имеют особого различия.

При работе катод соединяется с отрицательным, а анод с положительным выводом источника питания. Так как основная масса зарядов - это электроны, то при наличии тока на анодном выводе выделяется тепловая энергия и поэтому вывод анода должен иметь хороший теплоотвод. По этой причине он выполняется более массивным и обычно соединяется с корпусом устройства.

## 7.2. Эффект Ганна

Для некоторых полупроводников (например, арсенид галлия GaAs, фосфид индия InP и др.) энергетическая диаграмма в зоне проводимости имеет сложную структуру. Если изобразить зависимость энергии электрона от волнового вектора, то для указанных выше полупроводников имеются один основной и один или несколько побочных минимумов в зоне проводимости (рис. 7.2). Благодаря этому электроны в зоне проводимости могут находиться в различных энергетических состояниях - либо в основном минимуме (долине), или в побочном, отстоящем для GaAs от основного примерно на величину  $DW = 0,36$  эВ. Таким образом зона проводимости как бы состоит из нескольких подзон. Электроны, находящиеся в нижней подзоне, имеют меньшую энергию ("холодные" электроны), а в верхней подзоне - большую ("горячие" электроны).

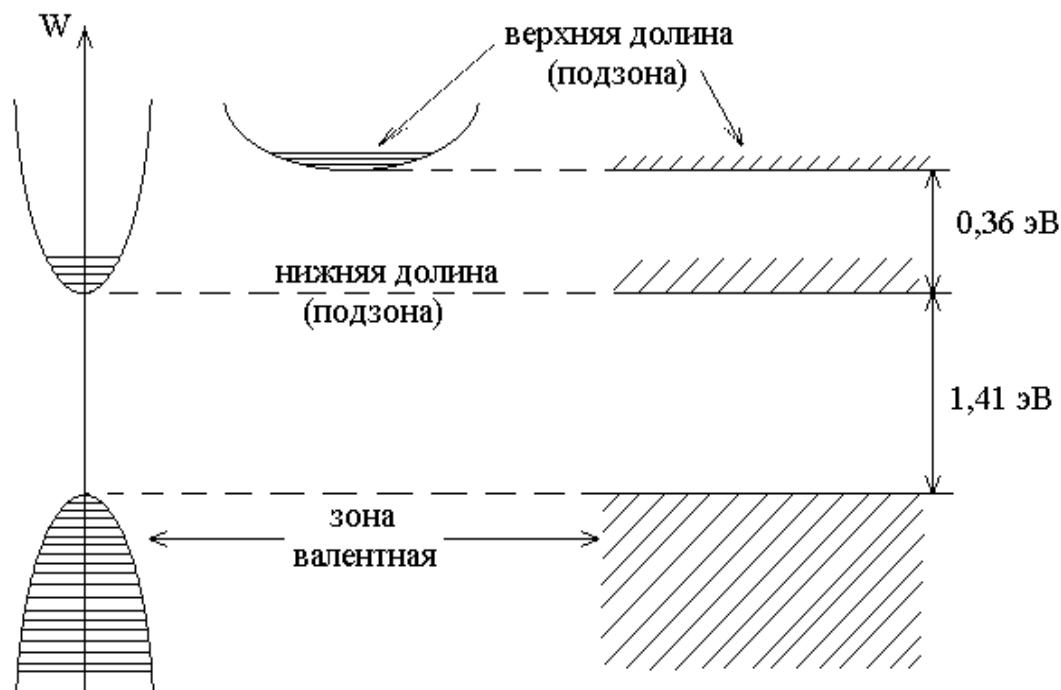


Рис. 7.2

На движение электронов, а также на их энергетическое состояние влияет как внешнее электрическое поле  $E_0$ , создаваемое источником питания, так и внутреннее кристаллическое поле.

Для оценки суммарного влияния внутреннего и внешнего электрических полей вводится понятие эффективной массы электронов. В нижней долине (основном минимуме)  $m_{\text{эфф}} = 0,07$

$m_0$  ("легкие", но "холодные" электроны), а в верхней (боковом минимуме)  $m_{\text{эфф}} = 1,2 m_0$  ("тяжелые", но "горячие" электроны), где  $m_0$  - масса свободного электрона. Подвижности электронов также резко отличаются. Для "холодных" электронов  $\mu_1 = 5000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , а для "горячих" -  $\mu_2 = 100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ .

