

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

В. И. Фистуль, Н. Э. Шварц

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	109
1. Принцип действия туннельного диода . . . . .	110
2. Туннельный эффект в полупроводниках . . . . .	112
3. Количественное рассмотрение туннельного эффекта в $p$ — $n$ -переходе . . . . .	114
4. Физические основы изготовления туннельных диодов . . . . .	117
5. Параметры, характеризующие туннельные диоды . . . . .	122
6. Конструктивное оформление туннельных диодов . . . . .	130
7. Режимы работы схем с туннельными диодами и вопросы устойчивости . . . . .	130
8. Измерение параметров туннельных диодов . . . . .	132
9. Генераторы на туннельных диодах . . . . .	136
10. Усилители на туннельных диодах . . . . .	144
11. Некоторые другие применения туннельных диодов . . . . .	154
12. Применение туннельных диодов для физических исследований . . . . .	156
Цитированная литература . . . . .	158

## ВВЕДЕНИЕ

Я. И. Френкель и А. Ф. Иоффе, рассматривая природу выпрямления на границе металл — полупроводник, пришли к мысли, что механизм этого явления может быть обусловлен туннельным эффектом электронов. Эта идея была ими высказана в 1932 г.<sup>1</sup> Экспериментально тогда она не могла быть подтверждена из-за общего низкого уровня полупроводниковой техники того времени.

Понадобилось 25 лет бурного развития физики и техники полупроводников для того, чтобы эта идея Я. И. Френкеля и А. Ф. Иоффе воплотилась в туннельном диоде, открытом японским ученым Есаки<sup>5</sup> в 1958 г.

Появление туннельного диода вызвало большой интерес к нему со стороны специалистов различных областей. Его квантовомеханическая природа дает возможность использовать такие диоды для различных очень тонких физических исследований. Применение туннельных диодов открывает новые возможности для генерирования, усиления, смещения и детектирования электромагнитных колебаний.

Быстродействие прибора делает его весьма ценным элементом счетно-решающих устройств.

К настоящему времени в журнальных статьях различных стран опубликован большой экспериментальный и теоретический материал в области физики и техники туннельных диодов.

Настоящая статья является обзором работ по туннельным диодам, опубликованных к июлю 1961 г. В обзор не включены работы, касающиеся применения туннельных диодов в вычислительных устройствах; количество работ в этой области настолько велико, что они заслуживают

самостоятельного обзора. Достаточно полную библиографию публикаций, связанных с этим вопросом, читатель найдет в работе <sup>129</sup>.

При составлении настоящего обзора авторы уделили основное внимание физике туннельного диода и его радиотехническим применениям на высоких частотах.

## 1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

До недавних пор физика и техника полупроводниковых диодов оперировала с кристаллами, концентрация примеси в которых не превышала  $10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Соответственно и концентрация свободных носителей заряда в них была этого же порядка и даже меньше. При этом относительное расположение уровня Ферми и границ зон в полупроводниках имело

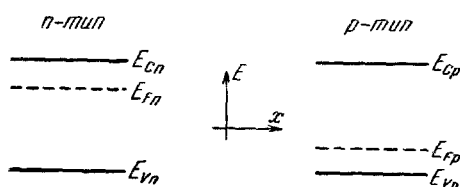


Рис. 1. Положение уровня Ферми в слаболегированном полупроводнике.

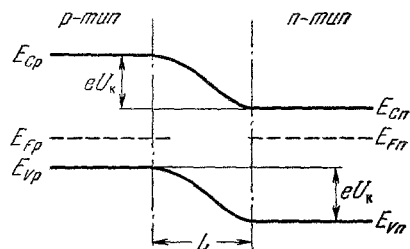


Рис. 2. Схема энергетических зон в  $p$ — $n$ -переходе обычного полупроводникового диода.

вид, приведенный на рис. 1. Энергетическая структура  $p$ — $n$ -перехода (в условиях термодинамического равновесия), образованного в таких кристаллах, соответствовала схеме рис. 2.

Толщина  $p$ — $n$ -перехода, однородного по структуре и резкого по распределению примесей (сплавного), как известно <sup>2</sup>, определяется выражением

$$L = 1,05 \cdot 10^6 \left[ \frac{\varepsilon (U_k - U)}{2\pi q} \frac{n_d + n_a}{n_d n_a} \right]^{1/2} [\text{см}], \quad (1,1)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $q$  — заряд электрона,  $n_d$  и  $n_a$  — концентрации ионизованных доноров и акцепторов по обе стороны  $p$ — $n$ -перехода,  $U_k$  — контактная разность потенциалов на переходе и  $U$  — внешнее напряжение, приложенное к нему.

При концентрациях примесей  $10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup> толщина  $p$ — $n$ -перехода в германии составляет примерно  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  см. Электрическое поле  $\mathcal{E}$  в таком переходе при отсутствии смещения также невелико. Для германия, например, оно составит величину

$$\mathcal{E} \cong \frac{U_k}{L} = \sim 10^3 - 10^4 [\text{в/см}].$$

Таким образом,  $p$ — $n$ -переход в обычном диоде характеризуется достаточно большой толщиной и относительно малой напряженностью поля. В этом случае заброс электронов в свободную зону, т. е. преодоление ими некоторого энергетического барьера, может происходить лишь при сообщении им дополнительной энергии. Случай сильных полей в обычном  $p$ — $n$ -переходе реализуется только при больших напряжениях. При этом сильное поле ( $\mathcal{E} \sim 10^5$  в/см) приводит к возникновению добавочных носителей заряда, число которых значительно увеличивается с ростом поля. Большим числом работ, основные из которых можно найти в рабо-

тах<sup>3, 4</sup> было установлено, что наиболее вероятным механизмом, обуславливающим этот факт, является ударная ионизация. Наряду с ударной ионизацией сильное поле может непосредственно вырывать носители из заполненной зоны в свободную. Такое вырывание по своей природе сходно с холодной эмиссией электронов из металла. Наиболее отчетливо этот механизм проявился в туннельных диодах, появившихся в 1958 г.<sup>5</sup>

В отличие от обычных полупроводников в туннельном диоде применяются полупроводники, содержащие примеси в количестве  $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Положение границ зон и уровня Ферми в таких полупроводниках изображается схемой, представленной на рис. 3, а структура зон в условиях равновесия в  $p - n$ -переходе, изготовленном в таком полупроводнике, показана на рис. 4. Толщина  $p - n$ -перехода в этом случае, как следует из (1,1), уменьшится до  $100 - 200 \text{ \AA}$ . Напряженность поля на переходе резко возрастет до величины  $10^5 - 10^6 \text{ в/см}$ . В этих условиях электрону в зоне проводимости  $n$ -области кристалла не надо сообщать дополнительную энергию для преодоления энергетического барьера. Он может оказаться на другой стороне  $p - n$ -перехода в валентной зоне в силу так называемого туннельного перехода, обязанного туннельному эффекту<sup>6</sup>, при котором он как справа, так и слева

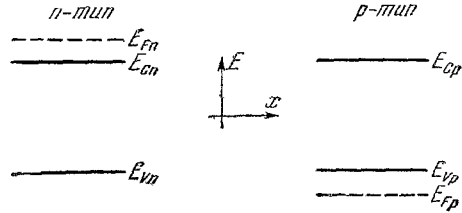


Рис. 3. Положение уровня Ферми в высоколегированном полупроводнике.

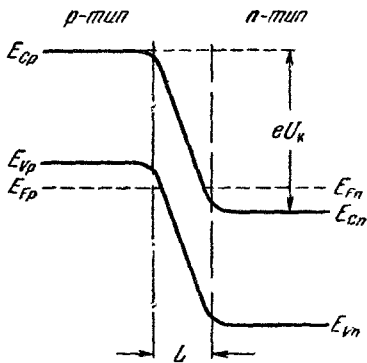


Рис. 4. Схема энергетических зон (при отсутствии смещения) в  $p - n$ -переходе туннельного диода.

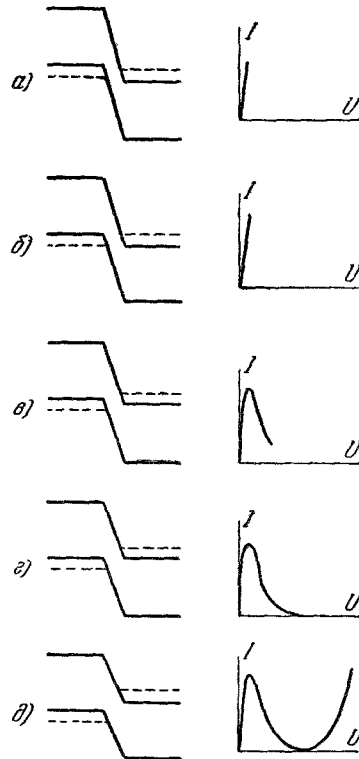


Рис. 5. Схема энергетических зон и вольт-амперная характеристика туннельного диода при различных значениях положительного смещения.

от барьера находится на одном энергетическом уровне. При этом можно считать, что токи справа налево и слева направо равны по величине и общий ток равен нулю. Если к такому  $p - n$ -переходу приложить малое напряжение в пропускном направлении, то уровни Ферми по обе стороны перехода не будут уже находиться на одной горизонтали

(рис. 5, а). Число электронов, просачивающихся справа налево, будет больше числа электронов, проходящих слева направо. Через  $p-n$ -переход потечет ток, характеристика которого приведена на том же рисунке справа.

Если увеличить смещение до величины, при которой уровень Ферми  $E_{Fp}$  окажется на одной горизонтали с краем зоны  $E_{cn}$ , ток увеличится и достигнет значения  $I_p$  (рис. 5, б). Дальнейшее увеличение приложенного напряжения повлечет к уменьшению тока (рис. 5, в), так как против той части электронов, которые могли бы перейти налево, оказываются запрещенные уровни. Наконец, при расположении на одной горизонтали краев зон  $E_{vp}$  и  $E_{cn}$  ток упадет до нуля (рис. 5, г). Дальнейшее увеличение смещения вызывает протекание через  $p-n$ -переход обычного диодного тока (рис. 5, д). Нетрудно убедиться, что смещение  $p-n$ -перехода в противоположном направлении приведет к сильному росту тока. Таким образом, вольт-амперная характеристика туннельного диода является суммой двух токов — туннельного и обычного диффузионного. В реальных приборах туннельный ток никогда не спадает до нуля. Он может достигать достаточно больших величин, составляющих, например, в кремниевых туннельных диодах  $1/4$  от величины  $I_p$ <sup>7</sup>. Природа этого избыточного тока до конца еще не выяснена и является в настоящее время предметом дискуссии. Рассмотрение этого вопроса будет проведено в разделе 5.3.

## 2. ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Туннельный эффект — явление квантовомеханическое. Оно может быть понято из рассмотрения рис. 6, на котором приведена плотность вероятности  $|\psi|^2$  нахождения частицы в пространстве (для простоты взят одномерный случай). На этом же рисунке показана толщина барьера в обычном диоде ( $ac$ ) и в туннельном ( $ab$ ). Видно, что из-за узости второго барьера имеется отличная от нуля вероятность нахождения частицы справа от этого барьера:

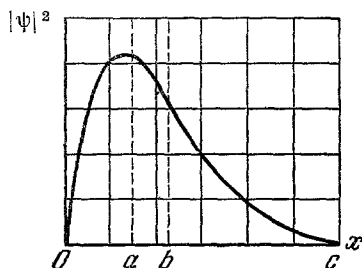


Рис. 6. Плотность вероятности нахождения электрона в пространстве.

Ясно, что коэффициент просачивания частицы  $P$ , например слева направо, сквозь барьер будет определяться как

$$P = \frac{|\psi_{0a}|^2}{|\psi_{bc}|^2}, \quad (2,1)$$

где  $\psi_{0a}$  и  $\psi_{bc}$  — амплитуды волновых функций частицы по обе стороны от барьера, значения которых определяются из уравнения Шрёдингера.

Впервые для полупроводника (но не для  $p-n$ -перехода) механизм туннельного эффекта количественно рассматривался Зенером<sup>8</sup>. Выражение для коэффициента просачивания, наиболее корректно полученное в работе<sup>9</sup>, имеет вид

$$P = \exp \left( - \frac{\pi}{2q\hbar\mathcal{E}} \sqrt{2m^*} E_g^{3/2} \right), \quad (2,2)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны данного полупроводника.

Это выражение получено для барьера треугольной формы. Конкретизация формы барьера вряд ли имеет реальный смысл, так как длина волны де Бройля проходящей частицы должна быть много меньше ширины барьера, т. е. электрическое поле не должно меняться на расстоянии, равном

длине волны де Бройля. Легко показать, что  $\lambda$  составляет примерно  $30 \text{ \AA}$ , а толщина  $p$  —  $n$ -перехода, как уже указывалось,  $\sim 100 \text{ \AA}$ , т. е. условие квазиклассичности не выполняется. Тем не менее такой подход позволяет понять основные закономерности явления.

Для того чтобы получить выражение для числа электронов, просачивающихся сквозь барьер в единице объема за единицу времени, надо выражение (2,2) умножить на число валентных электронов  $N$  в единице объема и на частоту столкновений частиц с барьером. Таким образом, окончательно имеем<sup>7</sup>

$$W = N \frac{aq\mathcal{E}}{2\pi\hbar} \exp \left[ -\frac{\pi}{2q\hbar\mathcal{E}} \sqrt{2m^* \cdot E_g^{3/2}} \right], \quad (2,3)$$

где  $a$  — период решетки кристалла.

Из этого выражения следует, что ббльший эффект будет наблюдаться в полупроводниках с малыми величинами  $E_g$  и  $m^*$ . Для наглядности на рис. 7 приведены результаты расчетов по формуле (2,3) для некоторых полупроводников<sup>10</sup>.

Дальнейшее развитие квантовомеханическая теория туннельного эффекта в полупроводниках получила в работе Франца и Теворда<sup>11</sup> и особенно в работах Келдыша<sup>12,13</sup>. Келдыш рассмотрел трехмерную задачу и получил выражение для  $W$  в виде<sup>12</sup>

$$W = \frac{1}{4} N \frac{a^3 q^2 \mathcal{E}^2 \sqrt{m_{||}}}{\pi \hbar^2 \sqrt{E_0}} \times \exp \left[ -\frac{\pi}{2q\hbar\mathcal{E}} \sqrt{m_{||}} E_0^{3/2} + f(\gamma) \right], \quad (2,4)$$

где  $f(\gamma)$  — фактор, определяющий угловую зависимость;  $m_{||}$  — некая формальная величина, определяемая как

$$m_{||} = \sum_i \frac{1}{(\cos^2 \gamma_i)/m_i}, \quad (2,5)$$

где в свою очередь  $m_i^{-1}$  — главные значения тензора  $m_{ik}^{-1}$ , а  $\gamma$  — углы между направлением поля и главными осями этого тензора. Выражение (2,4) отличается от (2,3) иной зависимостью от поля предэкспоненциального множителя и наличием угловой зависимости в экспоненте.

Но наиболее существенное отличие заключается в трактовке величин  $E_0$  и  $m_{||}$ . Эти величины принимают соответственно значения  $E_g$  и  $m^*$  только в том случае, если наивысшее состояние валентной зоны и наинизшее состояние зоны проводимости соответствуют одному и тому же значению квазиимпульса (рис. 8, а). По терминологии Холла и др.<sup>14</sup>, имеет место прямой переход. Если указанные состояния не совпадают, то  $E_0$ , отождествляемое с красной границей поглощения света для данного полупроводника, будет всегда больше  $E_g$ . В силу этого величины критических полей, соответствующие ощутимым значениям  $W$ , должны быть больше, чем те, которые следуют из (2,3).

Келдыш далее показал, что если имеется какое-либо взаимодействие, изменяющее квазиимпульс электрона, то прохождение электрона в зону проводимости возможно и при смещении максимума валентной зоны

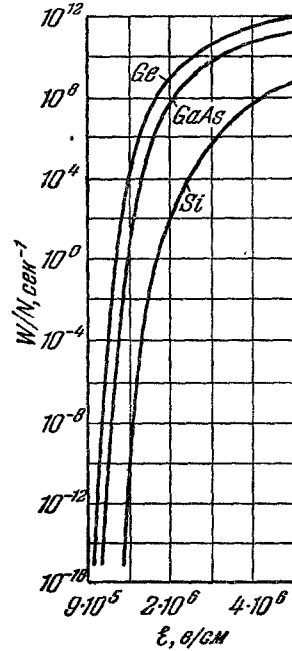


Рис. 7. Вероятность туннельного перехода электрона в зависимости от напряженности поля в  $p$ — $n$ -переходе.

относительно минимума зоны проводимости (рис. 8, б). Этот переход называется непрямым. Взаимодействиями, изменяющими квазиимпульс электрона, могут являться столкновения электронов друг с другом, с примесными атомами, с фононами.

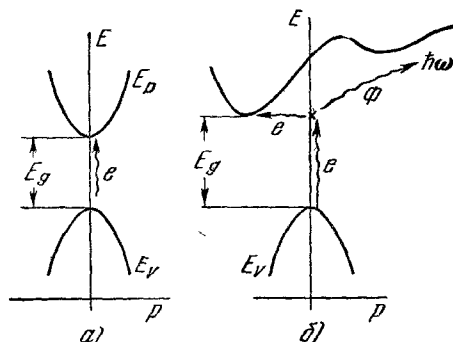


Рис. 8. Туннельный эффект в различных полупроводниках.

а) Прямой туннельный переход, б) не прямой туннельный переход.

В последнем варианте взаимодействия величина  $W$  будет определяться как <sup>13</sup>

$$W = A \left( \frac{q\hbar\mathcal{E}}{\sqrt{2m_{||}^*} E_g^{3/2}} \right)^{5/2} \exp \left[ f(\gamma) - \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_{||}^*}}{q\hbar\mathcal{E}} (E_g - \hbar\omega)^{3/2} \right] \times \\ \times \left\{ \bar{N}(T) + [1 + \bar{N}(T)] \exp \left( -\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_{||}^*} E_g}{q\hbar\mathcal{E}} \hbar\omega \right) \right\}, \quad (2,6)$$

где  $\omega$  — частота фонона,  $\bar{N}(T) = (e^{\hbar\omega/kT} - 1)^{-1}$ . В отличие от (2,4), здесь  $m_{||}^*$  — приведенная эффективная масса электрона и дырки.

### 3. КОЛИЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА В $p-n$ -ПЕРЕХОДЕ

На основании качественных рассуждений, относящихся к описанию рис. 5, Есаки <sup>5</sup> предположил, что туннельный ток из зоны проводимости  $n$ -области кристалла в валентную зону  $p$ -области  $I_{c \rightarrow v}$  будет пропорционален: вероятности туннельного эффекта, вероятности  $f_c(E)$  нахождения электрона в зоне проводимости справа от перехода (рис. 5) на энергетическом уровне  $E$ , вероятности незанятости этого уровня в валентной зоне слева от перехода  $[1 - f_v(E)]$  и плотности энергетических состояний в зонах  $q_c(E)$  и  $q_v(E)$ :

$$I_{c \rightarrow v} = A_{c \rightarrow v} \int_{E_c}^{E_v} W_{c \rightarrow v} f_c(E) [1 - f_v(E)] q_c(E) q_v(E) dE. \quad (3,1)$$

Аналогично и для туннельного перехода из валентной зоны слева в зону проводимости справа

$$I_{v \rightarrow c} = A_{v \rightarrow c} \int_{E_c}^{E_v} W_{v \rightarrow c} f_v(E) [1 - f_c(E)] q_c(E) q_v(E) dE. \quad (3,2)$$

Полный ток Есаки рассматривает как разность этих токов. Он считает, что зоны параболичны и принимает равными вероятности  $W_{c \rightarrow v}$  и  $W_{v \rightarrow c}$

$$I = B \int_{E_c}^{E_v} W [f_c(E) - f_v(E)] V(E - E_c) [(E_v - E)] dE. \quad (3,3)$$

Это выражение, основанное лишь на общих физических рассуждениях, дано Есаки без доказательства, поэтому оно не может являться количественным выражением вольт-амперной характеристики туннельного диода. Тем не менее его простота и наглядность позволяют уяснить физическую природу туннельного диода.

В частном случае в предположении, что  $p$ - и  $n$ -области кристалла вырождены в одинаковой степени, причем так, что уровень Ферми находится внутри зон на расстоянии  $2kT$  от  $E_v$  и  $E_c$ , соответственно, (3,3) переходит в (3,4) <sup>15</sup>:

$$I = -A \times \frac{(E_v - E_c)^2 \left[ 1 - \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \right]}{[m+n] e^{\alpha/2} + \left[ 1 + \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \right]}, \quad (3,4)$$

где

$$m = \exp\left(-\frac{E_{Fc} - E_c}{kT}\right),$$

$$n = \exp\left(-\frac{E_v - E_{Fv}}{kT}\right),$$

$$\alpha = \frac{E_v - E_c}{kT}.$$

Более серьезным количественным оформлением идей Есаки является работа Иванчика <sup>16</sup>, который, пользуясь методом Томаса — Ферми, вычислил ход потенциала в  $p-n$ -переходе, обе стороны которого — вырожденные полупроводники. Зная ход потенциала, Иванчик вычисляет туннельный ток, выражение которого довольно громоздко и поэтому здесь не приводится. Достаточно сказать, что формулу Иванчика, данную им в виде интеграла, можно представить полиномом восьмой степени, чтобы стало ясно, насколько трудно ее сопоставить с результатами эксперимента. Качественно же она вполне удовлетворительно передает зависимость туннельного тока от величины смещения (рис. 9).

Решение Иванчика охватывает только прямые туннельные переходы.

Квантовомеханически задача о туннельном токе сквозь  $p-n$ -переход рассматривалась Прайсом и Рэдклифом <sup>17</sup>. Их решение для прямых переходов представлено в виде интеграла

$$I = \frac{2\pi q m_r^* P \xi}{ah^3} \int [f_c(E) - f_v(E)] g(E_1) g(E_2) dE, \quad (3,5)$$

где  $m_r^*$  — приведенная эффективная масса, равная

$$m_r^* = \frac{m_v^* m_c^*}{m_v^* + m_c^*}. \quad (3,6)$$

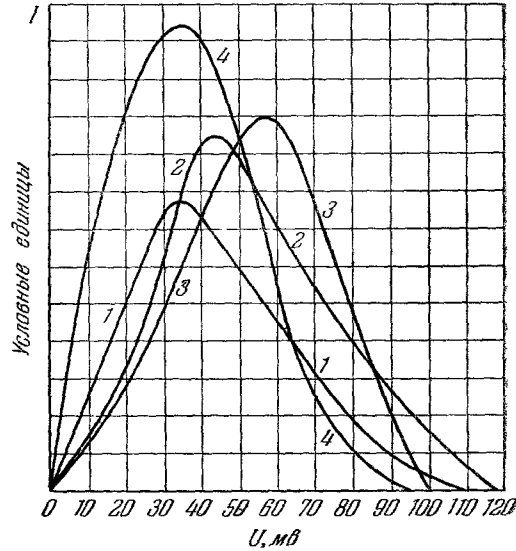


Рис. 9. Расчетные зависимости тока от напряжения в  $p-n$ -переходе туннельного диода. 1 — По данным Есаки; 2 — по данным Прайса; 3 — по данным Иванчика, 4 — по данным Кейна.

Множители  $g(E)$  равны нулю вне области перекрытия зон, а внутри области они равны единице.

Для этой области уравнение (3,5) можно проинтегрировать в пределах от нуля до  $E_v - qU$ , где  $U$  — приложенное смещение:

$$I = \frac{2\pi q m_r^* k T E_g P}{a h^3 L} \left\{ k T \left[ \ln \left( 1 + e^{\frac{E_v - E_F - qU}{kT}} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \ln \left( 1 + e^{\frac{-E_F - qU}{kT}} \right) - \ln \left( 1 + e^{\frac{E_v - E_F - 2qU}{kT}} \right) - \ln \left( 1 + e^{\frac{E_F}{kT}} \right) \right] \right\}. \quad (3,7)$$

Если подставить в (3,7) выражения (1,1) и (2,2), определяющие  $L$  и  $P$ , то формула, описывающая вольт-амперную характеристику, становится труднообозримой для экспериментатора.

Сравнивая расчеты по формулам Есаки, Иванчика и Прайса, приведенные на рис. 9, можно видеть, что все они дают качественную сходность с наблюдаемыми на опыте вольт-амперными характеристиками туннельного тока. К сожалению, отсутствие четкого представления о численных значениях величин, входящих в окончательные формулы, затрудняет количественное сопоставление этих формул с опытом.

Более целесообразным на наш взгляд является подход Кэйна<sup>18</sup> и Бонч-Бруевича<sup>19</sup>. Кэйн предположил, что электрическое поле в  $p$  —  $n$  — переходе туннельного диода однородно.

В этом случае при температуре абсолютного нуля выражение для плотности туннельного тока имеет вид

$$j = \frac{q m^*}{18 h^3} \exp \left\{ - \frac{\pi (m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{2 \sqrt{2} \hbar \mathcal{E}} \right\} \int \exp \left( - \frac{2 E_{\perp}}{\bar{E}_{\perp}} \right) dE dE_{\perp}, \quad (3,8)$$

где

$$E_{\perp} = \frac{\hbar^2 (K_y^2 + K_z^2)}{2 m^*}, \quad (3,9)$$

$$\bar{E}_{\perp} = \frac{\sqrt{2} \hbar \mathcal{E}}{\pi (m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}. \quad (3,10)$$

Множитель перед интегралом представляет собой коэффициент просачивания электронов из-за туннельного эффекта. Этот множитель в теории Кэйна считается постоянным.

Вид вольт-амперной характеристики, следовательно, зависит от хода функции  $D(u)$ , которой Кэйн обозначает интеграл в выражении (3,8).

Аналитически функция  $D(u)$  представляется Кэйном в виде большого числа формул, описывающих покусочно всю вольт-амперную характеристику туннельного диода. При графическом построении результатов расчетов по формулам Кэйна все участки смыкаются непрерывно, образуя единую плавную кривую  $D(u)$ . На рис. 9, как пример, приведена зависимость  $D(u)$  для случая

$$E_{cn} - E_{Fn} = E_{vp} - E_{Fv}$$

при прямых туннельных переходах.

Кэйн рассмотрел также и не прямые переходы. Это рассмотрение читатель найдет в статье<sup>18</sup>.

Бонч-Бруевич<sup>19</sup> рассматривает не всю вольт-амперную характеристику, а лишь ее экстремальные точки. Так, напряжение, соответствующее



максимуму туннельного тока, определяется как

$$U_p = \frac{1}{6q} \{ 2(E_{vp} - E_{Fp}) - (E_{Fn} - E_{cn}) + \\ + \sqrt{[2(E_{vp} - E_{Fp}) + (E_{Fn} - E_{cn})]^2 + 4(E_{vp} - E_{Fp})(E_{Fn} - E_{cn})} \}. \quad (3,14)$$

В настоящее время, по-видимому, такой подход наиболее целесообразен с точки зрения экспериментатора. При этом получаются простые и удобные для пользования выражения, и величины, входящие в них, имеют ясный физический смысл и определенные числовые значения. Необходимо отметить, что определение положения уровней Ферми может оказаться затруднительным из-за образования примесных зон, которые при больших концентрациях примесей сливаются с разрешенными зонами.

#### 4. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ

4.1. Применяемые полупроводники. Качественная картина, описывающая принцип действия туннельного диода, позволяет сделать вывод о необходимости применения в них вырожденных полупроводников. Следовательно, по обе стороны от  $p-n$ -перехода должны быть полупроводники, уровень Ферми которых находится не в зоне запрещенных энергий, а в зонах проводимости (для  $n$ -типа) и в валентной (для  $p$ -типа). Отсюда можно определить ту минимальную концентрацию носителей, при которой электронный газ вырожден. При комнатной температуре в таких полупроводниках все примеси ионизованы<sup>20,21</sup>, поэтому можно найти степень легирования, необходимую для осуществления туннельного эффекта.

Для определенности, возьмем кристалл германия электронного типа проводимости. Уровень Ферми находится из кривой, приведенной на рис. 10<sup>22</sup>. Так как началом вырождения считается<sup>23</sup> условие  $E_{Fc} = E_c$ , то из рис. 10 следует  $\frac{n_d}{N_c} = 0,8$ . Учитывая, что

$$N_d = n_d \left( 1 + 2 \exp \frac{E_d}{kT} \right) \quad (4,1)$$

(где  $E_d$  — энергия ионизации атомов донорной примеси при больших концентрациях) из-за  $E_d = 0$ <sup>24</sup> переходит в  $N_d = 3n_d$ , пользуясь известным<sup>2</sup> выражением для  $N_c^*$ , получаем

$$N_d = 6 \cdot 10^{19} \left( \frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} \frac{T}{300} [\text{см}^{-3}], \quad (4,2)$$

где  $T$  — температура в °К. В последнем столбце табл. I приведены значения минимально необходимой концентрации доноров, обеспечивающей

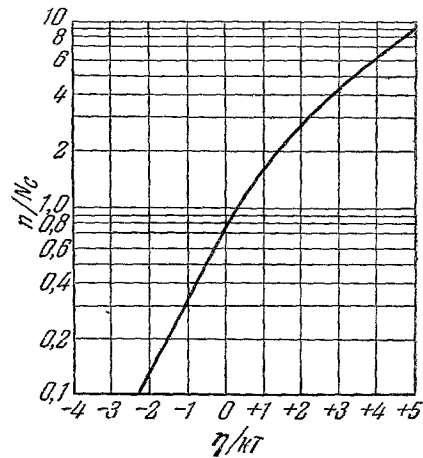


Рис. 10. Зависимость положения уровня Ферми (степени вырождения) от концентрации свободных электронов.

\*) Выражение  $N_c$ , использованное в данном случае, определено в предположении статистики Больцмана, поэтому приведенная оценка весьма приближена.

получение  $p-n$ -перехода с туннельным эффектом в различных полупроводниках.

В действительности, как будет показано ниже, требуется на порядок большая степень легирования.

Получение подобных высоколегированных полупроводников является далеко не тривиальной задачей. Большое легирование можно провести лишь с некоторыми примесями, имеющими большие значения предельной растворимости. Для германия и кремния этот вопрос достаточно хорошо исследован (рис. 11, 12)<sup>25</sup>, а для полупроводников — соединений элементов III и V группы периодической системы (GaAs, InSb, GaSb и др.) пределы растворимости примесей пока не установлены. Имеются лишь сведения<sup>26, 27, 28</sup>, позволяющие утверждать, что наиболее пригодны системы  $n$ -типа: GaAs+Sn, InSb+Te и  $p$ -типа: GaAs+Zn, GaAs+Cd, InSb+Cd.

В то же время туннельный эффект наблюдался и в арсениде галлия с примесями серы и селена<sup>26</sup>, хотя в этих случаях имеются опасения, что будут образовываться химические соединения этих элементов с GaAs.

Методы получения высоколегированных германия и кремния рассмотрены в работах<sup>21, 29</sup>, а арсенида галлия — в работе<sup>26</sup>.

Свойства кристалла определяют плотность туннельного тока не только через значение концентрации носителей (примесей), но и посредством таких параметров, как ширина запрещенной зоны и величина эффективной массы, так как эти величины входят в выражение для вероятности туннельного эффекта (2,2). Очевидно, что материалы с малыми эффективными массами и с малыми величинами  $E_g$  требуют меньше примесей для достижения одной и той же плотности тока (3,3). Сравнительные данные по  $m^*$  и  $E_g$  для различных материалов<sup>30</sup> приведены в табл. I \*).

Таблица I

Полупроводник	$\frac{m^*}{m_0}$	$E_g$ , эв	$n_{\text{ЭКВ}}$ , см <sup>-3</sup>	$(Nd)_{\text{min}}$ , см <sup>-3</sup>
Ge	0,15	0,65	$4 \cdot 10^{19}$	$3,5 \cdot 10^{18}$
Si	0,27	1,1	$1,4 \cdot 10^{20}$	$8,5 \cdot 10^{18}$
GaAs	0,06	1,35	$7 \cdot 10^{19}$	$9,0 \cdot 10^{17}$
InSb	0,04	0,18	$6 \cdot 10^{17}$	$4,8 \cdot 10^{17}$

В четвертом столбце этой таблицы показаны значения  $n_{\text{ЭКВ}} = \frac{n_d n_a}{n_d + n_a}$ , необходимые для достижения плотности туннельного тока, равной  $10^4$  а/см<sup>2</sup><sup>31</sup>.

4.2. О б р а з о в а н и е  $p-n$ -п е р е х о д а. Применение высоколегированных полупроводников в качестве исходного кристалла при образовании  $p-n$ -перехода с туннельным эффектом является условием необходимым, но недостаточным.

Как уже указывалось, концентрация примесей на другой стороне  $p-n$ -перехода должна также приводить к вырождению электронного газа. Большая концентрация должна сочетаться с резким (ступенчатым) спадом ее в области перехода. Только в этом случае переход будет тонким и в нем возникнет необходимое для туннельного эффекта сильное поле.

Из известных способов получения  $p-n$ -переходов: диффузионного, вплавного, тянутого и др. — наиболее подходит метод сплавления. Он

\*) Приводимые рассуждения являются лишь качественными, так как не ясно, какая эффективная масса существенна в процессе туннельного эффекта.

заключается <sup>32</sup> во вплавлении металлической капли, содержащей акцепторную примесь, в электронный кристалл или донорной примеси в кристалл с дырочной проводимостью.

Большая концентрация примеси во впавной области достигается, в первую очередь, выбором соответствующего металла для вплавления. Из рис. 11 и 12 следует, что наиболее подходящими для вплавления в электронный германий являются Ga и Al, в дырочный германий — As, а в кремний соответственно — Al, В и As.

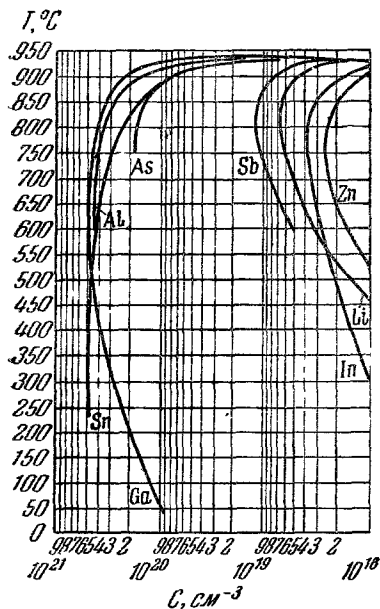


Рис. 11. Температурная зависимость растворимости некоторых примесей в твердом германии.

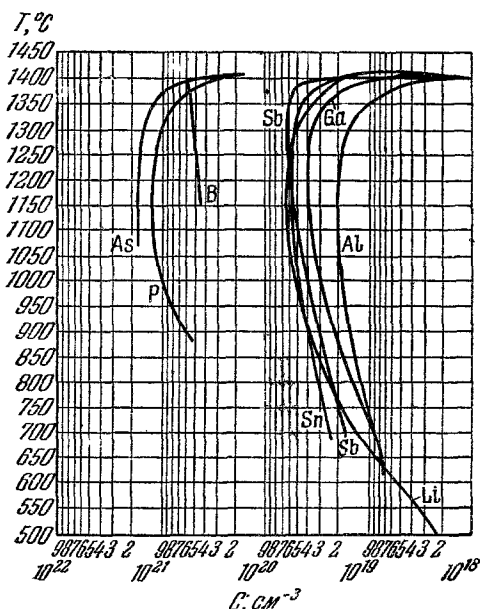


Рис. 12. Температурная зависимость растворимости некоторых примесей в твердом кремнии.

Практически при вплавлении используются не чистые металлы, а сплавы типа InGa <sup>31</sup>, SnGa <sup>33</sup> или в случае кремния — AlB <sup>7</sup>.

Естественно, что при вплавлении сплавов концентрация основного элемента, обеспечивающего инверсию знака проводимости во впавной области, будет ниже величин, определяемых кривыми солидуса рис. 11 и 12. Грубую оценку концентрации примесей во впавной области в этом случае можно получить с помощью графиков рис. 13, 14, рассчитанных в работах <sup>34</sup> и <sup>35</sup>, в предположении об идеальности растворов, образующихся при вплавлении бинарных сплавов в германий. Величина  $A$ , отложенная на оси абсцисс этих графиков, определяет глубину впавления  $l$  по соотношению

$$l = A \frac{G}{S}, \quad (4.3)$$

где  $G$  — навеска вплавления металлической капли (шарика);  $S$  — площадь, занимаемая этой каплей при вплавлении.

Величина  $\gamma$  обозначает процентное содержание Ga в сплавах InGa и SnGa.

Кривые рис. 11, 12 и графики на рис. 13, 14 справедливы лишь при медленных равновесных процессах охлаждения расплавленной зоны в кристалле. Практически это никогда не имеет места. Наоборот, в ряде

работ<sup>34,36</sup> показано, что больший туннельный эффект достигается при резком (быстром) охлаждении. Этот факт имеет простое объяснение: при

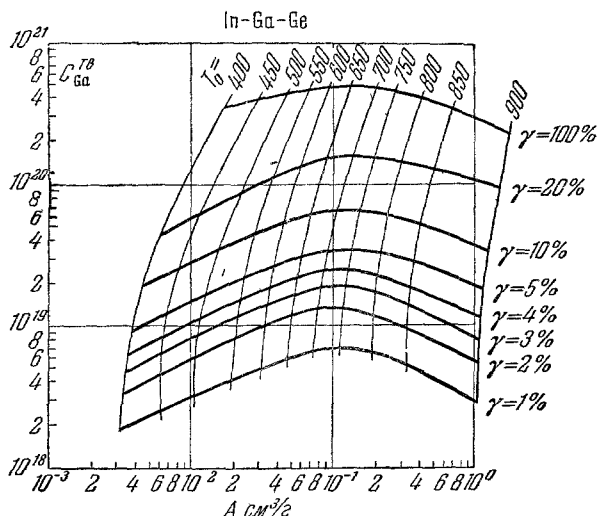


Рис. 13. Распределение концентрации галлия во впаивной области германиевого  $p-n$ -перехода при впаивании в германий сплава In—Ga.

резком охлаждении значительно повышается содержание примесей в рекристаллизованной области. Оценка величины концентрации в этом

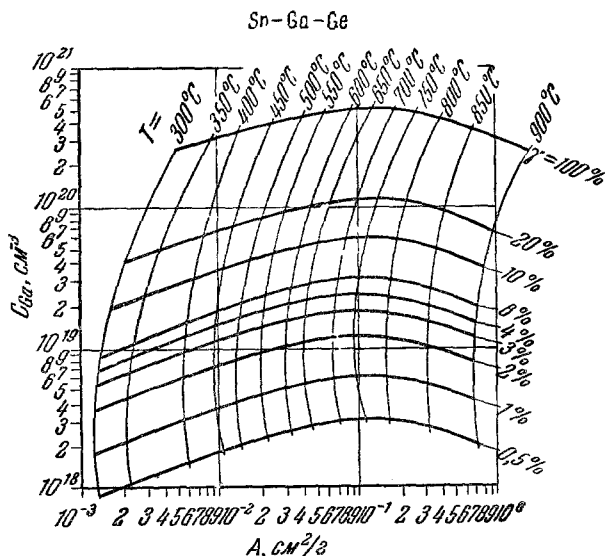


Рис. 14. Распределение концентрации галлия во впаивной области германиевого  $p-n$ -перехода при впаивании в германий сплава SnGa.

случае почти невозможна, хотя ее знание крайне важно, так как она входит в величину  $n_{\text{экр}}$ .

Существенное влияние на качество  $p-n$ -перехода с туннельным эффектом оказывает время впаивания, так как при больших выдержках примеси успеют продиффундировать на расстояния, достаточные для значительного размытия границ  $p-n$ -перехода<sup>10</sup>.

При толщине перехода 100—150 Å диффузию на расстоянии  $\Delta L$ , равном 10 Å, по-видимому, можно еще считать допустимой. Тогда, если диффузия примесей в полупроводниках подчиняется закону Фика <sup>37</sup>

$$D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \frac{\partial N}{\partial t}, \quad (4,4)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии, максимально допустимое время выдержки  $t_{\max}$  при температуре плавления можно оценить из соотношения

$$\frac{Dt_{\max}}{(\Delta L)^2} \leq 1. \quad (4,5)$$

На рис. 15 показаны величины  $t_{\max}$  в зависимости от температуры плавления для ряда систем полупроводник — выплавляемая примесь. При правильно проведенном технологическом процессе выплавная область в кристалле получается однородной (рис. 16, а). Некачественные процессы приводят к двум видам дефектов структуры (рис. 16, б и в). В двух последних случаях ток через кристалл будет иметь компоненту нетуннельного происхождения, связанную с существованием участков металл — полупроводник  $n$ -типа, шунтирующих  $p$  —  $n$ -переход. Доля этого тока в общем токе может быть изменена при травлении перехода.