Обозначим концентрацию "легких" электронов  $n_1$ , а "тяжелых"  $n_2$ ; тогда  $n_0 = n_1 + n_2$ . При слабом внешнем электрическом поле почти все электроны зоны проводимости находятся в нижней подзоне, то есть  $n_2=0$ ,  $n_1=n_0$ . Дрейфовая скорость электронов  $V_{\text{др.1}} = \mu_1 E$ , то есть изменяется линейно с ростом  $E$  (рис. 7.3, а).

Плотность тока:  $J = e(m_1 * n_1 + m_2 * n_2)E = e * m_1 * n_0 * E = e * n_0 * V_{\text{др.1}}$ , то есть так же растет линейно с ростом напряженности поля (рис. 6.3, б).

При возрастании внешнего поля до величины  $E > E_1$  (для арсенида галлия  $E_1 = 3 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ , для фосфида индия  $E_1 = 6 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ ) одновременно с некоторым увеличением скорости электронов начинают сказываться различные эффекты, связанные со столкновениями электронов с узлами кристаллической решетки, из-за чего повышается температура электронного "газа" и электроны получают возможность перейти в верхнюю долину. При значении внешнего поля  $E = E_2$  (обычно  $E_2 \gg 2E_1$ ) практически все электроны окажутся в верхней долине ( $n_1 \gg 0$ ). Дрейфовая скорость электронов соответственно равна:  $V_{\text{др.2}} = \mu_2 E$ , а плотность тока -  $J = e m_2 n_2 E = e m_2 n_0 E = e n_0 V_{\text{др.2}}$ .

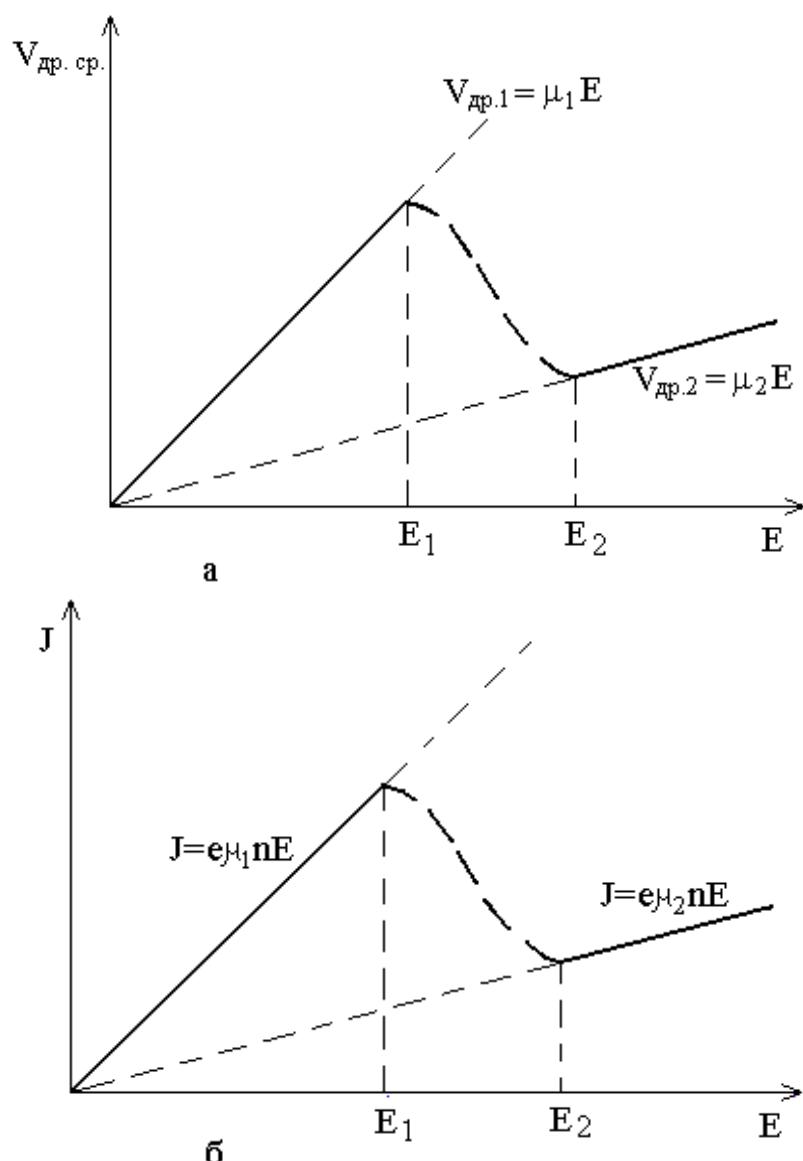


Рис. 7.3

Совершенно очевидно, что на участке  $E_1 < E < E_2$  должны наблюдаться уменьшение средней дрейфовой скорости и спад плотности тока при росте напряженности внешнего поля (отрицательная дифференциальная подвижность и отрицательное дифференциальное сопротивление) (рис. 7.3, а, б).