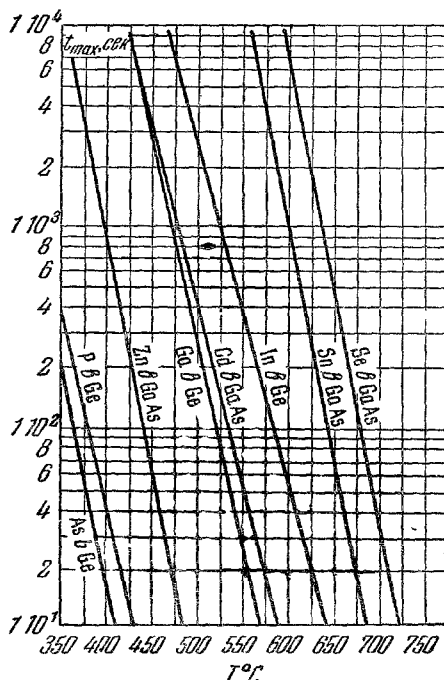


Рис. 15. Допустимое время [выдержки температуры при выплавлении в кристалл легирующих примесей.

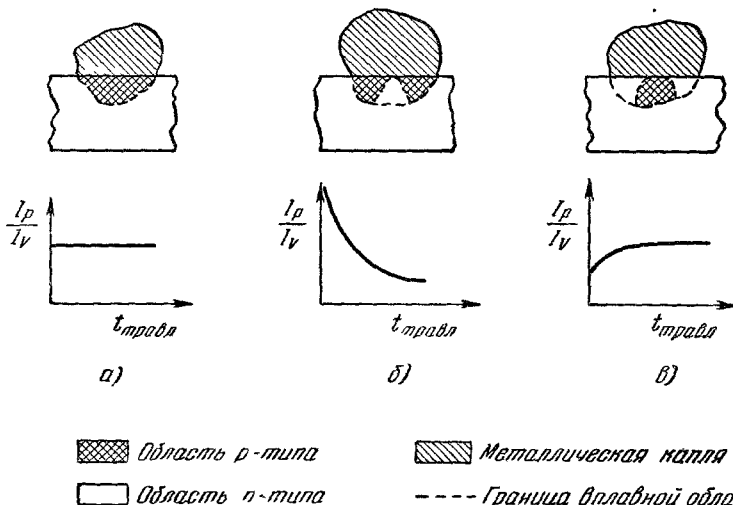


Рис. 16. Виды структур выплавной области при образовании выплавного  $p$  —  $n$ -перехода.

Соответственно следует ожидать и изменения качества перехода, которое удобно характеризовать отношением токов  $I_p/I_v$ , как это показано на рис. 16. Действительно, подобные изменения наблюдаются на опыте <sup>10, 66</sup>.

## 5. ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД

5.1. Эквивалентная схема. Для определения параметров, которыми характеризуют туннельные диоды, обратимся к его эквивалентной схеме, предложенной Соммерсом<sup>31</sup> (рис. 17, а). На этой схеме  $C$  — емкость  $p-n$ -перехода,  $r_s$  — сопротивление потерь,  $L_s$  — индуктивность диода,  $-R$  — отрицательное сопротивление, определяемое углом наклона падающего участка вольт-амперной характеристики туннельного диода (рис. 17, з).

Вольт-амперная характеристика туннельного диода относится к «N»-типу. Существенным отличием характеристики такого типа является однозначность функциональной зависимости тока, протекающего через диод,

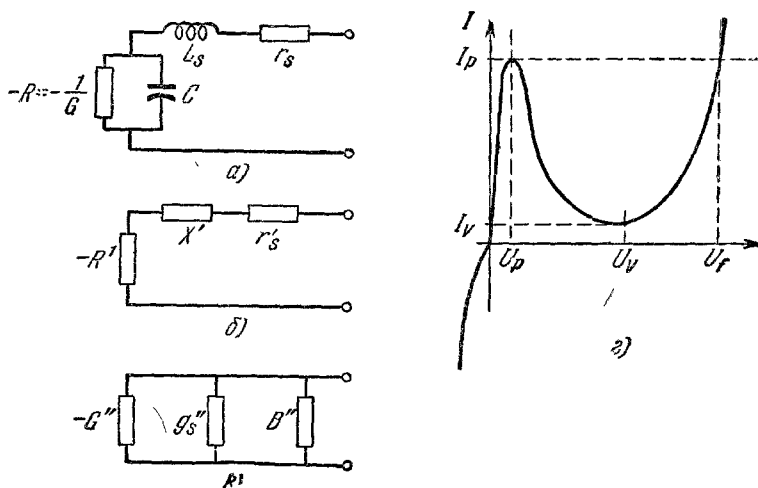


Рис. 17. Эквивалентная схема и вольт-амперная характеристика туннельного диода.

от приложенного к нему напряжения и наличие точки с бесконечно большим сопротивлением на границе между отрицательной и положительной ветвями (в отличие от приборов с «S»-характеристикой, где напряжение является однозначной функцией тока, а сопротивление на этой границе переходит через нуль). Обозначения токов и напряжений, характеризующих диод, приведены на рис. 17, з.

Свойства туннельного диода, которые определяют перспективу его технических применений, достаточно хорошо описываются перечисленными параметрами<sup>31,38,39</sup>. Однако для ряда применений необходимо знать точную форму вольт-амперной характеристики и зависимость дифференциального сопротивления  $-R$  и емкости  $C$  от напряжения.

Смешанная последовательно-параллельная схема, которой является эквивалентная схема туннельного диода, часто неудобна для расчетов. Однородно последовательная и параллельная схемы приведены на рис. 17, б, в; преобразованные эквивалентные параметры этих схем соответственно равны<sup>40</sup>:

а) для последовательной схемы

$$R' = \frac{R}{1 + \omega^2 C^2 R^2}, \quad (5.1)$$

$$x' = \omega \left( L_s - \frac{C R^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \right); \quad (5.2)$$

б) для параллельной схемы

$$G'' = \frac{R'}{(r_s - R')^2 + x'^2}, \quad (5,3)$$

$$r_s'' = \frac{r_s}{(r_s - R')^2 + x'^2}, \quad (5,4)$$

$$B'' = - \frac{x'}{(r_s - R')^2 + x'^2}. \quad (5,5)$$

Однако иногда бывает удобно, не преобразуя  $R$  и  $G$ , трансформировать к их зажимам остальные параметры диода и схемы.

5.2. Пиковый ток. Концентрационная зависимость пикового тока  $I_p$  следует из концентрационной зависимости вероятности туннельного эффекта.

Действительно, расчет <sup>41</sup> дает для  $I_p$  выражение, аналогичное уравнению (2,2):

$$I_p = I_0 S \exp \left[ -BE_g \left( \frac{\varepsilon m^*}{n_{\text{эКВ}}} \right)^{1/2} \right], \quad (5,6)$$

где  $I_0$  — коэффициент пропорциональности (в единицах плотности тока);  $B$  — постоянная, зависящая от выбора единиц, и  $S$  — площадь  $p$  —  $n$ -перехода.

Выражение (5,6) показывает, что величина максимального тока для данного полупроводника весьма сильно зависит от эквивалентного легирования. Этот вывод удовлетворительно подтверждается на опыте, что видно из рис. 18, построенного нами по данным работ <sup>42, 43</sup>. Интересно отметить, что легирование кристалла разными примесями приводит (даже при одной и той же концентрации) к разным величинам  $I_p$ . Так Фурукава наблюдал <sup>43</sup> увеличение туннельного тока в  $p$  —  $n$ -переходах в германии, легированном мышьяком, по сравнению с переходами в германии с примесью сурьмы. Это коррелирует и с различными величинами подвижности электронов в этих случаях <sup>43, 44</sup>. Удовлетворительного объяснения этого факта пока нет.

Так как в (5,6) фигурирует величина  $n_{\text{эКВ}}$ , то следует ожидать сильную зависимость  $I_p$ , а следовательно, и  $I_p/I_V$  также и от концентрации примесей во впадной области кристалла. Однако проследить ее прямым способом не удастся из-за невозможности определить концентрации. Косвенно эта зависимость наблюдалась во многих работах <sup>21, 34, 42, 45</sup>.

На рис. 19, заимствованном из работы <sup>45</sup>, неизвестная концентрация неявно входит в величины  $U_p$ , отложенные по оси ординат. Этот рисунок следует понимать как диаграмму, иллюстрирующую кривые распределения. Из нее видно, что при одной и той же концентрации  $n_d$  могут получаться приборы с различными значениями  $U_p$ , причем они будут

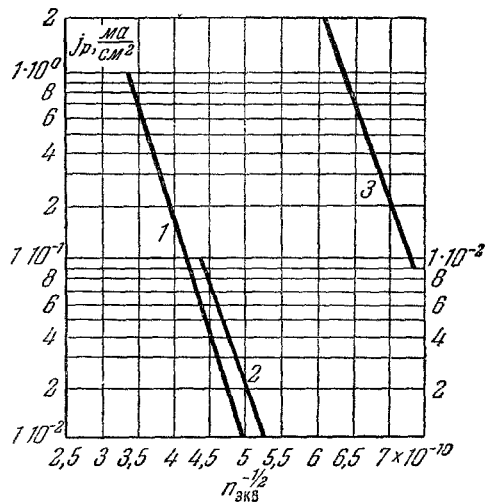


Рис. 18. Зависимость плотности тока, протекающего через туннельный диод, от эквивалентного легирования.

1 — Исходный кристалл Ge+As; 2 — исходный кристалл Ge+Sb, правый масштаб тока; 3 — исходный кристалл Ge+P.

характеризоваться и различными величинами  $I_p/I_V$ . Эта диаграмма весьма полезна при выборе исходного кристалла германия, необходимого для получения данного значения отношения токов  $I_p/I_V$ . Для других материалов подобных диаграмм, к сожалению, не имеется.

Исследуя выражение (3,3), нетрудно убедиться, что туннельный ток должен меняться с изменением температуры  $p-n$ -перехода.

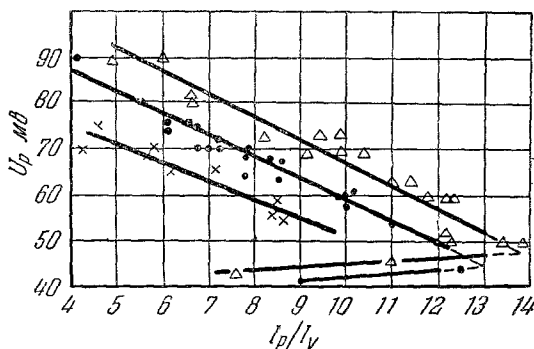


Рис. 19. Кривые, иллюстрирующие распределение туннельных диодов по значениям  $I_p/I_V$ .  $\Delta$ — $3,5 \cdot 10^{19}$  донорных атомов/см<sup>3</sup>,  $\cdot$ — $2,5 \cdot 10^{19}$  донорных атомов/см<sup>3</sup>,  $\times$ — $1,8 \cdot 10^{19}$  донорных атомов/см<sup>3</sup>

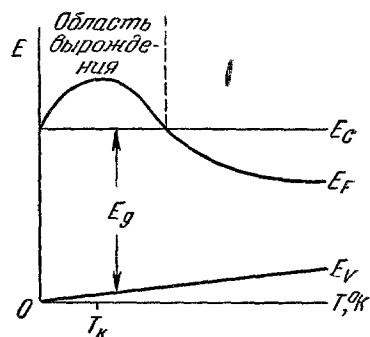


Рис. 20 Температурные изменения уровня Ферми и ширины запрещенной зоны в вырожденном полупроводнике

Ток будет меняться вследствие температурной зависимости уровней Ферми как в  $p$ -, так и в  $n$ -областях кристалла и вследствие температурной зависимости ширины запрещенной зоны. Обе эти зависимости для германия  $n$ -типа схематически показаны на рис. 20. Выше некоторой достаточно низкой температуры  $T_K$  положение уровня Ферми снижается. Поэтому степень вырождения будет тоже уменьшаться. Уменьшение ширины запрещенной зоны, однако, повлечет к увеличению степени вырождения. В материале с относительно малым количеством примесей температурный интервал, связанный с вырождением, будет меньшим, следовательно,

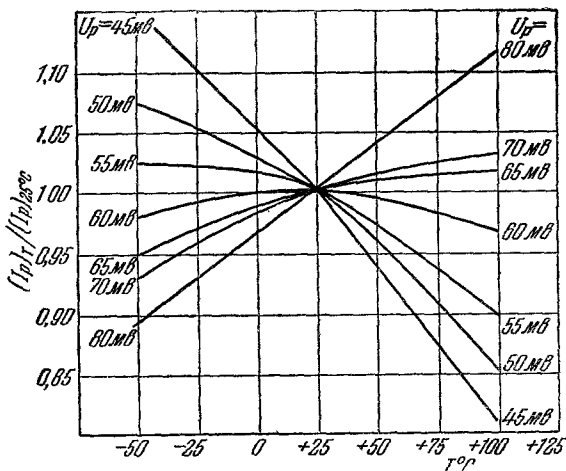


Рис. 21. Температурные зависимости тока  $I_p$ .

изменение  $E_F$  от температуры явится преобладающим фактором. В сильно легированных образцах реализуются условия, при которых нельзя сбрасывать со счета и второй механизм температурного воздействия.

В первых работах, посвященных туннельным диодам <sup>5,21,46</sup>, экспериментаторы оперировали с полупроводниками, относительно слабо легированными ( $n_d \leq 1 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), и поэтому они наблюдали падение туннельного тока с увеличением температуры. Более поздние исследования <sup>42,47</sup> обнаружили и второй тип температурной зависимости.



Нагляднее всего температурная зависимость туннельного тока выступает при исследовании величины  $I_p$ . На рис. 21 показано относительное изменение  $I_p$  от температуры для германиевого туннельного диода по данным Кэди<sup>45</sup>. В качестве параметра опять-таки фигурирует величина напряжения  $U_p$ .

В тех случаях, когда осуществляются непрямые туннельные переходы, вероятность туннельного эффекта, как следует из (2,6), должна расти с температурой. Поэтому, даже в случае кристаллов с относительно небольшим содержанием примеси, может наблюдаться не уменьшение, а увеличение тока с температурой. Это проявляется, например, в германии, легированном сурьмой. Рост тока с температурой в диодах такого типа наблюдался уже при  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  сурьмы<sup>47</sup>. Это замечательно согласуется с экспериментальным наблюдением взаимодействия электронов с фононами в процессе туннельного эффекта в подобных  $p-n$ -переходах<sup>48</sup>.

Систематического исследования температурной зависимости для туннельных диодов, изготовленных на основе соединений типа  $A^{III}-B^V$  и на основе Si, пока не опубликовано. Однако, основываясь на зонной структуре<sup>49</sup> этих полупроводников, можно ожидать, что в соединениях типа  $A^{III}-B^V$  будут прямые туннельные переходы и, следовательно, вид зависимости будет качественно подобен кривым рис. 21. В случае Si-диодов, где туннельные переходы непрямые<sup>48</sup>, при всех концентрациях должен наблюдаться рост тока при увеличении температуры.

Интервал рабочих температур туннельных диодов в основном определяется шириной запрещенной зоны и поэтому он различен для разных полупроводников (см. табл. II на стр. 129).

5.3. Избыточный ток. Упрощенная трактовка зонной структуры в  $p-n$ -переходе (рис. 5,  $\delta$ ) предопределяет спад туннельного тока до нуля.

Однако в реальных диодах это не наблюдается, и ток при напряжении  $U_V$  может иметь большую величину.

В одной из первых работ по туннельным диодам<sup>50</sup> Есаки высказал мысль о «туннельной» природе этого избыточного тока. Он считал, что глубокие уровни в запрещенной зоне, с которыми связывался избыточный ток, обязаны своим происхождением дислокациям. Позднее экспериментально были установлены независимость тока  $I_V$  от давления<sup>52</sup>, от температуры<sup>53</sup> и весьма слабая зависимость доноров и акцепторов от концентрации<sup>54</sup>. Все эти опытные факты говорили в пользу туннельной природы избыточного тока. В настоящее время на основании дополнительных данных<sup>53, 55</sup> предложена определенная модель<sup>54</sup>, объясняющая туннельный эффект через глубокие уровни. Схематически эта модель показана на рис. 22. На этом рисунке приведено несколько возможных механизмов туннельного перехода:

1. Электрон из зоны проводимости справа попадает на уровень  $A$ , с которого затем попадает в валентную зону.
2. Электрон из  $C$  переходит на глубокий уровень  $B$  и с него просачивается в валентную зону.

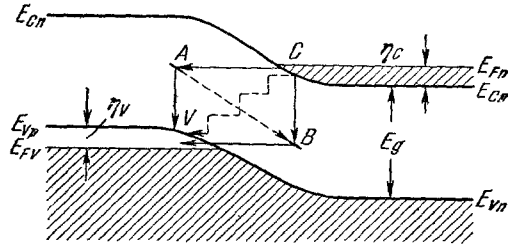


Рис 22 Схема, поясняющая возникновение избыточных токов в туннельном диоде.

3. Электрон попадает в валентную зону путем  $CABV$  при наличии примесной зоны.

4. Многоступенчатый переход электрона из  $C$  через локальные уровни с излучением энергии.

Механизм туннельного перехода с излучением энергии в виде фотонов или фононов рассматривался теоретически Кэйном <sup>56</sup>, который показал, что подобные переходы практически происходить не могут. Экспериментально ни в одной работе действительно фотоны не наблюдались, хотя примененные методики обладали большим запасом (более чем на порядок <sup>54</sup>) по чувствительности.

Наиболее вероятный путь — это  $CBV$ . Туннельный переход из  $B$  в  $V$  есть не что иное, как ионизация полем, теоретически рассмотренная Францем <sup>57</sup>, который показал, что вероятность перехода будет иметь тот же вид, что и для межзонных переходов при условии замены  $E_g$  на энергию ионизации примеси. В результате такого перехода Чиновес с сотрудниками <sup>54</sup> получил выражение для избыточного тока  $I_{ex}$  в виде

$$I_{ex} = \ln A + \ln D_{ex} - \frac{\alpha_{ex} L^{1/2}}{2} [E_g - qU_{ex} + q(\eta_v + \eta_c)], \quad (5,7)$$

где  $D_{ex}$  — плотность состояний (уровней  $B$ ) в запрещенной зоне;  $U_{ex}$  — напряжение смещения (в вольтах), где преобладает избыточный ток;  $\eta_v$  и  $\eta_c$  — положения уровней Ферми (в вольтах) в соответствующих зонах кристалла;

$$\alpha_{ex} = \theta \left[ \frac{8}{3} \frac{(m_{||}^*)^{1/2}}{q\hbar} \right], \quad (5,8)$$

где  $\theta$  — множитель, численно близкий к единице.

Выражение (5,7) легко проверяется опытом, так как  $D_{ex}$ ,  $L$ ,  $E_g$  и  $U_{ex}$  можно менять независимо и изучать их влияние на поведение  $I_{ex}$ .

Подробное исследование <sup>54</sup> весьма убедительно подтвердило справедливость (5,7) для Si-диодов, а следовательно, и туннельную природу избыточного тока. Наконец, достоверность рассмотренной модели была окончательно подтверждена после того, как удалось обнаружить в области избыточных токов при азотной температуре еще дополнительный участок с отрицательной проводимостью <sup>58</sup>. Более того, специальное введение в кристалл германия примесей золота <sup>59</sup> привело к обнаружению двух максимумов на участке избыточного тока, соответствующих двум уровням золота 0,35 и 0,54 эв ниже дна зоны проводимости. Точно так же Чиновес <sup>59</sup> зарегистрировал пять максимумов и связал их с уровнями вакансий фосфора.

Интересной работой в этой области является исследование полного сопротивления  $Z$  туннельного диода из GaAs на сверхвысоких частотах, предпринимаемое Есаки <sup>59</sup>. Он обнаружил в области избыточных токов осцилляции величины  $Z$  в зависимости от частоты. Период этих осцилляций составлял примерно  $10^{-8}$  сек. Физическая интерпретация этого времени неясна, но, учитывая, что эквивалентная схема в данном случае являлась схемой с задержкой, Есаки предположил, что им измерялось время пребывания электрона на уровне  $B$  в схеме рис. 22.

Определение уровней примесей в запрещенной зоне по появлению дополнительных максимумов на вольт-амперной характеристике туннельного диода получило название «туннельной спектроскопии». Вполне возможно, что подобные опыты разовьются настолько, что превратятся в один из употребляемых методов исследования полупроводников вообще. Не исключена возможность технического использования дополнительных

участков с отрицательной проводимостью на характеристике туннельного диода.

**5.4. Характеристические напряжения.** С природой туннельных токов  $I_p$  и  $I_V$  связаны напряжения  $U_p$  и  $U_V$ , соответствующие этим токам. В первом приближении характеристические напряжения не зависят от методов изготовления диодов. Более строгое рассмотрение показывает, что и  $U_p$  и  $U_V$  определяются величиной  $n_{экв}$ , т. е. концентрациями примесей по обе стороны от  $p-n$ -перехода.

Явная аналитическая зависимость  $U_p$  и  $U_V$  от степени вырождения в обеих частях кристалла неизвестна. Экспериментально показано, что  $U_p$  несколько увеличивается с повышением концентрации примесей в исходном кристалле<sup>34,42</sup>.

В подобных исследованиях необходимо учитывать изменение  $U_p$  за счет падения напряжения на  $r_s$ .

Величина напряжения  $U_V$  также увеличивается по мере повышения концентрации примесей в  $n$ - и  $p$ -областях кристалла<sup>42</sup>. Это согласуется с представлениями, развитыми в работе<sup>19</sup>.

Характер температурных изменений  $U_p$  и  $U_V$  полностью вытекает из температурных зависимостей  $I_p$  и  $I_V$ . Величина  $U_p$  незначительно (для германия — на 5—10 мВ) уменьшается с увеличением температуры<sup>5,7,21,42,47</sup>.  $U_V$  от температуры практически не зависит до тех пор, пока не начнет существенно сказываться увеличение диффузионной составляющей тока — правой восходящей ветви вольт-амперной характеристики диода. В этом последнем случае  $U_V$  также уменьшается с повышением температуры.

Типичные величины  $U_p$  и  $U_V$  для туннельных диодов, изготовленных из различных полупроводников, приведены в табл. II. Там же приведены отношения токов  $I_p/I_V$  и параметр  $U_f$ , коррелирующий с шириной запрещенной зоны.

**5.5. Отрицательное сопротивление.** Отрицательное сопротивление не является сопротивлением в обычном смысле этого слова. Но поскольку дифференциальные уравнения, описывающие поведение систем с положительным и отрицательным затуханием аналогичны, понятие «отрицательное сопротивление» является общепринятым.

Отрицательное сопротивление (или отрицательное затухание) приводит к возрастанию энергии в системе и становится возможным благодаря присутствию в ней источника энергии. (В случае туннельного диода таким источником является батарея смещения, устанавливающая диод в точку вольт-амперной характеристики с отрицательным наклоном.) Для этой батареи сопротивление туннельного диода всегда положительно. Однако при определенных величинах смещений, соответствующих падающему участку, туннельный диод обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением. В дальнейшем изложении для краткости мы будем называть это сопротивление просто отрицательным сопротивлением.

Подробный анализ токовых параметров прибора, рассмотренный выше, предопределяет характер изменения отрицательного сопротивления —  $R$ .

Минимальное отрицательное сопротивление равномерно изменяется обратно пропорционально вероятности туннельного эффекта (2,2) для данного материала. Учитывая (1,1), можно видеть, что чем больше концентрация свободных носителей (т. е. примесей) по обе стороны от  $p-n$ -перехода, тем меньше минимальное отрицательное сопротивление. Практически нижний предел  $R$  определяется максимальной растворимостью примесей в полупроводниковом кристалле и возможностью получения наиболее резкого распределения их концентрации вблизи  $p-n$ -перехода. Отметим, что  $R$  обратно пропорционально площади перехода.

5.6. Е м к о с т ь  $p-n$ -п е р е х о д а. Емкость  $p-n$ -перехода туннельного диода подчиняется известному выражению <sup>22</sup>

$$C = 1,05S \left[ \frac{eqn_a n_a}{8\pi (U_k - U) (n_a + n_a)} \right]^{1/2}, \quad (5,9)$$

где  $S$  — площадь  $p-n$ -перехода; остальные обозначения те же, что и в (1,1).

Эта зависимость неоднократно проверялась <sup>61-63</sup> в широком интервале напряжений и была показана ее справедливость вплоть до смещений, при которых начинает сказываться обычный диодный ток <sup>63</sup>. В этом диапазоне напряжений абсолютная величина емкости меняется всего на 20—30 %.

Характерно, что отношение  $k = \frac{I_p}{C}$  является фактором, не зависящим от площади, и есть по существу лишь функция от  $n_{э\text{кв}}$ .

Это позволило Кэди <sup>45</sup> построить кривые рис. 23 для германиевых туннельных диодов. Из этого рисунка вытекает, в частности, что при использовании германия  $n$ -типа практически трудно создать туннельные диоды с фактором качества  $\frac{I_p}{C} > 1$ . Но это можно сделать,

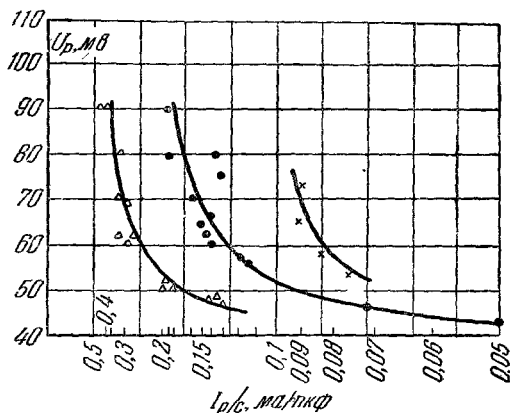


Рис. 23. Кривые, иллюстрирующие распределение туннельных диодов по значениям  $I_p/C$ .  $\Delta$ — $3,5 \cdot 10^{19}$  донорных атомов/см<sup>3</sup>;  $\bullet$ — $2,5 \cdot 10^{19}$  донорных атомов/см<sup>3</sup>;  $\times$ — $1,8 \cdot 10^{19}$  донорных атомов/см<sup>3</sup>.

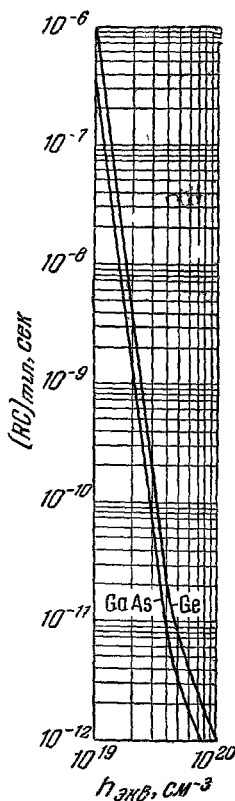


Рис. 24. Зависимость постоянной времени туннельного диода от эквивалентного легирования.

применяя другие материалы. Так, в случае использования GaAs фактор  $k$  составлял примерно 10 мА/нКФ <sup>64</sup>.

Типичные значения  $I_p/C$  для диодов различного типа приведены в табл. II.

5.7. П о с т о я н н а я в р е м е н и. Вторым фактором, не зависящим от площади перехода и зависящим лишь от эквивалентного легирования, является постоянная времени диода  $RC$ , которая почти экспоненциально растет с концентрацией свободных носителей <sup>31,63</sup>. На рис. 24 показана эта зависимость для диодов из Ge и GaAs.

Обычно наблюдаемые на опыте величины  $RC$  для диодов из различных полупроводников приведены в табл. II.

5.8. Сопротивление потерь. Применение в туннельных диодах полупроводников с малым удельным сопротивлением обуславливает и малые величины сопротивления потерь  $r_s$ .

Так, для германиевых туннельных диодов величина  $r_s$  при измерениях на постоянном токе имеет порядок единиц или долей ома.

В туннельных диодах нельзя пользоваться для оценки  $r_s$  формулами, справедливыми для обычных диодов. Это объясняется тем, что по обе

Таблица II

Полупровод- ник	$I_p/IV$	$U_p, мв$	$U_V, мв$	$U_f, мв$	$T_{max}, ^\circ C$	$RC, сек$	$I_p/C,$ мкА/пкФ
Ge	10—15	40—70	270—350	450	250	$0,5 \cdot 10^{-9}$	0,3—1
Si	3—4	80—100	400—500	700	400	$0,2 \cdot 10^{-8}$	$< 0,5$
GaAs	40—70	90—120	450—600	1000	600	$0,1 \cdot 10^{-9}$	10—15
GaSb	15—20	30—50	200—250	450	300	$0,1 \cdot 10^{-9}$	—
InSb	7—10			200	25	$0,5 \cdot 10^{-11}$	

стороны от туннельного перехода находятся полупроводники с примерно одинаковыми удельными сопротивлениями. У обычных диодов основная толщина полупроводника всегда более высокоомна и она в основном определяет сопротивление потерь. Более того, расчет <sup>65</sup> показывает, что если туннельный диод изготавливается путем сплавления акцепторной примеси в германий электронного типа проводимости, то почти все сопротивление потерь сосредоточено во впадной области. В этом случае величина  $r_s$  должна быть обратно пропорциональна площади  $p-n$ -перехода. Это действительно наблюдалось на опыте <sup>66</sup>.

Величина  $r_s/R$  является фактором качества туннельного диода, зависящим от  $n_{эвб}$ , так же как и постоянная времени  $RC$ .

Детального математического анализа величины  $r_s$  как функции геометрии и природы применяемых полупроводников в настоящее время не имеется.

5.9. Предельная и резонансная частоты. Наивысшее значение частоты, на которой способен генерировать туннельный диод, определяется из равенства нулю активной части входного сопротивления (рис. 17,б)

$$Z_{вх} = \frac{-R}{1 + \omega^2 C^2 R^2} + r_s + j\omega \left[ L_s - \frac{CR^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \right] \quad (5,10)$$

и может быть записано как

$$\frac{R}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \geq r_s. \quad (5,11)$$

Отсюда следует известное условие предельной частоты генерации <sup>31</sup>

$$\omega_{пред} = \frac{\sqrt{\frac{R}{r_s} - 1}}{RC}. \quad (5,12)$$

Собственная резонансная частота туннельного диода, определяемая равенством нулю мнимой части входного сопротивления, равна

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_s C} \left( 1 - \frac{L_s}{CR^2} \right). \quad (5,13)$$

Практическая реализация СВЧ устройств с туннельными диодами выше частоты собственного резонанса  $\omega_0$  затруднительна. Поэтому

желательно смещение собственной резонансной частоты диода за пределы частотной области, в которой его импеданс активен. Это определяется неравенством

$$\omega_0 \geq \omega_{\text{пред}}. \quad (5,14)$$

## 6. КОНСТРУКТИВНОЕ ОФОРМЛЕНИЕ ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ

Кроме обычных требований, предъявляемых к конструкции полупроводникового диода, к туннельному диоду предъявляется условие малой индуктивности  $L_s$ . В соответствии с (5,14) индуктивность  $L_s$  должна быть ниже величины  $L_{\text{max}}$ , определяемой равенством

$$L_{\text{max}} = CRr_s. \quad (6,1)$$

Типичные значения параметров германиевых туннельных диодов ( $RC \sim 10^{-9}$  сек,  $r_s \sim 1$  ом) требуют для выполнения равенства (6,1)

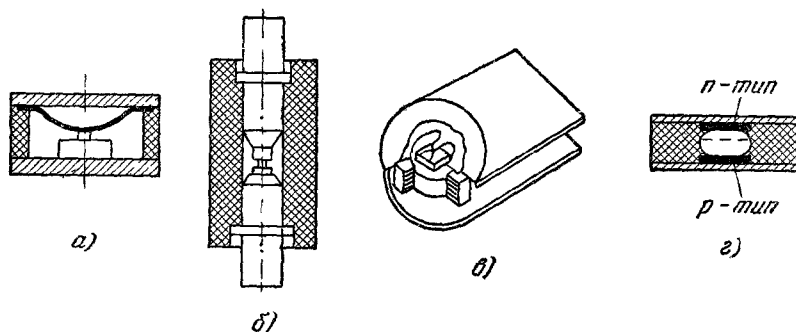


Рис. 25. Виды конструкций туннельных диодов.

индуктивности, меньшей  $10^{-9}$  гн. Обычные диоды, у которых электрический контакт с  $p$  —  $n$ -переходом осуществляется тонкими проволоками, имеют индуктивности, не меньшие  $3 \cdot 10^{-6}$  гн. Поэтому в туннельных диодах тонкие проволоки в качестве электрических выводов не применяются.

Электрический контакт осуществляется либо мембраной<sup>10</sup> (рис. 25, а), либо путем прижима массивного электрода<sup>67</sup> (рис. 25, б), либо с помощью ленточного лепестка<sup>68</sup> (рис. 25, в).

Последняя конструкция обеспечила величину  $L_s$ , равную  $4,0 \cdot 10^{-10}$  гн.

Наилучшим электрическим контактом, обладающим малой индуктивностью, является непосредственная припайка плоской пластины к вплавленной металлической капле (рис. 25, г). В этом случае индуктивность туннельного диода снижается до величины, которая определяется геометрией самого кристалла с вплавленной металлической каплей.

## 7. РЕЖИМЫ РАБОТЫ СХЕМ С ТУННЕЛЬНЫМИ ДИОДАМИ И ВОПРОСЫ УСТОЙЧИВОСТИ

Туннельные диоды могут использоваться в схемах усилителей, генераторов, преобразователей, переключателей. Необходимые соотношения между параметрами диодов и схем в этих устройствах устанавливаются на основании анализа устойчивости. Эти соотношения можно выявить, рассматривая простейшую схему, содержащую туннельный диод, подключенный к источнику смещения через сопротивление  $r$  и индуктивность  $L$  (величины  $L$  и  $r$  включают в себя сопротивление потерь  $r_s$

и индуктивность  $L_s$  диода) (рис. 26). Уравнение установившегося режима

$$U + ri_d = E, \quad (7,1)$$

графическое решение которого совместно с вольт-амперной зависимостью диода дано на рис. 27, определяет состояние равновесия этой схемы.

Поведение простейшей схемы (рис. 26) на отрицательной ветви характеристики определяется дифференциальным уравнением 2-го порядка <sup>69</sup>

$$\left. \begin{aligned} i &= C \frac{dU}{dt} + \varphi(U), \\ L \frac{di}{dt} + ri + U &= E; \end{aligned} \right\} \quad (7,2)$$

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \left( \frac{r}{L} - \frac{G}{C} \right) \frac{dU}{dt} + \frac{U}{LC} + \frac{r}{LC} \varphi(U) + \frac{1}{C} \frac{dC}{dU} \left( \frac{dU}{dt} \right)^2 = E \frac{1}{LC}. \quad (7,3)$$

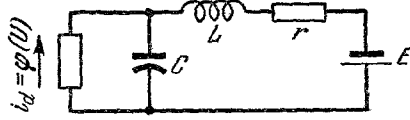


Рис. 26. Эквивалентная схема туннельного диода, подключенного к источнику смещения  $r=r_s+r_1+r_n$ ,  $L=L_s+L_1$  (индексы  $s$  относятся к диоду, индексы 1 к контуру, индекс «н» к нагрузке).

Согласно Ляпунову уравнение (7,3) может быть линеаризовано для определения условий устойчивости точек равновесия по отношению к малым возмущающим отклонениям.

Линеаризованное уравнение имеет вид <sup>60</sup>

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \left( \frac{r}{L} - \frac{G}{C} \right) \frac{dU}{dt} + \frac{1-rG}{LC} U = 0, \quad (7,4)$$

или после перехода к безразмерным параметрам

$$\ddot{U} + (p-s) \dot{U} + (1-ps) U = 0, \quad (7,5)$$

где  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ,  $p = \omega_0 rC$ ,  $s = \omega_0 LG$ , дифференцирование по параметру

$t_1 = \omega_0 t$  обозначено  $\dot{U}$  и  $\ddot{U}$ .

Устойчивость состояний равновесия проверяется анализом корней характеристических уравнений, соответствующих дифференциальным уравнениям (7,4) или (7,5). Равновесие устойчиво лишь в том случае, если действительные части обоих корней характеристического уравнения отрицательны. (К тем же условиям устойчивости приводит требование отсутствия нулей комплексного сопротивления в правой половине плоскости комплексной частоты <sup>61, 70</sup>.) В случае

$$ps > 1 \quad \left( r > \frac{1}{G} \right) \quad (7,6)$$

корни уравнения действительны и имеют разные знаки; уравнение описывает систему с отталкивающей силой, характеризующуюся неустойчивым равновесием типа седла независимо от соотношений между остальными параметрами системы.

В этом режиме туннельный диод может быть использован для переключения. При

$$ps < 1 \quad \left( r < \frac{1}{G} \right) \quad (7,7)$$

нагрузочная прямая пересекает вольт-амперную характеристику только в одной точке и условия устойчивости по постоянному току выполняются.

9\*

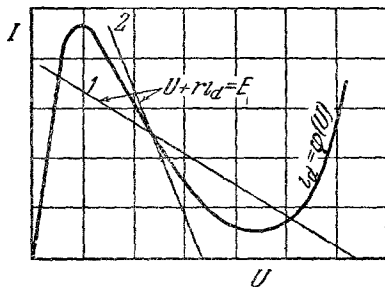


Рис. 27. Графическое определение состояний равновесия схемы рис. 26.

1.  $r > \frac{1}{G}$ , равновесие в точке  $a$  всегда неустойчиво; 2.  $r < \frac{1}{G}$ , устойчивость равновесия в точке  $a$  определяется выполнением дополнительно условия  $r > \frac{LG}{C}$ .

Комплексные корни имеют место при выполнении неравенства

$$p + s < 2, \quad (7,8)$$

когда интегральные кривые на фазовой плоскости имеют вид вложенных друг в друга спиралей. Асимптотической точкой всех этих кривых является фокус; в системе возможны периодические колебания. Устойчивость фокуса определяется по Ляпунову. При

$$p > s \left( r > \frac{LG}{C} \right) \quad (7,9)$$

равновесие устойчиво. Область устойчивого фокуса, заключенная между осью абсцисс и прямыми  $p=s$  и  $p+s=2$ , характеризуется затухающими синусоидальными колебаниями. Они могут существовать при выполнении условий

$$p > s, \quad p + s < 2 \quad (7,10)$$

Режим, соответствующий этой области, используется в усилителях: при

$$p < s \left( r < \frac{LG}{C} \right), \quad p + s < 2 \quad (7,11)$$

фокус неустойчив. В режиме, соответствующем области, заключенной между осью ординат и прямыми  $p=s$ ,  $p+s=2$ , возможно генерирование периодических колебаний.

Рис. 28. Диаграмма устойчивости туннельного диода.

В области между гиперболой  $ps=1$  и прямой  $p+s=2$  состояние равновесия является узлом, а процесс носит апериодический характер. Устойчивость определяется аналогично критерию  $p > s$ . Соотношения, поясняющие возможные режимы работы туннельного диода, показаны на рис. 28<sup>60</sup>.

Отметим, что для выполнения условий устойчивости (7,9) должно соблюдаться на всех частотах, где туннельный диод активен.

В случае частотно-зависимых  $L(\omega)$  и  $r(\omega)$  выражение (7,9) имеет вид

$$r(\omega) > \frac{L(\omega)G}{C}. \quad (7,12)$$

В общем случае система может быть более сложной чем та, которая рассмотрена на рис. 26.

Описание таких систем приводит к дифференциальным уравнениям более высокого порядка, чем второй. Непосредственное вычисление корней таких уравнений затруднительно. Условия устойчивости в этом случае могут быть определены по коэффициентам характеристического уравнения на основе критерия Гурвица — Раута (см., например,<sup>71</sup>).

В некоторых случаях, например, когда резонансные частоты отдельных частей схемы сильно отличаются друг от друга, возможно расчленение сложной схемы на более простые. Это сделано Хайнесом<sup>73</sup> для анализа схемы с блокировочной емкостью (см. раздел 9.3).