Следует отметить, что такой вид графиков будет наблюдаться, если переход электронов из нижней энергетической подзоны в верхнюю будет происходить одновременно по всему объему полупроводника.

Экспериментальное исследование образцов из указанных выше полупроводников с примесью n - типа показало, что интенсивный междолинный переход электронов происходит не по всему объему образца, а в некоторых областях, в первую очередь там, где имеются неоднородности. Даже в химически однородных образцах из-за наличия омических контактов (анода и катода - рис. 7.4) будут возникать области с повышенными значениями напряженности поля, и, следовательно, вблизи контактов в первую очередь возникает междолинный переход электронов.

Из-за малого времени взаимодействия электронов с полем неоднородность вблизи анодного контакта практически не влияет на процессы в образце и ниже мы будем учитывать влияние неоднородности только вблизи катода.

Итак, при увеличении электрического поля именно вблизи катода (рис. 7.4, а, б, в) создаются благоприятные условия для перехода электронов в верхнюю подзону (долину) с одновременным резким уменьшением дрейфовой скорости. Переход некоторого количества электронов в верхнюю подзону приведет к увеличению сопротивления этого участка образца, что в свою очередь ведет к дальнейшему увеличению электрического поля на этом участке и уменьшению поля слева и справа от участка. Увеличение поля на "горячем участке" ведет к увеличению числа "горячих" электронов.

Независимо от того, являются ли электроны "горячими" или "холодными", все они движутся к аноду. При движении к аноду в участок с "горячими", но медленными электронами будут вливаться слева догоняющие их быстрые электроны, увеличивая концентрацию электронов на "горячем участке". А "холодные" электроны, двигавшиеся справа от слоя горячих, быстро уходят в отрыв, обеспечивая преобладание положительных зарядов кристалла (донарных ионов) непосредственно перед слоем "горячих" электронов (рис. 7.4, г).

Таким образом, движение "горячих" и "холодных" электронов приводит к формированию подвижного двойного электрического слоя зарядов - домена.

Появление двойного электрического слоя дополнительно увеличивает напряженность поля в доменной области и еще более способствует переходу электронов в верхнюю долину.

Этот процесс продолжается до тех пор, пока с одной стороны, практически все электроны в этой области не станут "горячими", а с другой - произойдет выравнивание дрейфовых скоростей электронов, движущихся в составе домена и вне его ( $V_{dp1} = m_1 E_1 = V_{dp2} = m_2 E_2$ ). Выравнивание происходит за счет значительного ослабления электрического поля за пределами домена. После выравнивания скоростей концентрация электронов, а также дрейфовая скорость не изменяются, то есть формирование домена закончилось. Время формирования домена  $t_\phi = 10^{-12}, 10^{-13}$  с.

Ток в цепи полупроводникового образца в течении всего времени движения домена от катода к аноду остается практически постоянным. При достижении анода домен рассасывается, общее сопротивление образца уменьшается и ток возрастает, однако рассасывание домена у анода создает возможность для формирования нового домена у катода и процесс повторяется. В результате ток через образец будет претерпевать периодические изменения (рис. 7.4) с частотой:

$$f = f_{np} = \frac{V_{dp}}{l}; \text{ где: } l - \text{длина образца, } V_{dp} - \text{средняя дрейфовая скорость, } f_{np} - \text{пролетная частота.}$$