## 8. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ

**8.1. Вольт-амперная характеристика.** Исследование вольт-амперной характеристики является далеко не простой задачей вследствие наличия у туннельного диода отрицательного сопротивления и необходимости соблюдать условия устойчивости на всех частотах от нуля до предельной частоты.



Наблюдение характеристики производится либо по точкам, либо осциллографически. Для определения тока последовательно с диодом вводится сопротивление  $r_1$ , падение напряжения на котором измеряется. Эта цепь шунтируется сопротивлением  $r_H$ , к которому прикладывается напряжение (постоянное при снятии характеристики по точкам или пульсирующее при осциллографировании)<sup>61</sup>. В такой простейшей схеме сопротивления по постоянному и переменному току одинаковы.

Для получения неискаженной отрицательной ветви наблюдение характеристики должно производиться в режиме, характеризующемся

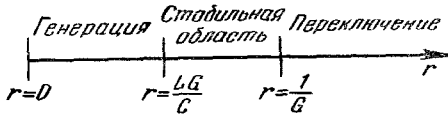


Рис. 29. Зависимость режимов работы схемы рис. 26 от активного сопротивления  $r$  (при  $s < 1$ ).

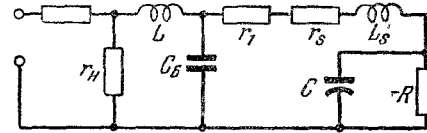


Рис. 30. Схема для наблюдения вольт-амперной зависимости.

устойчивым фокусом или узлом. Для этого необходимо (но не достаточно), чтобы максимальная индуктивность диода и схемы не превышала величины

$$L_{\max} < \frac{C}{G^2}, \quad (8,1)$$

что непосредственно следует из условия  $s < 1$  (рис. 28). Тогда зависимость режима от сопротивления  $r = r_1 + r_s + r_H$  описывается диаграммой рис. 29, которая представляет собой сечение диаграммы устойчивости прямой  $s = a$  (где  $a < 1$ ) (считая, что сопротивление цепи источника питания, подключенное к  $r_H$ , велико по сравнению с  $r_H$ ). Стабильная область имеет место при выполнении условий (7,7) и (7,9):

$$\frac{1}{G} > r > \frac{LG}{C}. \quad (8,2)$$

При наличии в схеме генерации  $r$  увеличивают до тех пор, пока не окажется выполненным (7,9) и не прекратится генерация. Если это требует столь больших значений  $r$ , что не выполняются условия устойчивости по постоянному току, отрицательная ветвь характеристики не может быть получена без искажений. (Эти искажения связаны с детектированием возникающих колебаний и их наложением на вольт-амперную зависимость.)

В схеме с блокировочной емкостью (рис. 30) пространственно разнесены емкость  $C_B$  и сопротивление  $r_H$ , что допускает проведение температурных измерений и делает несущественной индуктивность сопротивления  $r_H$ <sup>74</sup>.

Стабильная область может быть расширена за счет подключения шунтирующего сопротивления непосредственно к клеммам туннельного диода. Регулируя его величину, суммарное сопротивление шунтированного сопротивления туннельного диода может быть даже сделано положительным. Электрическая компенсация доли тока, протекающего через шунтирующее сопротивление  $r_H$ , приводит к мостовой схеме<sup>75</sup>. Такая схема, к диагонали которой подключены вертикальные пластины электронно-лучевой трубки осциллографа, балансируется в отсутствие туннельного диода. После включения последнего отклонение луча соответствует току, протекающему через диод.

Отметим, что хорошие возможности для наблюдения вольт-амперных характеристик представляет устройство, эквивалентная схема которого показана на рис. 36. Условия устойчивости по постоянному и переменному токам в такой схеме<sup>73</sup> различны и их легче осуществить (нагрузка ВЧ контура  $r_n$  не оказывает влияния на устойчивость по постоянному току).

8.2. Измерение отрицательного сопротивления. Дифференциальное отрицательное сопротивление  $-R$ , строго говоря, недоступно непосредственному определению. Измеряемая суммарная величина  $-R + r_s$  дает незначительную погрешность, если  $r_s \ll R$ . В противном случае  $r_s$  должно быть измерено отдельно и учтено при определении отрицательного сопротивления.

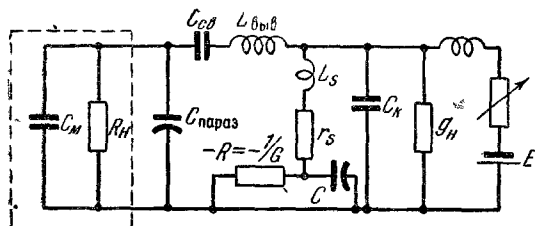


Рис. 31. Схема для измерения отрицательного сопротивления и емкости туннельного диода с помощью моста полных сопротивлений.

Величина этого сопротивления может быть найдена путем проведения касательной в каждой точке вольт-амперной характеристики (при этом во избежание ошибок должны быть выполнены условия стабильности (8,2)<sup>61</sup>.

Приближенное значение отрицательного сопротивления в точках наибольшей

крутизны может быть определено путем измерения экстремальных значений токов  $I_p$ ,  $I_V$  и соответствующих им напряжений  $U_p$ ,  $U_V$  по формуле

$$R_{\min} \approx K \frac{U_V - U_p}{I_p - I_V}, \quad (8,3)$$

где  $K=0,4$  для германиевых туннельных диодов.

Измерение отрицательного сопротивления с помощью моста полных сопротивлений (рис. 31) должно проводиться во избежание больших погрешностей на достаточно низкой частоте с выполнением условий<sup>76</sup>:

$$\begin{aligned} \omega^2 R^2 C^2 &\ll 1, \\ \omega^2 (L_s - CR^2)^2 &< (r_s - R)^2, \end{aligned} \quad (8,4)$$

что следует непосредственно из уравнений (5,1)—(5,5). (Здесь  $L_{\text{выб}}$  не учтено.) Амплитуда напряжения на туннельном диоде для предотвращения искажающего результаты усреднения не должна превышать нескольких милливольт.

Удобный метод измерения отрицательного сопротивления заключается в измерении тока, протекающего через диод, и напряжения на диоде с помощью малого сигнала на переменном токе.

8.3. Измерение емкости перехода. Измерение емкости перехода в любой точке вольт-амперной характеристики возможно с помощью моста для измерения полных сопротивлений<sup>61</sup>. Кажущаяся емкость, присутствующая на входе прибора, равна

$$C_{\text{каж}} = C + C_{\text{параз}} - L_s G^2. \quad (8,5)$$

Это приближенное уравнение справедливо при выполнении условий (8,4).

В реальной измерительной схеме необходимо учесть нагрузку на диод проводимости источника смещения  $g_n$ , индуктивность вывода между туннельным диодом и входом моста  $L_{\text{выб}}$  и емкость корпуса туннельного диода  $C_K$ . Учет этих дополнительных факторов приводит к выражению<sup>77</sup>:

$$C_{\text{каж}} = C + C_K - L_{\text{выб}} (g_n + G)^2 - L_s G^2. \quad (8,6)$$

Для ВЧ диодов собственная индуктивность мала и  $L_{\text{выв}}$  может быть основным источником погрешности особенно при измерениях в области отрицательного сопротивления, где необходима большая  $g_n$  для обеспечения стабильности по постоянному току.

Точность метода значительно повышается, если ограничиться измерениями вблизи впадины на положительном участке характеристики, где малая величина  $g_n$  является допустимой<sup>77</sup>.

Емкость корпуса  $C_k$  может быть измерена отдельно и учтена в дальнейших расчетах.

Емкость туннельного диода при напряжениях, соответствующих пиковому току или току впадины, можно просто измерить методом, в основе

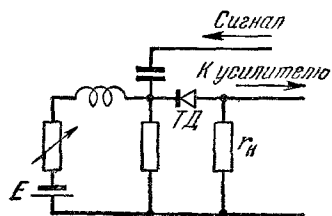


Рис. 32. Схема «делителя» для измерения емкости туннельного диода.

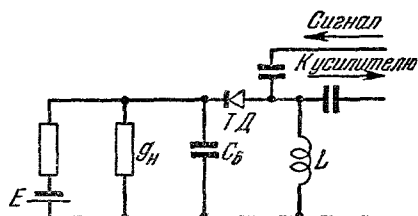


Рис. 33. Схема для измерения емкости туннельного диода резонансным методом.

которого лежит принцип делителя. Сигнал при измерении этим методом включается на последовательную цепочку, составленную из активного сопротивления  $r_n$  и туннельного диода, смещенного в одну из экстремальных точек вольт-амперной характеристики (рис. 32).

При условии малости сигнала и выбора соответствующей частоты, позволяющей пренебречь индуктивностью цепи и сопротивлением потерь, проводимость диода в этих точках определяется только емкостью перехода. Измерение емкости при напряжении, соответствующем пиковому току накладывает более жесткие ограничения на величину сигнала и стабильность, чем при напряжении, соответствующем впадине.

Этот метод может быть использован и для измерений емкости туннельного диода в области отрицательной ветви характеристики. Для этого отрицательная проводимость диода шунтируется сопротивлением такой величины, чтобы их суммарная активная проводимость была равна нулю.

Измерение емкости в экстремальных точках характеристики может быть выполнено также резонансным методом. Измерения сводятся к определению резонансной частоты контура (рис. 33), образованного емкостью туннельного диода и известной индуктивностью  $L$  (много большей индуктивности диода  $L_s$ ) при напряжениях, предшествующих возникновению генерации. Измерение емкости высокочастотных туннельных диодов удобно производить на частотах порядка 1 Мгц.

8.4. Измерение сопротивления потерь ( $r_s$ ) туннельного диода. На постоянном токе и низких частотах может быть определена только приблизительная величина  $r_s$ , так как при таких измерениях не учитываются потери на скин-эффект. Сопротивление  $r_s$  вызывает сдвиг пикового напряжения на вольт-амперной характеристике в сторону более высоких значений<sup>61</sup>. Этот эффект имеет существенную величину в диодах с большим током. Для количественных измерений метод вряд ли пригоден, поскольку величина пикового напряжения, являющегося функцией легирования в отсутствие  $r_s$ , точно не известна. Область туннельного тока непригодна для измерений  $r_s$ , так как проводимость в этой области не определяется омическими потерями.

Для измерений  $r_s$  обычно используется обратная ветвь вольт-амперной характеристики при токах, в 100—200 раз превышающих пиковый, когда смещение зон в  $p-n$ -переходе не ограничивает величину этих токов. Измерения могут проводиться либо путем определения наклона вольт-амперной характеристики, либо с помощью малого сигнала на переменном токе<sup>61</sup>. Измерения на прямой возрастающей ветви характеристики (за впадиной тока) считаются грубыми, вследствие искажения результатов вторичными эффектами, такими, например, как модуляция проводимости. По данным<sup>76</sup> эти эффекты пренебрежимо малы и измерения на прямой ветви дают результаты, не отличающиеся от результатов измерений на отрицательной ветви вольт-амперной характеристики.

8.5. Измерение последовательной индуктивности туннельного диода. Измерение индуктивности относится к числу наиболее трудных измерений вследствие малости этой индуктивности. Поэтому измерения мостовыми методами являются малоэффективными<sup>61</sup>.

Для измерения  $L_s$  может быть предложен метод определения параметров в контуре в режиме, близком к режиму свободных колебаний<sup>78</sup>. Сущность метода состоит в том, что диод, помещенный в специальное измерительное устройство, представляющее собой короткозамкнутую длинную линию переменной длины, устанавливается в режим генерации. Длина линии уменьшается до тех пор, пока генерируемая частота не приблизится к предельной частоте генерации диода в данной схеме. Вблизи точки срыва колебаний в контуре имеют место синусоидальные колебания с малой амплитудой, а их частота измеряется с помощью чувствительного волномера.

Индуктивность диода в такой схеме определяется уравнением

$$L_s = \frac{1}{\left(\omega_0^2 \max + \frac{G^2}{C^2}\right)C} - L_{\min}, \quad (8,7)$$

где  $\omega_0 \max$  — максимальное значение частоты генерации диода в испытательном устройстве;  $L_{\min}$  — соответствующее минимальное значение индуктивности шлейфа.

В этой же схеме может быть измерено сопротивление потерь диода, если учесть все потери контура.

Удобный метод измерения весьма малых индуктивностей ( $L_s < 10^{-9}$  гн) основан на измерении частоты резонанса между индуктивностью и емкостью корпуса.

Резонансная частота для таких диодов, лежащая обычно в СВЧ диапазоне, определяется по сдвигу фазы минимума стоячей волны короткозамкнутой линии и линии, содержащей туннельный диод. Емкость перехода в случае, если ее влиянием на резонансную частоту нельзя пренебречь, должна быть учтена при вычислении индуктивности.

Этим же методом путем измерения коэффициента стоячей волны на резонансной частоте и соответствующего пересчета может быть определено сопротивление потерь  $r_s$  на СВЧ.

## 9. ГЕНЕРАТОРЫ НА ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ

9.1. Общие соотношения. Генерированию периодических колебаний отвечает на диаграмме рис. 28 область неустойчивого фокуса. Решение нелинейного дифференциального уравнения (7,3) определяет частоту и амплитуду генератора на туннельном диоде с эквивалентной схемой рис. 26.

Однако это уравнение не решается в общем виде. Соответствующее линейаризованное уравнение (7,4) дает ответ о частоте колебаний, если малая величина установившейся амплитуды позволяет пренебречь влиянием нелинейности вольт-амперной характеристики на частоту. В противном случае оно определяет начальную частоту.

Используя линейаризованное уравнение, разумеется, нельзя получить информацию об амплитуде, ибо любые отклонения в линейной системе должны безгранично возрастать. Начальная частота определяется вторым членом подкоренного выражения характеристического уравнения

$$\lambda = -\frac{1}{2} \left( \frac{r}{L} - \frac{G}{C} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{r}{L} - \frac{G}{C} \right)^2 - \frac{1-rG}{LC}}. \quad (9,1)$$

Частота установившегося режима  $\omega_s$  отличается от начальной частоты

$$\omega = \left( \frac{1-rG}{LC} \right)^{1/2} \quad (9,2)$$

вследствие нелинейности диода и может быть определена через эффективные параметры установившегося режима  $R_{de}$  и  $C_{de}$ <sup>79</sup>:

$$\omega_s = \left( \frac{1 - \frac{r}{R_{de}}}{LC_{de}} \right)^{1/2}, \quad (9,3)$$

$$L = rR_{de}C_{de}. \quad (9,4)$$

Точные величины  $R_{de}$  и  $C_{de}$  можно определить только численными или графическими методами<sup>80</sup>. Однако если амплитуда колебаний мала, изменения  $R$  и  $C$  невелики и их эффективные величины возможно заменить на средние значения  $\bar{R}$  и  $\bar{C}$ <sup>79</sup>. Тогда

$$\omega_s \approx \left( \frac{1 - \frac{r}{\bar{R}}}{L\bar{C}} \right)^{1/2} = \left( \frac{1}{L\bar{C}} - \frac{r^2}{L^2} \right)^{1/2}, \quad (9,5)$$

$$L \approx r\bar{R}\bar{C}. \quad (9,6)$$

Чем меньше амплитуда колебаний, тем меньше средние величины отличаются от начальных параметров в рабочей точке. Поэтому уравнение (9,2) можно считать, во всяком случае, решением первого приближения для колебаний с большой амплитудой.

Полное решение нелинейного дифференциального уравнения с желаемой точностью, включающее определение частоты, амплитуды, содержания гармоник и формы колебаний, может быть получено с помощью численных или графических методов<sup>10,79</sup>. Применение вычислительных машин во много раз ускоряет решение этих задач. Так, с помощью цифровой вычислительной машины путем аппроксимации вольт-амперной характеристики туннельного диода зависимостью

$$I = A_1 U + A_2 U^2 + A_3 U e^{-2/3} \left( \frac{U}{A_4} \right)^{3/2} + A_5 (e^{A_6 V} - 1) \quad (9,7)$$

и соответствующего программирования были получены результаты, качественно совпадающие с экспериментом<sup>81</sup>.

Установившийся режим на рабочей частоте  $\omega$  схемы рис. 26 имеет место при одновременном выполнении условий (5,12) и (5,13). В этих выражениях к сопротивлению  $r_s$  должно быть добавлено сопротивление нагрузки  $r_n$  и потерь в контуре  $r_1$ , а  $L_s$  может рассматриваться как предельное значение суммарной индуктивности  $L$  диода и схемы.

Таким образом, условие генерации на частоте  $\omega$  имеет вид

$$\omega = \frac{\sqrt{\frac{R}{r_s + r_n + r_i} - 1}}{RC} = \sqrt{\frac{1}{LC} \left( 1 - \frac{L}{CR^2} \right)}. \quad (9,8)$$

Для диода, характеризующегося параметрами  $C$ ,  $R$ ,  $L_s$ , на каждой частоте должно быть выбрано соответствующее значение  $r_n$ .

9.2. С х е м ы г е н е р а т о р о в. Для генерирования с помощью туннельных диодов СВЧ колебаний обычно используются системы, включающие в себя элементы линий с распределенными параметрами. В литературе сообщено лишь об одном типе генератора с сосредоточенными параметрами (последний был выполнен технологически как одно целое с туннельным диодом <sup>33</sup>).

Исторически первым устройством для генерирования колебаний на СВЧ является схема, предложенная Соммерсом <sup>31</sup>. В этом генераторе туннельный диод, обладавший малой индуктивностью, включался на конце разомкнутой полосковой линии без дополнительных соединительных проводов (рис. 34). Это давало возможность, зашунтировав диод малым сопротивлением в узле ВЧ напряжения, осуществить смещение по постоянному току, не нарушая условий работы по высокой частоте.

Для предотвращения колебаний в контуре, образованном диодом, отрезком линии и шунтирующим сопротивлением, резонансная частота этого контура должна быть смещена выше предельной частоты туннельного диода. На примере этой схемы можно заметить, что одной из главных трудностей,

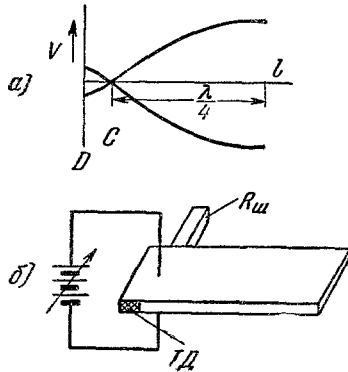


Рис. 34. Схематическое изображение первого генератора на туннельном диоде, описанного Соммерсом.

а) Распределение напряжения вдоль линии; б) ТД — туннельный диод;  $R_{ш}$  — сопротивление.

встречающихся при разработке генератора на туннельном диоде вследствие широкополосной природы отрицательного сопротивления, является устранение колебаний на всех нежелательных частотах.

Можно показать, что входная проводимость линии (рис. 34) в точке подключения туннельного диода без учета  $r_s$  и  $L_s$  имеет вид

$$Y_{вх} = \frac{1}{W} \operatorname{th}(\alpha + j\beta)l \approx \frac{1}{W} \left( \frac{\alpha l}{\cos^2 \frac{2\pi l}{\lambda}} + j \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} \right) \text{ при } \alpha \ll 1, \quad (9,9)$$

где  $W$  — характеристическое сопротивление линии;  $\alpha$  — постоянная затухания;  $\beta$  — постоянная сдвига фазы.

При  $\frac{\lambda}{2} > l > \frac{\lambda}{4}$  эта проводимость носит индуктивный характер. Длина линии определяется из условия компенсации мнимой части входной проводимости емкостью туннельного диода

$$j\omega C + \frac{j}{W} \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = 0. \quad (9,10)$$

В несколько видоизмененной схеме генератора <sup>79</sup> туннельный диод включается в разомкнутую линию, зашунтированную на одном из своих концов стабилизирующим сопротивлением (рис. 35). Расстояние  $l_1$  выбирается таким, чтобы осуществлялось равенство активной проводимости

линии в месте подключения диода модулю его отрицательной проводимости. Длина разомкнутого шлейфа  $l_2$  подбирается для компенсации реактивной составляющей. Полная проводимость линии (с колебаниями типа *TEM*) в месте включения диода определяется равенством <sup>79</sup>

$$\frac{Y_c}{Y_0} = \frac{\frac{W}{Z_R}}{\left(\frac{W}{Z_R}\right)^2 \sin^2 \beta l_1 + \cos^2 \beta l_1} + j \left[ \operatorname{tg} \beta l_2 + \frac{\left\{1 - \left(\frac{W}{Z_R}\right)^2\right\} \sin \beta l_1 \cos \beta l_1}{\left(\frac{W}{Z_R}\right)^2 \sin^2 \beta l_1 + \cos^2 \beta l_1} \right], \quad (9,11)$$

где  $Y_0$  — характеристическая проводимость линии;  $Z_R$  — величина стабилизирующего сопротивления.

Подобные соотношения могут быть установлены и в случае использования в качестве колебательной системы кольцевого полоскового резонатора <sup>79</sup>. Представление уравнения (9,11) и соответствующего уравнения для кольцевого резонатора в графической форме показывает возможность построить генераторы с туннельными диодами, параметры которых значительно отличаются друг от друга <sup>81</sup>.

Для отображения закона изменения частоты и мощности в зависимости от сопротивления нагрузки может быть построена диаграмма Рике для генератора на туннельном диоде <sup>81</sup>.

Возможность электрической перестройки частоты генератора на туннельном диоде следует из уравнения (9,8) и была экспериментально подтверждена многими авторами.

Так в работе <sup>82</sup> путем изменения положения рабочей точки на вольт-амперной характеристике диода была получена перестройка частоты в 12%-диапазоне.

9.3. Методы подачи смещения на туннельный диод. Использование блокировочной емкости <sup>73</sup> для подачи смещения улучшает условия стабильности по низкой частоте и облегчает конструирование генераторов на туннельных диодах. В частности, оно дает возможность применять в описанных выше схемах короткозамкнутые шлейфы взамен разомкнутых. Преимущества, вытекающие из использования блокировочной емкости для стабилизации контура с отрицательным сопротивлением, могут быть поняты из рассмотрения эквивалентной схемы генератора, изображенной на рис. 36. На этом рисунке  $C_6$  — блокировочная емкость;  $r_n$  — сопротивление нагрузки, индуктивно связанной с контуром.

Условие стабильности, примененное к эквивалентной схеме генератора на низкой частоте (рис. 36, е), имеет вид

$$R > r_2 > \frac{L_2}{(C + C_6) R} \quad \text{или} \quad \sqrt{\frac{L_2}{C + C_6}} < R. \quad (9,12)$$

Выполнение (9,12) облегчается возможностью включать большую блокировочную емкость  $C_6$ . Необходимо лишь учесть, что эта емкость входит в ВЧ контур и должна иметь малые потери. Импеданс источника смещения, если он недостаточно низок для выполнения условий стабильности по постоянному току, должен быть понижен дополнительным шунтирующим сопротивлением.

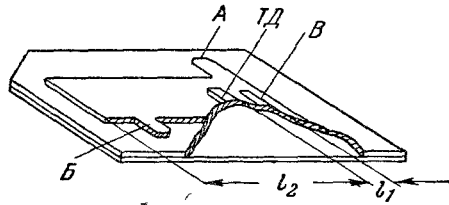


Рис. 35. Схематическое изображение генератора со стабилизирующим сопротивлением.

А — вход для источника смещения, Б — ВЧ выход, В — стабилизирующее сопротивление, ТД — туннельный диод

В связи с этим следует отметить, что обеспечение низкого выходного импеданса источника смещения путем применения делителей энергетически невыгодно.

Так, например, получение смещения, равного  $0,2$  в на сопротивлении  $1$  ом от двухвольтовой батареи, требует затраты  $0,4$  вт мощности, что приблизительно на два порядка больше мощности, необходимой для обеспечения рабочего режима германиевого диода с пиковым током  $50$  ма. Термоэлектрические преобразователи обладают малым внутренним сопротивлением и, по-видимому, решают проблему питания туннельных диодов.

Термоэлектрические преобразователи могут питаться от постоянного или переменного тока, с ничтожными пульсациями выходного напряжения, обладают высоким к.п.д. и обеспечивают легкую регулировку

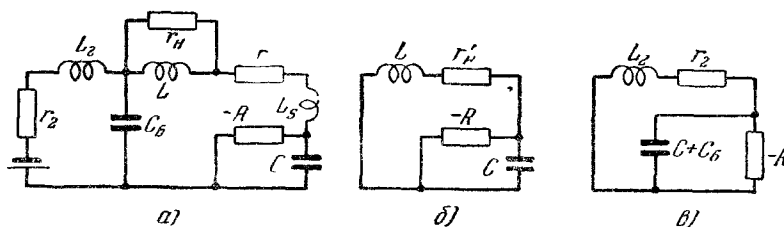


Рис. 36. Схема с блокировочной емкостью для подачи смещения на туннельный диод.

а) Полная схема, б) высокочастотная эквивалентная схема, в) низкочастотная эквивалентная схема

выходного напряжения. Преобразователи могут быть выполнены с внутренним сопротивлением, не превышающим  $0,02$  ом<sup>83</sup>.

9.4. Проблемы увеличения мощности генераторов на туннельных диодах. В первом приближении можно считать, что вольт-амперная характеристика туннельного диода линейна в пределах от  $U_p$  до  $U_V$  и выделяемая диодом мощность (при  $r_s = 0$ ) равна

$$P = \frac{1}{8} (U_p - U_V) (I_p - I_V). \quad (9,13)$$

В действительности вольт-амперная характеристика близка к линейной лишь на некоторой части отрицательной ветви. Ограничиваясь рассмотрением этой важной для СВЧ генераторов области, получаем выражение для выходной мощности на частоте  $\omega$  при условии  $R \gg r_s$  в виде

$$P = \frac{V}{8L} \frac{K}{\omega^2 + \frac{K^2}{V^2}} \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_{\text{пред}}^2} \right), \quad (9,14)$$

где  $V$  — протяженность по оси напряжений участка вольт-амперной характеристики с отклонением от линейности, не превышающим заданное (например, 15%), а  $K = \frac{I_p}{C}$ . (По данным<sup>84</sup>, типовые значения для германиевых туннельных диодов:  $V \approx 0,1$  в, а  $K = 0,3-1$  ма/пкф.) Выражение (9,14) позволяет проанализировать зависимость мощности от параметров диода и схемы.

Результаты такого анализа приведены в виде графиков в работе<sup>84</sup>. Там же показано, что на данной частоте  $\omega = \omega_0$  имеется оптимальная величина  $K = K_0$ , при которой выходная мощность диода максимальна:

$$P_{\text{max}} = \frac{V^3}{16K_0L} = \frac{V^2}{16\omega_0L}. \quad (9,15)$$



Эта величина  $K_0$  определяется равенством  $\omega_0 = \frac{K_0}{V}$ .

Увеличение мощности является одной из основных проблем при раз-работке генераторов на туннельных диодах. Получение колебательной мощности свыше нескольких милливатт наталкивается на серьезные трудности.

Так, для типовых германиевых диодов получение мощностей порядка милливатт требует применения диодов, имеющих отрицательное сопротивление 1 ом и меньше. Только лишь стабилизация рабочей точки таких туннельных диодов является очень нелегкой задачей.

С повышением рабочей частоты проблема увеличения мощности становится еще более серьезной. Очевидно, что доля мощности  $P$ , выделяемой на нагрузке  $r_H$ , уменьшается по отношению к доле потерь  $P_s$  в диоде и контуре:

$$\frac{P}{P_s} = \frac{r_H}{r_s + r_1} = \frac{\frac{R}{1 + R^2 \omega^2 C^2} - (r_s + r_1)}{r_s} \quad (9,16)$$

Невозможность применять диоды с большими пиковыми токами связана с уменьшением резонансной частоты диодов, обладающих малым  $R$  и большим  $C$ .

С другой стороны, диоды, характеризующиеся очень малыми значениями емкости перехода, имеют недопустимо большие величины  $r_s$ . Поэтому задача создания диодов с малыми величинами емкости перехода и сопротивления потерь имеет первостепенное значение. Эта задача может решаться либо путем изготовления сварных  $p-n$ -переходов<sup>85</sup>, либо путем создания очень тонких полупроводниковых слоев<sup>84</sup>.

Наибольшие мощности, реализованные в настоящее время, достигают нескольких милливатт на частотах до 1 Гц и долей милливатта на частотах до 10 Гц. Для многих применений такой уровень мощности является вполне достаточным; можно ожидать в дальнейшем некоторого увеличения этих уровней. Тем не менее указанные выше трудности заставляют искать иных решений с целью существенно увеличить выходные мощности.

Заметим, что перспективы значительного увеличения мощности возникли бы в случае создания туннельных диодов с большой протяженностью отрицательной ветви вольт-амперной характеристики.

Выходная мощность может быть повышена путем использования параллельной работы двух и более генераторов на туннельных диодах<sup>81</sup>. Параллельная работа становится возможной благодаря явлению захватывания частоты.

На рис. 37 приведена частотная зависимость синхронного усиления  $g_c$  (отношение выходной мощности параллельно включенных генераторов к мощности, необходимой для захватывания) от разности частот  $\Delta f$  генерируемых колебаний и синхронизирующего сигнала. Эта кривая показывает, что синхронизация может быть осуществлена с помощью сигнала, имеющего на несколько порядков меньшую мощность, чем синхронизируемый генератор<sup>81</sup>. Туннельные диоды в таком параллельном генераторе могут включаться в тракт с помощью гибридных колец или циркуляторов<sup>86</sup>.

Выходная мощность схемы, содержащей гибридное кольцо, связанное с тремя генераторами на туннельных диодах, достигала 5,6 мвт на частоте

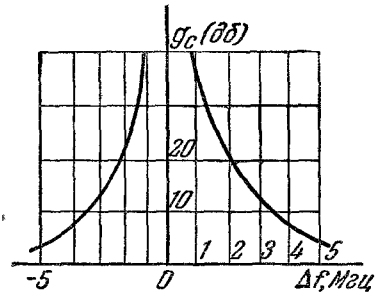


Рис. 37. Зависимость синхронного усиления от разности частот генерируемых колебаний и синхронизирующего сигнала.

850 Мгц, что составляло 90% суммарной мощности трех отдельных генераторов<sup>81</sup>.

Весьма перспективным для увеличения мощности представляется применение распределенных туннельных диодов,  $p-n$ -переход в которых имеет большую протяженность. Некоторые возможности использования распределенных туннельных диодов теоретически рассмотрены Хайнесом<sup>73</sup>. Простейший «гладкий» распределенный диод существенной ширины, в котором волна распространяется в барьерном слое между  $p-n$ -переходами, образующими своего рода передающую линию, мало подходит для практических применений. Причины этого заключаются в низкой предельной частоте, очень низком импедансе и отсутствии способа подключения постоянного смещения.

Большее возможности представляет очень узкий полосковый диод (рис. 38) с отрицательным сопротивлением, расположенным вдоль центральной оси металлической полосковой линии значительной ширины. В такой структуре распространяются волны типа  $TE$ , фазовая скорость которых меньше скорости света,

вследствие емкостной нагрузки полоскового туннельного диода.

Для таких волн магнитные и электрические поля в направлении, перпендикулярном к полоске, затухают экспоненциально и пропорционально частоте. Поэтому две поглощающие нагрузки, расположенные параллельно оси полоски на некотором расстоянии от нее, представляют собой значительную проводимость для всех колебаний низкой частоты (в том числе и для постоянного тока), не оказывая существенного влияния на высокочастотные поля.

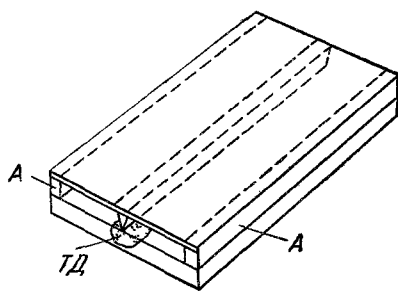


Рис. 38. Включение «распределенного» диода в полосковую линию. ТД — «узкий» полосковый диод, А — поглощающие нагрузки

В простейшем генераторе с узким полосковым диодом последний имеет длину волны, равную половине длины волны в данной структуре. Такая резонансная туннельная полоска помещается перпендикулярно к сечению волновода и возбуждает в нем колебания. Другой возможный метод состоит в возбуждении объемного резонатора путем использования двух распределенных полосок, расположенных по обе стороны от индуктивной щели этого резонатора. В используемом «полезном» типе колебаний все «элементарные» диоды данной полоски колеблются в фазе, а колебания в обеих туннельных полосках находятся в противофазе. Возможно также использование распределенных структур с аксиальной симметрией.

**9.5. Экспериментальные результаты.** Практические схемы генераторов различаются между собой в основном типом применяемой колебательной системы, способом ее связи с внешней нагрузкой и методом подачи смещения на туннельный диод.

В качестве контуров применяются отрезки коаксиальных и полосковых линий<sup>31, 73, 79</sup>, волноводы суженного сечения<sup>87, 88</sup>, Н-образные волноводы<sup>79</sup>, тороидальные и конические резонаторы<sup>87</sup>, кольцевые резонаторы<sup>79</sup>. Во всех случаях создание колебательной системы связано с компенсацией реактивного сопротивления (главным образом емкости) туннельного диода. Методы компенсации также различаются между собой (индуктивный короткозамкнутый или разомкнутый шлейфы, индуктивность витка тороидального резонатора и т. д.).

Для связи с нагрузкой могут быть использованы емкостная, индуктивная или кондуктивная виды связи; часто практикуется непосредственное

включение туннельного диода в волновод<sup>79, 87, 88</sup>. Обычно применяемый метод подачи смещения заключается в использовании блокировочной емкости<sup>73</sup>.

Рассмотрим некоторые практические конструкции генераторов на туннельных диодах и полученные с ними экспериментальные результаты.

Общий вид генератора коаксиального типа с блокировочной емкостью для подачи смещения и связью с резонатором через диафрагму показан на рис. 39. В такой конструкции<sup>73</sup> была получена генерация на частотах до 8 Ггц; это же устройство могло быть использовано в качестве усилителя. Некоторым практическим неудобством такой конструкции является трудность регулирования связи с нагрузкой и необходимость искусственного создания обратной цепи для постоянного тока смещения туннельного диода.

По мере повышения частоты генерируемых колебаний в качестве колебательных систем генераторов на туннельных диодах начинают применяться объемные резонаторы и волноводы<sup>79, 87, 88</sup>.

Применение сварного туннельного диода из GaAs, изготовленного непосредственно в центре коаксиального резонатора, позволило получить генерацию на частотах до 33,4 Ггц<sup>87</sup>. Генерация происходила на высших типах колебаний резонатора. В том же резонаторе германиевый туннельный диод генерировал на частоте 2,7 Ггц только на низшем типе колебаний резонатора. Спектр колебаний, кроме основной частоты, был представлен также гармониками. Для подачи смещения был использован плоский блокировочный конденсатор, вывод энергии осуществлялся с помощью петли связи. При использовании в качестве колебательной системы отрезка суженного волновода частота генерируемых колебаний была равна 40 Ггц. Реактивная составляющая диода компенсировалась с помощью регулируемого короткозамыкающего поршня, расположенного в волноводе за диодом. Частота генерации монотонно уменьшалась при увеличении смещения. Однако при использовании туннельных диодов с большими токами, генерировавшими колебания с большой амплитудой и высоким содержанием гармоник, частота в зависимости от смещения могла переходить через максимум или минимум.

Применение аналогичного сварного диода из GaAs *n*-типа позволило повысить частоту генерации до 103 Ггц<sup>88</sup>. Диод был изготовлен в волноводе сечением  $3,1 \times 0,25$  мм<sup>2</sup>. Основные колебания, начиная от частот, близких к предельной частоте волновода, до частот, более чем в три раза ее превышающих, наблюдались в одной и той же системе в зависимости от диода и положения настроенного поршня.

Представляет интерес сообщение о выпуске экспериментальных генераторов SS 104, SS 107 на туннельных диодах фирмы RCA<sup>89, 90</sup>. Генератор типа SS 104 имеет 5%-диапазон электрической перестройки вокруг выбранной частоты в диапазоне 800—1400 Мгц. Генератор потребляет 30 ма при напряжении 0,2 в и имеет минимальную выходную мощность, равную 0,3 мвт. Выходная мощность генератора типа SS 107 превышает 1 мвт на фиксированной частоте в диапазоне 0,5—2 Ггц. Потребление этого генератора составляет 160 ма при 0,4 в.

Наивысшая для германиевого туннельного диода частота была равна 10,8 Ггц<sup>66</sup>. Параметры диода в этом эксперименте составляли  $L_s = 0,25 \times 10^{-9}$  гн,  $C = 0,784$  пкф,  $R_s = 6$  ом,  $R = 55$  ом, а частота генерации

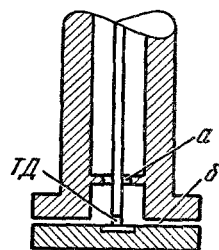


Рис. 39. Генератор коаксиального типа с блокировочной емкостью.

ТД — туннельный диод;  
а — диафрагма для связи резонатора с линией;  
б — блокировочная емкость.

соответствовала значению, вычисленному согласно уравнению (9,8)<sup>84</sup>. По сообщению<sup>130</sup> туннельный диод D 4168—D из германия  $p$ -типа также может генерировать на частотах, превышающих 10 ГГц.

Приведенные экспериментальные данные подтверждают отсутствие принципиальных частотных ограничений в механизме туннельного эффекта и оправдывают смелые прогнозы, высказывавшиеся в ранних работах, о возможности применения туннельных диодов в миллиметровом диапазоне.

## 10. УСИЛИТЕЛИ НА ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ

Усилители на туннельных диодах относятся к классу регенеративных усилителей. Усилению соответствует область диаграммы (рис. 28), характеризующаяся устойчивым фокусом.

10.1. Усилитель с разделенными входом и выходом (схема «на проход»). Коэффициент усиления резонансного усилителя, представленного последовательной или параллельной эквивалентной схемой рис. 40, определяется как отношение мощности на выходной нагрузке к максимальной мощности, отдаваемой источником сигнала.

Коэффициент усиления, выраженный через параметры обеих схем, имеет вид

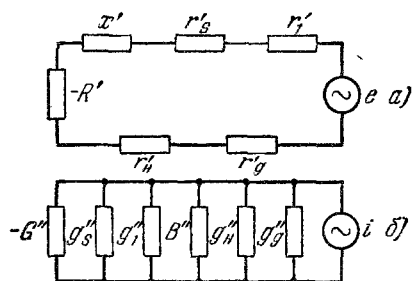


Рис. 40. Эквивалентные схемы резонансного усилителя «на проход».  
а) — последовательная схема  
б) — параллельная схема.

$$k = \frac{4r'_g r'_H}{(r'_g + r'_s + r'_1 + r'_H - R')^2} = \frac{4g''_s g''_H}{(g''_g + g''_s + g''_1 + g''_H - G'')^2}. \quad (10,1)$$

В этих уравнениях  $r'_s, r'_1, r'_g, r'_H, g''_s, g''_1, g''_g, g''_H$  — сопротивления и проводимости потерь диода, контура, генератора и нагрузки в последовательной и параллельной схемах соответственно. В последней схеме проводимости трансформированы к клеммам генератора сигнала ( $g''_g$ ) и нагрузки ( $g''_H$ ).

С учетом увеличения эффективной добротности контура вследствие регенерации и соотношений между действительными и преобразованными параметрами диода произведение коэффициента усиления по напряжению  $\sqrt{k}$  на полосу усилителя  $\Delta f$  равно

$$\sqrt{k} \Delta f = \frac{1 - \frac{r'_s + r'_1}{R'}}{\pi C R \left( \sqrt{\frac{r'_H}{r'_g}} + \sqrt{\frac{r'_g}{r'_H}} \right)} \quad (10,2)$$

При выводе (10,2) предполагается, что усиление велико. Уравнение можно преобразовать к более удобному для практического использования виду

$$\sqrt{k} \Delta f = \left(1 - \frac{Q_H}{Q_0}\right) \left(1 - \frac{r'_s}{R}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{\text{пред}}^2}\right) \frac{1}{\pi C R \left( \sqrt{\frac{r'_H}{r'_g}} + \sqrt{\frac{r'_g}{r'_H}} \right)}, \quad (10,3)$$

где

$$1 - \frac{Q_H}{Q_0} = \frac{r'_g + r'_H}{r'_g + r'_1 + r'_H} \quad (10,4)$$

— к.п.д. резонатора.

В такой форме это уравнение является частным случаем более полного решения<sup>91</sup>, учитывающего конечность коэффициента усиления и влияние распределенной индуктивности резонатора.