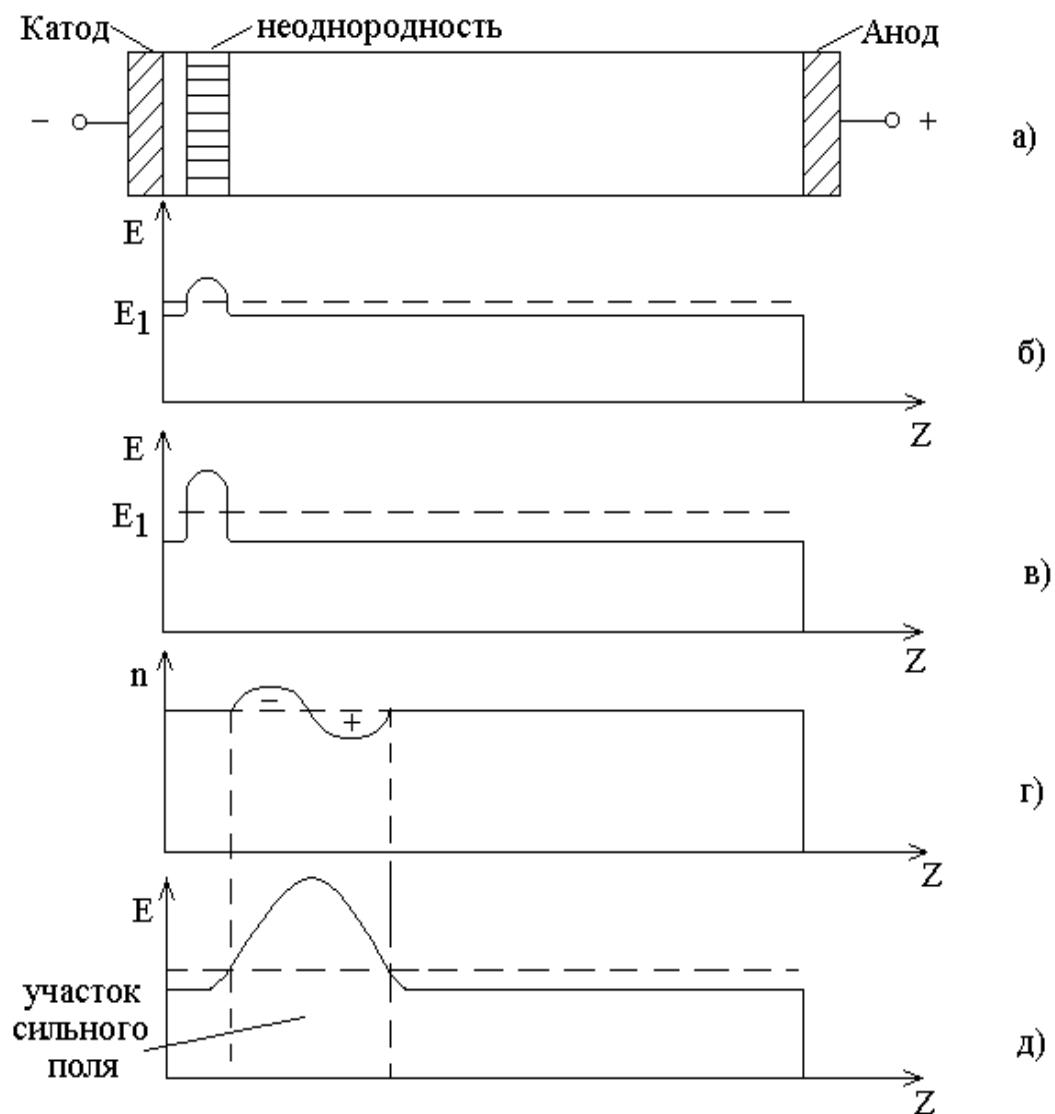


Рис. 7.4

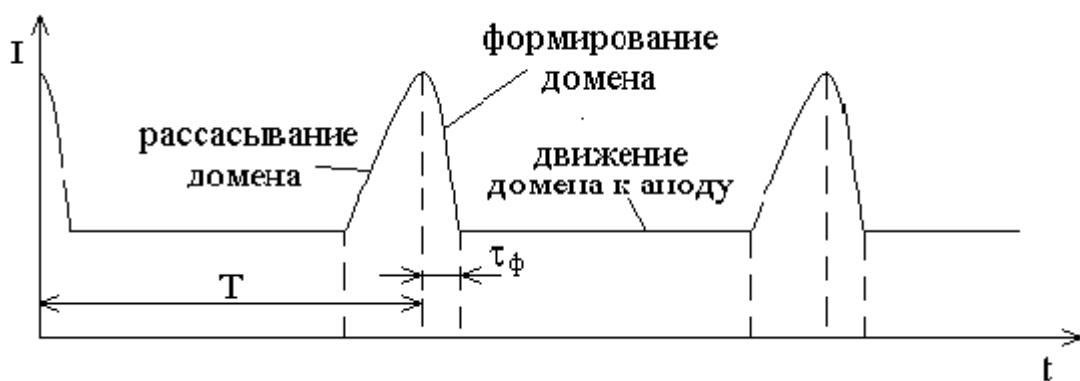


Рис. 7.5

Разумеется все эти процессы протекают при условии, что внешняя цепь полупроводникового образца не влияет на законы изменения тока, в частности, источник питания не стабилизирован по току.