Оптимальное, с точки зрения увеличения произведения  $\sqrt{k\Delta f}$ , соотношение между сопротивлением нагрузки и сопротивлением генератора имеет место при  $r'_g = r'_n$ . Однако для уменьшения коэффициента шума оптимальным является  $r'_g \gg r'_n$  (см. раздел 10.6). Пренебрегая потерями  $r_s$  и  $r_1$ , можно получить известную приближенную формулу<sup>31</sup>

$$\sqrt{k\Delta f} \approx \frac{1}{2\pi RC}. \quad (10,5)$$

Методы определения оптимального произведения коэффициента усиления на полосу пропускания и синтеза усилителей, не ограниченных рассмотренной выше схемой с одиночным резонансным контуром, приведены в работах<sup>92-94</sup>. Для подобных усилителей, имеющих структуру многосвязных фильтров, возможно значительное увеличение произведения коэффициента усиления на полосу пропускания. Результаты расчета такого оптимального усилителя для случая схемы «на проход» приведены на рис. 41 вместе с обобщенной схемой этого усилителя<sup>92</sup>.

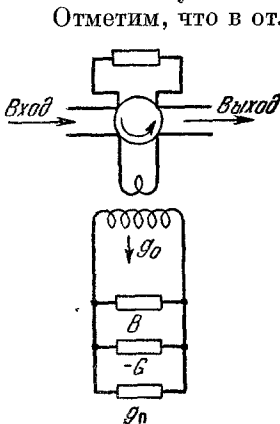


Рис. 42. Усилитель с циркулятором в схеме «на отражение».

Коэффициент усиления  $\gamma$  определяется как квадрат модуля коэффициента отражения по напряжению  $|\Gamma|^2$ :

$$|\Gamma|^2 = \gamma = \frac{(g_0 - g_n + G)^2 + B^2}{(g_0 + g_n - G)^2 + B^2}. \quad (10,6)$$

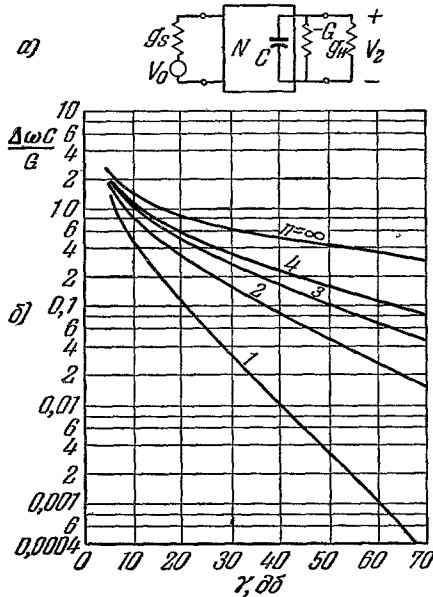


Рис. 41. Зависимость полосы пропускания от коэффициента усиления для оптимального усилителя (б) в схеме «на проход» (а).

$n$  — число полюсов фильтра  $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ .

Отметим, что в отличие от простых резонансных усилителей для оптимальных усилителей произведение коэффициента усиления на полосу пропускания не является больше инвариантной характеристикой<sup>94</sup>.

10.2. Усилитель с циркулятором в схеме «на отражение». Включение усилителя в схему «на отражение» с использованием циркулятора дает существенные преимущества с точки зрения расширения полосы, улучшения стабильности и уменьшения коэффициента шума. Поэтому такое включение наиболее широко используется для усиления на СВЧ. В схеме на рис. 42  $g_n$  и  $g_0$  — трансформированные к точкам включения  $-G, C$  проводимости потерь и входной линии соответственно;  $B$  — реактивная проводимость усилителя (штрихованные значения  $G'', g''_n = g''_s + g''_1$ , встречающиеся в тексте, соответствуют проводимостям, преобразованным к клеммам генератора сигнала с проводимостью  $g''_0$ ).

Усиление превышает единицу, если  $G$  больше  $g_n$ , и достигает бесконечности в резонансе ( $B = 0$ ), если  $G = g_0 + g_n$ . При  $G > g_0 + g_n$  имеет место генерация.

Как и в других регенеративных усилителях, произведение коэффициента усиления на полосу остается приблизительно постоянным при больших усилениях, когда  $g_0 \approx G - g_n$ . В этом случае

$$\sqrt{\gamma} = \frac{2(G - g_n)}{g_0 - (G - g_n)}, \quad (10,7)$$

$$\Delta f = f_0 \frac{g_0 + g_n - G}{\omega C}, \quad (10,8)$$

$$\sqrt{\gamma} \Delta f \approx \frac{G - g_n}{\pi C}. \quad (10,9)$$

Если потери малы, произведение  $\sqrt{\gamma} \Delta f$  равно

$$\sqrt{\gamma} \Delta f \approx \frac{1}{\pi RC}. \quad (10,10)$$

Таким образом, схема усилителя «на отражение» с циркулятором имеет произведение коэффициента усиления на полосу пропускания вдвое больше, чем схема усилителя «на проход».

Результаты расчета оптимального усилителя для схемы «на отражение» с циркулятором приведены на рис. 43<sup>92</sup>. Сравнение кривых, изображенных на этом рисунке, с соответствующими кривыми рис. 41 показывает преимущества «отражающей» схемы и в случае применения сложных контуров.

10.3. Балансный усилитель на туннельных диодах. Стремления, не применяя ферритовых циркуляторов, предотвратить ухудшение коэффициента шума вследствие попадания шумов нагрузки на усилитель привели к появлению балансной схемы усилителя. Такая схема, впервые предложенная для парамагнитных усилителей<sup>95</sup>, была затем реализована и для усилителей на туннельных диодах<sup>96</sup>. (Балансный усилитель иногда называют также «гибридным».) Мощность, отраженная от двух идентичных усилителей, расположенных в плечах гибридного соединения

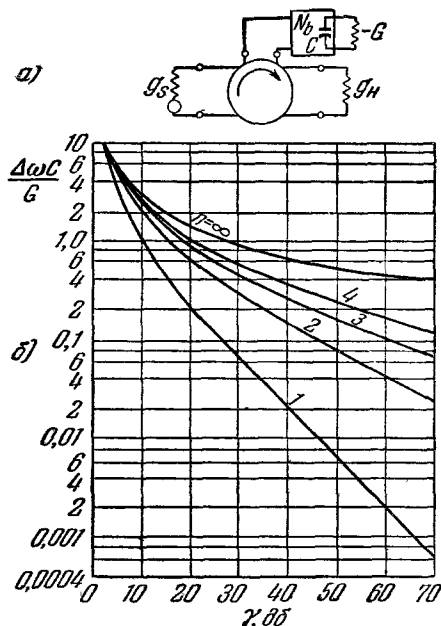


Рис. 43. Зависимость полосы пропускания от коэффициента усиления для «оптимального» усилителя (б) в схеме «на отражение» с циркулятором (а).  $n$  — число полюсов фильтра  $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ .

(рис. 44), суммируется в плече 4, а усиленные шумы приемника — в плече 3. Коэффициент усиления балансной схемы при отсутствии рассогласования на входе гибридного соединения определяется уравнением (10,6). Зависимости между коэффициентом усиления и полосой пропускания, приведенные на рис. 43 для усилителя «на отражение» с циркулятором, справедливы и для балансного усилителя<sup>92</sup>.

При согласовании входных и выходных импедансов и при идеальной развязке противоположных плеч гибридного соединения балансный усилитель

тель представляет собой согласованную нагрузку для генератора сигнала. При рассогласовании условия стабильности определяются выражением <sup>96</sup>

$$\gamma|\Gamma_1| |\Gamma_2| < 1, \quad (10,11)$$

где  $|\Gamma_1|$  и  $|\Gamma_2|$  — модули коэффициента отражения (по напряжению) от источника сигнала и нагрузки усилителя соответственно. В широкой полосе частот трудно получить хорошее согласование на всех точках диапазона и ограничения, накладываемые выражением (10,11), становятся существенными. Ограничения балансного усилителя, связанные с шумовыми свойствами, будут рассмотрены ниже.

10.4. Усилители с бегущей волной. Интерес к усилителям бегущей волны связан с их широкополосностью. Наиболее перспективным типом усилителя бегущей волны представляется усилитель с «очень узким полосковым диодом» (см. рис. 38), расположенным вдоль оси полосковой линии, и с двумя поглощающими нагрузками на некотором расстоянии от нее <sup>73</sup>. Трудность реализации такой системы заключается в том, что она усиливает в обоих направлениях. Слабые рассогласования в линии являются источниками стоячих волн, и если усиление велико, наступает генерация. В силу того, что отрицательное сопротивление действует на всех частотах, проблема согласования по входу и выходу в широком диапазоне частот практически едва ли выполнима. Для устранения генерации в распределенном усилителе была предложена комбинированная система, включающая распределенный туннельный диод и невзаимный ферритовый ослабитель <sup>73, 97</sup>.

Такая система усиливает сигналы, проходящие в одном направлении, ослабляя их в другом направлении. Предложенное устройство <sup>97</sup> (аналогичное изображенному на рис. 38) содержит тонкие ферритовые пластинки по обеим сторонам от узкого полоскового диода, расположенного вдоль оси полосковой линии. Постоянный магнит, на котором располагается это устройство, создает в феррите неоднородное поле, сильное вблизи оси и более слабое по краям полосковой линии. Поэтому частота ферромагнитного резонанса уменьшается по мере удаления от оси, что сохраняет невзаимные свойства ферритовой среды в очень широкой полосе частот.

Пока еще не преодоленные трудности, связанные с изготовлением распределенных структур с отрицательным сопротивлением, привели к созданию сосредоточенного эквивалента усилителя с бегущей волной. В такой системе сосредоточенные туннельные диоды, дискретно расположенные вдоль оси полосковой линии, разделены ферритовой средой, которая поглощает волны, распространяющиеся в нежелательном направлении <sup>98</sup>.

Другой тип усилителя бегущей волны <sup>99</sup> (рис. 45, а) содержит отрезки передающих линий с сосредоточенными параметрами, граничная частота пропускания которых имеет одну и ту же величину. Емкость перехода и индуктивность туннельных диодов могут участвовать в формировании такой искусственной линии. Каждый последующий отрезок линии (в сторону от генератора) имеет характеристическую проводимость, большую чем предыдущий. Отрицательные проводимости туннельных диодов, включенных на стыках этих линий, обеспечивают режим согласования.

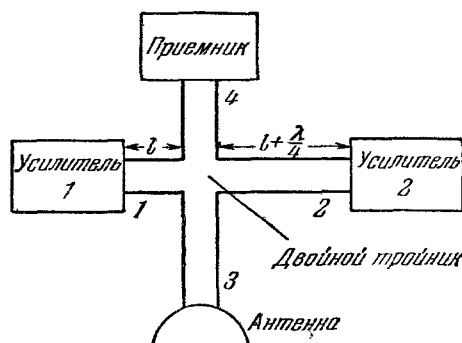


Рис. 44. Схематическое изображение балансного усилителя.

При наличии  $N$  одинаковых диодов с отрицательной проводимостью  $-G$  проводимость оконечной нагрузки  $g_n$  должна быть равна

$$g_n = g_{01} + NG, \quad (10,12)$$

где  $g_{01}$  — характеристическая проводимость ближайшего к генератору отрезка линии.

Теоретически такой усилитель имеет в широкой полосе частот коэффициент усиления, по мощности равный отношению проводимостей  $g_n/g_{01}$ .

В несколько отличном типе усилителя бегущей волны<sup>100</sup> (рис. 45, б) все секции имеют одно и то же характеристическое сопротивление  $R_0$ . Последняя секция этого усилителя нагружена на отрицательное сопротивление, модуль которого  $R = R_0$ , а на стыке каждой секции включены в чередующемся порядке отрицательные и положительные сопротивления  $-R/2$  и  $R/2$ . Поэтому каждая секция оказывается нагруженной на характеристическое сопротивление либо  $R$ , либо  $-R$ , знак которой меняется на каждой секции. Схема обладает теоретической полосой пропускания

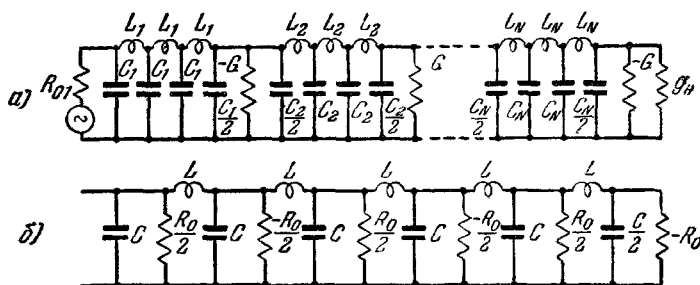


Рис. 45. Два типа усилителя с бегущей волной.

от нуля до предельной частоты туннельных диодов и имеет коэффициент усиления по мощности, равный  $2N$ , где  $N$  — число звеньев.

10.5. Стабильность усилителей на туннельных диодах. Как и любые регенеративные усилители, усилители на туннельных диодах обладают сильной зависимостью коэффициента усиления от импеданса нагрузки и генератора. Это влияние особенно существенное, если усиление велико, может в предельном случае привести к самовозбуждению. Для усилителя с разделенными входом и выходом чувствительность усилителя к изменению входного импеданса определяется производной коэффициента усиления по проводимости и равна<sup>101</sup>

$$\frac{\partial k_0}{\partial G_g''} = \frac{k_0}{G_g''} \left[ 1 - 2k_0^{1/2} \left( \frac{G_g''}{G_n''} \right)^{1/2} \right], \quad (10,13)$$

где  $k_0$  — номинальный коэффициент усиления, определяемый уравнением (10,2).

Если сделать усиление равным  $\frac{1}{4} \frac{G_n''}{G_g''}$ , коэффициент усиления не будет подвержен влиянию внешних нагрузок. К сожалению, требование  $G_n'' \gg G_g''$  приводит к недопустимому увеличению коэффициента шума. Применение изоляторов и циркуляторов существенно улучшает устойчивость усилителей к изменению внешних нагрузок. Изменение напряжения смещения также может приводить к неустойчивости коэффициента усиления. Эта неустойчивость тем меньше, чем более прямолинейна выбранный рабочий участок вольт-амперной характеристики.



Температурная зависимость отрицательной проводимости должна также быть принята во внимание для получения стабильного коэффициента усиления.

Температурный коэффициент отрицательной проводимости является нелинейной функцией напряжения смещения; определенные участки на отрицательной ветви обладают слабой температурной зависимостью <sup>45, 76</sup>. Однако скорее всего низкий коэффициент шума является определяющим фактором при выборе напряжения смещения; поэтому для практического использования усилителя может потребоваться стабилизация усиления.

10.6. Шумы усилителей на туннельных диодах. Коэффициент шума  $F$  определяется, как обычно (см., например, <sup>102</sup>), отношением полных шумов на выходных клеммах устройства ( $N_s$ ) к той их части на этих же клеммах, которые обязаны шумам на согласованном сопротивлении, внешнем по отношению к устройству при температуре  $T_0 = 290^\circ \text{ K}$  ( $N_{0s}$ ):

$$F = \frac{N_s}{N_{0s}} = \frac{N_s}{kT_0 \Delta f \gamma}. \quad (10,14)$$

Основным источником шумов в туннельном диоде являются дробовые шумы. Дробовые шумы связаны с токами, протекающими через  $p-n$ -переход в обоих направлениях. В предположении, что эти токи полностью «некоррелированы», эквивалентный ток насыщения  $I_{eq}$  (названный так по аналогии с обычным диодом) является суммой указанных токов. При работе в области падающего участка вольт-амперной характеристики током, протекающим через переход в обратном направлении, можно пренебречь по сравнению с прямым током. Поэтому дробовый шум в интервале частот  $\Delta f$  может быть представлен генератором тока, средний квадрат которого  $\overline{i^2}$  равен <sup>104</sup>

$$\overline{i^2} = 2eI_{eq} \Delta f \approx 2eI \Delta f, \quad (10,15)$$

где  $I$  — измеряемый ток диода от источника смещения.

Для рассмотрения шумовых свойств действительные источники шумов обычно заменяют эквивалентными шумовыми генераторами и идеальными, т. е. нешумящими, сопротивлениями, как это сделано на рис. 46, где представлена шумовая эквивалентная схема туннельного диода <sup>103-107</sup>. На рис. 46 тепловой шум последовательного сопротивления диода заменен эквивалентным источником шумов  $e_s$ , средний квадрат напряжения которого

$$\overline{e_s^2} = 4kT_s \Delta f r_s, \quad (10,16)$$

а дробовый шум представлен генератором тока

$$\overline{i^2} = 4kT_d \Delta f g_e, \quad (10,17)$$

где  $T_s$  и  $T_d$  — абсолютные значения температуры сопротивления потерь и  $p-n$ -перехода, а  $g_e = \frac{eI}{2kT_d}$  — эквивалентная шумовая проводимость туннельного диода, определяемая выражениями (10,15) и (10,17). Если  $T_d = T_0 = 290^\circ \text{ K}$ ;  $g_e (\text{ом}^{-1}) = 0,02 I (\text{ма})$ .

Последовательная и параллельная эквивалентные шумовые схемы настроенного в резонанс усилителя с разделенными входом и выходом представлены на рис. 47.

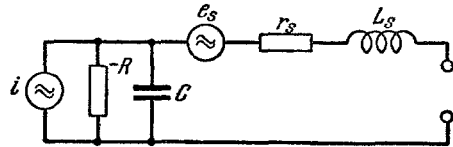
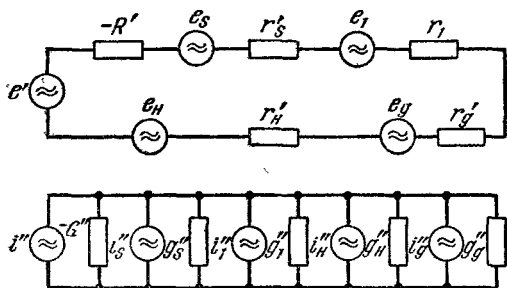


Рис. 46. Эквивалентная шумовая схема туннельного диода.

В этих схемах пересчитанные параметры диода определяются с помощью уравнений (5,3) — (5,5), а параметры эквивалентных генераторов  $e'$ ,  $i''$  — из условия приравнивания «обменных» мощностей<sup>108</sup>



$$\frac{\bar{i}^2}{-G} = \frac{4kT\Delta f g_e}{-G} = \frac{\bar{e}^2}{-R'} = \frac{\bar{i}^{\prime 2}}{-G''} \quad (10,18)$$

Рис. 47. Эквивалентные шумовые схемы настроенного в резонанс усилителя с разделенными входом и выходом.

а) Последовательная схема  $\bar{e}^2 = 4kT - \Delta f r_e'$ , где  $r_e' = R' \frac{g_e}{G}$ ; б) параллельная схема  $\bar{i}^{\prime 2} = 4kT \Delta f g_e''$ , где  $g_e'' = G'' \frac{g_e}{G}$ .

Понятие «обменной» («exchangable») мощности, определяемой как стационарная величина выходной мощности генератора в функции его выходного тока или напряжения, имеет то преимущество перед привычной величиной «оптимальной» («available») мощности, что оно сохраняет свой смысл как при положительных, так и при отрицательных значениях внутреннего сопротивления

источника  $r_s$  (в последнем случае обменная мощность  $P = \frac{|E|^2}{4r_s}$  представляет собой мощность, поглощаемую источником из внешней цепи).

Коэффициент шума усилителя с разделенными входом и выходом равен

$$F = 1 + \frac{T_s}{T_0} \frac{r_s'}{r_g} + \frac{T_1}{T_0} \frac{r_1'}{r_g} + \frac{T_H}{T_0} \frac{r_H'}{r_g} + \frac{T_d}{T_0} \frac{r_e'}{r_g} = 1 + \frac{T_s}{T_0} \frac{g_s''}{g_g} + \frac{T_1}{T_0} \frac{g_1''}{g_g} + \frac{T_H}{T_0} \frac{g_H''}{g_g} + \frac{T_d}{T_0} \frac{g_e''}{g_g} \quad (10,19)$$

В удобной для практического использования форме это уравнение, если коэффициент усиления велик, а  $T_s = T_1 = T_d = T_0$ , имеет вид<sup>91</sup>

$$F = 1 + \frac{\frac{Q_H}{Q_0} + \frac{r_H'}{r_g}}{1 - \frac{Q_H}{Q_0}} + \frac{1 + \frac{r_H'}{r_g}}{\left(1 - \frac{Q_H}{Q_0}\right) \left(1 - \frac{r_s}{R}\right)} \frac{0,02 IR + \frac{r_s}{R} (1 + \omega^2 C^2 R^2)}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{H \text{ ред}}^2}\right)}, \quad (10,20)$$

где  $I$  — в  $ma$ ,  $R$  — в  $ом$ .