Обобщая вышесказанное, можно сделать следующие выводы:

- участки образца вне домена ведут себя как обычная среда, проводимость которой подчиняется закону Ома;

б) участок образца внутри домена обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением, что позволяет использовать образцы в качестве активных элементов усилителей и генераторов СВЧ.

Для реального диода при работе в динамическом режиме зависимость  $V_{\text{др.ср.}}$  от напряжения и ВАХ (рис. 7.6) отличаются от идеализированных (рис. 7.3, а, б).

В динамическом режиме и  $V_{\text{др.ср.}}$ , и ток через образец при  $U > U_n$  уменьшаются, а затем остаются практически постоянным. Это объясняется тем, что резкое увеличение поля наблюдается только в относительно узкой полоске образца, а за пределами домена поле остается относительно слабым. При этом рост напряжения приводит к расширению участка с сильным полем, а участки со слабым полем слева и справа от домена соответственно уменьшаются. Электрическое поле и скорость движения электронов на участках вне домена остаются неизменными.

При значительном увеличении приложенного напряжения температура кристалла увеличивается, что может привести к перегреву (прожиганию) кристалла.

Аналогичный вид будет иметь график зависимости  $V_{\text{др.ср.}} = F(U)$  (рис. 7.6, б).

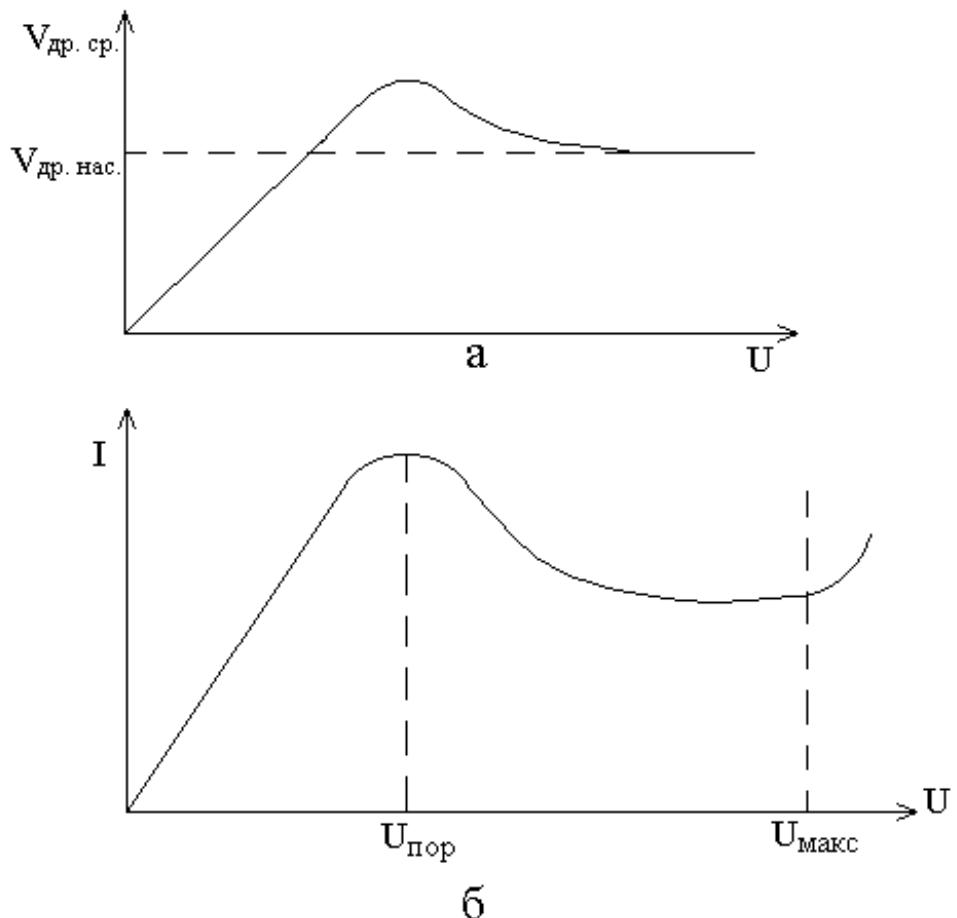


Рис. 7.6