Коэффициент шума усилителя «на отражение» с идеальным циркулятором, как это легко показать, равен

$$F = \frac{1 + 0,02 IR}{1 - \frac{r_s}{R} (1 + \omega^2 C^2 R^2)} \quad (10,21)$$

При выводе уравнения (10,21) предполагалось, что усиление велико и все потери сосредоточены в  $r_s$ . Это уравнение определяет минимальный коэффициент шума, достижимый на рабочей частоте  $\omega$ , с заданными параметрами диода. Отметим тождественность уравнения (10,21) с аналогичными зависимостями, полученными в работах<sup>103-106</sup>. Так, например, можно представить уравнение (10,21) как функцию трех отношений параметров туннельного диода  $\frac{g_e}{G}$ ,  $\frac{r_s}{R}$ ,  $\frac{\omega}{\omega_{\text{пред}}}$ <sup>106</sup>:

$$F = \frac{1 + \frac{g_e}{G}}{\left(1 - \frac{r_s}{R}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{\text{пред}}^2}\right)} \quad (10,22)$$

Если пренебречь потерями в контуре и в диоде, то вдали от предельной частоты  $\omega_{\text{пред}}$  коэффициент шума определяется простым соотношением

$$F = 1 + 0,02IR, \quad (10,23)$$

которое является предельным случаем уравнения (10,21) — (10,22). (Этот же предел достигается для усилителя с разделенными входом и выходом при дополнительном условии  $r'_g \gg r'_n$ .)

Коэффициент шума балансного усилителя (рис. 44) определяется равенством <sup>109</sup>

$$F = 1 + \gamma \frac{\Gamma_g^2}{1 - \Gamma_g^2} \frac{T_n}{T_0} + \frac{4 \frac{g_e}{G} G'' g''_0 (1 + \Gamma_g^2 \gamma)}{(1 - \Gamma_g^2) (g''_0 + G'' - g''_n)^2 T_0} T_d + \frac{4 g''_n g''_0 (1 + \Gamma_g^2 \gamma)}{(1 - \Gamma_g^2) (g''_0 + G'' - g''_n)^2 T_0} T_1, \quad (10,24)$$

где  $\Gamma_g^2$  — квадрат модуля коэффициента отражения по напряжению от входных клемм балансного усилителя;  $\gamma$  — коэффициент усиления каждого из двух идентичных усилителей в плечах гибридного соединения.

В этом уравнении второй член определяется шумами нагрузки, попадающими в усилитель с выхода, а третий и четвертый — шумами диода с учетом входного рассогласования. При идеальных условиях нет отражения на входе и потеря в контуре и диоде, а коэффициент шума равен

$$F = 1 + \left(1 - \frac{1}{\gamma_{12}}\right) \frac{eI}{2kT_0G}, \quad (10,25)$$

где  $\gamma_{12} = \gamma$  — коэффициент усиления балансного усилителя при отсутствии отражения на его входе.

Это уравнение показывает, что коэффициент шума идеального балансного усилителя увеличивается с ростом усиления, достигая в пределе величины  $1 + 0,02IR$ , характеризующей одиночный усилитель «отражающего» типа. Наличие рассогласования на входе, как это видно из уравнения (10,24), ухудшает коэффициент шума балансного усилителя. И, наконец, существенное увеличение общего коэффициента шума системы, пропорциональное рассогласованию на входе и усилению усилителя будет иметь место вследствие влияния шумов последующих каскадов. Увеличение эффективной шумовой температуры балансного усилителя  $T_{\text{бал}}$  по отношению к минимальной эффективной шумовой температуре собственных усилителей  $T_{\text{min}}$  вследствие всех этих факторов может быть выражено приближительной зависимостью <sup>110</sup>

$$\frac{T_{\text{бал}}}{T_{\text{min}}} \approx 1 + \Gamma_g^2 \gamma \left(1 + \frac{T_{e2}}{T_{e \text{ min}}}\right). \quad (10,26)$$

Здесь  $T_{e2}$  — шумовая температура 2-го каскада на его входе.

Нетрудно видеть, что рассогласование балансного усилителя сильно ухудшает его качества. Использование циркуляторов отрицает саму идею этой схемы, позволяя обойтись одиночным отражающим усилителем. Поэтому применения балансных усилителей, видимо, ограничены.

Коэффициент шума может быть снижен при уменьшении усиления посредством увеличения  $g''_0$ . Для усилителя на отражение с циркулятором \*)

$$F = 1 + \frac{4T}{T_0} g''_0 G'' \frac{\frac{eI}{2kTG} + \frac{g''_n}{G''}}{(g''_0 - g''_n + G'')^2}, \quad (10,27)$$

\*) В работах <sup>96, 107, 109</sup> не исследуются частотные свойства коэффициента шума и, по-видимому, поэтому в выражениях, аналогичных (10,24), (10,27), (10, 28), авторы не используют преобразованные значения активных проводимостей.

где  $T = T_1 = T_s = T_d$ . Необходимость устранять шумы последующих каскадов должна, однако, привести к применению нескольких последовательно соединенных усилителей. Можно показать<sup>107</sup>, что общий коэффициент шума такого  $n$ -каскадного усилителя «отражающего» типа с большим суммарным усилением ( $\gamma^n \rightarrow \infty$ ), каждый каскад которого имеет малое усиление  $\gamma$  и «развязан» друг относительно друга, равен

$$F_n = 1 + \frac{T}{T_0} \left[ \frac{1 - \frac{1}{\gamma^n}}{1 - \frac{g_n''}{G_n''}} \right] \left( \frac{eI}{2kTG} + \frac{g_n''}{G_n''} \right) \quad (10,28)$$

и может быть сделан равным коэффициенту шума одного каскада с большим усилением. (При этом лишь расширится полоса пропускания системы.)

Приведенные соотношения показывают, что главный вклад в коэффициент шума в правильно сконструированном усилителе вносят дробовые шумы. Для уменьшения коэффициента шума существенно снижение потерь в диоде и контуре усилителя и работа вдали от предельной частоты. Если

последнее условие не выполнено, шумы последовательного сопротивления резко ухудшают шумовые свойства усилителя. Сильная связь с генератором и слабая с нагрузкой, кроме того, являются необходимыми условиями снижения коэффициента шума в усилителе с разделенными входом и выходом. Предельное значение коэффициента шума для всех трех рассмотренных выше типов усилителей определяется уравнением (10,23), поэтому произведение  $IR$  может быть принято за меру шумовых качеств туннельных диодов. Типовая зависимость  $IR$  от напряжения смещения приведена на рис. 48 вместе с вольт-амперной характеристикой.

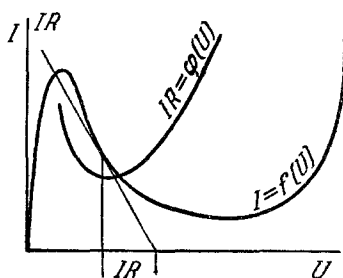


Рис. 48. Типовая зависимость произведения  $IR$  туннельного диода от напряжения смещения.

Из рис. 48 видно, что избыточные токи приводят к увеличению модуля отрицательного сопротивления; в связи с этим минимальное значение произведения  $IR$  обычно находится в средней части падающего участка вольт-амперной характеристики.

Теоретические пределы для  $(IR)_{\min}$  в настоящее время еще не установлены. Можно отметить лишь, что возможность снижения  $(IR)_{\min}$  связывается с применением диодов с малой шириной запрещенной зоны и с малыми эффективными массами<sup>104</sup>. Так для арсенида галлия  $(IR)_{\min}$  равно 0,12  $\epsilon$ , для германия 0,06  $\epsilon$ . Заслуживает внимания применение в качестве материала для туннельных диодов антимонида галлия, характеризующегося  $(IR)_{\min} = 0,043 \epsilon^*$ <sup>111</sup>; соответствующие трем указанным величинам предельные значения коэффициента шума равны 5,3  $\delta\epsilon$ , 3,4  $\delta\epsilon$  и 2,7  $\delta\epsilon$ .

**10.7. Экспериментальные результаты.** Техника, применяемая для реализации усилителей на туннельных диодах в диапазоне СВЧ, во многом сходна с описанными выше методами построения генераторов. Это касается конструирования резонаторов, линий связи и цепей смещения. На нижних частотах СВЧ диапазона в основном применяется коаксиальная и полосковая техника, на более высоких частотах — волноводы и объемные резонаторы.

\*) С использованием диодов из GaSb была получена генерация на основной частоте до 62,5 ГГц<sup>111</sup>.

Первое описание усилителя на туннельном диоде появилось в 1959 г., когда Чанг создал усилитель на частотах 30—80 Мгц с коэффициентом шума, равным 4,5 дб<sup>112</sup>.

Усилитель с разделенными входом и выходом на частоте 405—465 Мгц, с коэффициентом усиления 15 дб и полосой пропускания  $\Delta f = 12$  Мгц имел коэффициент шума, равный 4,2 дб. Усилитель представлял собой полосковый короткозамкнутый резонатор, на одном конце которого включался диод ZJ 56 (фирма «Дженерал электрик»;  $G = 0,01$  ом<sup>-1</sup>,  $C = 7$  пкф,  $L_s = 6 \cdot 10^{-9}$  эи,  $R_s \approx 1$  ом) с сильной связью с генератором и слабой с нагрузкой. Изменение усиления составляло 3 дб при изменении КСВ от 1 до 1,2 без изолятора и при изменении КСВ от 1 до 1,8 с изолятором<sup>101</sup>.

Усилитель «отражающего» типа с циркулятором работал на частоте 4500 Мгц и имел произведение  $\sqrt{\gamma} \Delta f = 275$  Мгц,  $\gamma = 23$  дб,  $\Delta f = 20$  Мгц. Коэффициент шума усилителя составлял 7 дб ( $\sqrt{\gamma} \Delta f = 360$  Мгц,  $F = 8,6$  дб в другом варианте)<sup>113, 114</sup>. Регулируемая связь с резонатором, в котором помещался диод, осуществлялась с помощью короткого участка запердельного волновода. Произведение  $\sqrt{\gamma} \Delta f$  оставалось постоянным при изменении усиления от 17 до 25 дб. Сопоставление экспериментальных данных произведения  $\sqrt{\gamma} \Delta f$  с расчетными величинами было полезным для определения потерь в резонаторе и диоде и вычисления коэффициента шума усилителя. Значения коэффициента шума, вычисленные таким образом, близко соответствовали экспериментальным данным.

Стабильно работающий усилитель отражающего типа с циркулятором имел коэффициент усиления 36—38 дб на частотах 6,8; 10,8 и 25,8 Ггц соответственно<sup>115</sup>. Колебательная система усилителя представляла собой конический резонатор, зашунтированный сварным туннельным диодом из GaAs. Связь с резонатором осуществлялась с помощью петли. Коэффициент шума на частотах 6,8; 10,7 и 11,5 Ггц составлял соответственно 7,5; 10,7 и 11,5 дб.

Усиление на еще более высоких частотах, от 55 до 85 Ггц, было получено<sup>111</sup> со сварными диодами из GaAs *n*-типа<sup>85</sup>, изготовленными в суженном волноводе  $3,1 \times 0,25$  мм<sup>2</sup>, аналогично<sup>88</sup>. Усилитель отражающего типа с циркулятором на частоте 55 Ггц характеризовался параметрами:  $\gamma = 35$  дб,  $\sqrt{\gamma} \Delta f = 400$  ( $\gamma = 20$  дб),  $F = 16$ —18 дб. Превышение коэффициента шума над значениями, определяемыми уравнением (10,23) (6—7 дб для примененного диода), являлось следствием больших потерь в контуре усилителя.

Усилитель типа SS 500 фирмы RCA имеет минимальный коэффициент усиления 15 дб в полосе частот 1275—1325 Мгц и коэффициент шума 6 дб. Выходная мощность насыщения усилителя равна 30 мвт, потребление 10 ма при 0,1 в в работе<sup>89</sup>.

Минимальный достигнутый коэффициент шума на частоте 400 Мгц составлял 2,7 дб ( $T_{эфф} = 250^\circ K$ )<sup>116</sup>.

Таким образом, рассмотренные экспериментальные результаты подтверждают теоретическую возможность усиления с помощью туннельных диодов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн. Снижение коэффициента шума до значений, определяемых дробовыми шумами, является, по-видимому, вопросом близкого времени. Дальнейшее уменьшение дробовых шумов связано с проблемой снижения избыточных токов.

Но даже и в существующем виде усилители на туннельных диодах получают распространение, так как имеется большое количество применений, где их исключительная простота является более чем достаточной компенсацией несколько более высоких, чем у параметрических усилителей, шумов.

## 11. НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ

Применения туннельных диодов на СВЧ не ограничиваются только усилителями и генераторами. С их помощью может быть осуществлено преобразование (смещение) частоты, детектирование, усиление в сверхрегенеративном режиме. Эти применения основаны на использовании отрицательного сопротивления и нелинейности вольт-амперной характеристики туннельного диода.

11.1. Преобразователь (смеситель) на туннельном диоде. Эквивалентная схема устройства, изображенного на рис. 49 состоит из трех резонансных контуров, связанных туннельным диодом <sup>117</sup>. Схема может работать с внешним гетеродином (на частоте  $\omega_3$ )

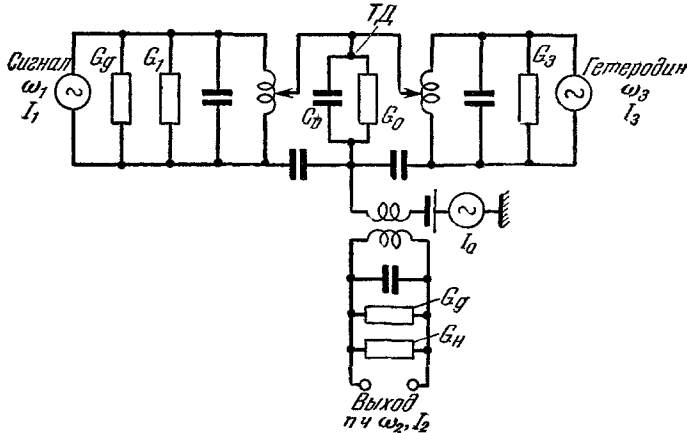


Рис. 49. Эквивалентная схема преобразователя на туннельном диоде.  
ТД — туннельный диод.

как смеситель, преобразующий частоту сигнала  $\omega_1$  в сигналы промежуточной частоты  $\omega_2$ . При выполнении условий самовозбуждения на частоте  $\omega_3$  схема работает без внешнего гетеродина как преобразователь.

Рабочая точка выбирается на восходящей ветви вольт-амперной характеристики вблизи максимума тока. Рабочий участок характеристики аппроксимируется квадратичной зависимостью тока от напряжения

$$I = g_0 U - AU^2, \quad (11,1)$$

где  $g_0$  — проводимость в рабочей точке,  $A$  — коэффициент пропорциональности.

Рассматривая уравнения для контурных токов на трех частотах ( $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ ), Чанг показал <sup>117</sup>, что коэффициент преобразования, больший чем единица, имеет место, если амплитуда напряжения  $U_3$  на частоте гетеродина достаточна для выполнения условия  $\frac{AU_3}{g_0} > 1$ . Под коэффициентом преобразования понимается отношение выходной мощности промежуточной частоты к максимальной мощности, отдаваемой источником сигнала.

В предположении (11,1) выведены соотношения для коэффициента преобразования, полосы пропускания и коэффициента шума смесителя <sup>117</sup>. Экспериментальный смеситель, описанный в той же работе, преобразовывал сигналы на частоте 210 Мгц в сигналы промежуточной частоты, равной 30 Мгц. Частота гетеродина была равна 240 Мгц. С использованием германиевого туннельного диода с большим током ( $I_p = 35$  ма,  $g_0 = 0,21$  ом<sup>-1</sup>) был получен коэффициент преобразования, равный 6,0 дб, в полосе про-

пускания 0,9 МГц с коэффициентом шума 5,2 дб. Соответствующие величины для диода из арсенида галлия составляли 22,7 дб, 0,15 МГц и 2,8 дб. Эти экспериментальные данные согласуются с расчетами <sup>117</sup>.

Обнадеживающие результаты получены на частоте сигнала 1200 МГц ( $f_{\text{гет}}=1170$  МГц,  $f_{\text{п.ч}}=30$  МГц) <sup>118</sup>. В отличие от смесителя, описанного выше, рабочая точка была выбрана в области отрицательного наклона характеристики, а пиковый ток имел много меньшую величину ( $I_p=1$  ма). Поэтому обеспечение условий устойчивости по постоянному току не представляло больших трудностей. Авторы получили высокий коэффициент преобразования в полосе 4 МГц и близкий к расчетному коэффициенту шума, равный 4,5 дб (при точной настройке результаты были еще лучше, однако преобразование было нестабильным).

Брейцер <sup>119</sup> при анализе работы смесителя использовал аналитическое выражение вольт-амперной характеристики, аналогичное (3,3), с учетом токов, протекающих через  $p-n$ -переход в обоих направлениях. Предположив амплитудную модуляцию этих токов гетеродином и эффект обратного преобразования, он пришел к выводам, несколько отличающимся от выводов Чанга. В сообщении <sup>119</sup> не приведены экспериментальные данные, однако результаты Грене и Сарда <sup>120</sup> более соответствуют расчетам Брейцера, чем выводам Чанга. Имеющиеся данные указывают на перспективность применения туннельных диодов для преобразования частоты.

**11.2. Детектор на туннельном диоде.** Детектор, обладающий очень высокой чувствительностью, может быть реализован с помощью устройства, включающего туннельный диод и основанного на использовании в одной схеме явлений регенерации и детектирования. Такой высокочувствительный детектор кратко описан Монтгомери <sup>121</sup>. Эквивалентная схема устройства может быть представлена рис. 26. Максимальная чувствительность наблюдалась при нахождении рабочей точки вблизи точки возникновения генерации. График зависимости чувствительности от частоты при нескольких значениях отрицательного сопротивления  $-R$  приведен на рис. 50, где  $R$  нормализовано относительно  $R_0$  — отрицательного сопротивления, соответствующего возникновению генерации. Наилучшая чувствительность по току короткого замыкания устройства составляла  $10^5$  а/вт, а уровень минимального обнаруживаемого сигнала лежал на 140 дб ниже уровня ватта. (Под чувствительностью по току понимается отношение выпрямленного тока короткого замыкания к максимальной мощности источника сигнала.) Однако вблизи точки возникновения генерации полоса была узкой, а стабильность недостаточной. Высокая стабильная чувствительность  $5 \cdot 10^2$  а/вт, соответствовавшая обнаруживаемой мощности 120 дб·вт, имела место при ширине полосы до 2%. Амплитудная характеристика была квадратичной вплоть до мощности 60 дб·вт. Ограничение динамического диапазона в сторону больших мощностей было связано с возникновением генерации.

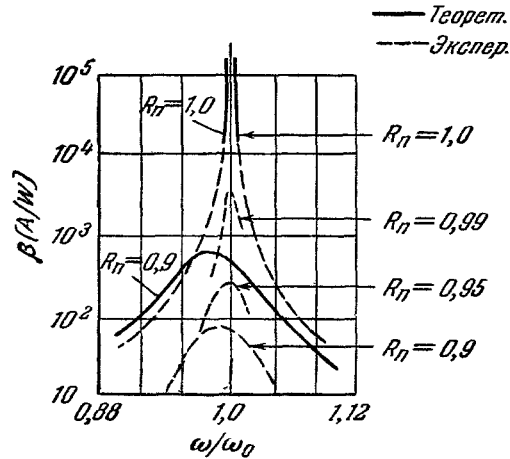


Рис. 50. Зависимость чувствительности по току короткого замыкания от частоты в регенеративном детекторе.

В сообщении <sup>123</sup> рекомендуется использовать в качестве детектора туннельный диод, называемый «обращенным» («backward»). Такой туннельный диод характерен тем, что вырожденный полупроводник имеется только по одну сторону  $p-n$ -перехода. Поэтому прямая ветвь его вольт-амперной характеристики подобна характеристике обычного диода. В обратном направлении ток через  $p-n$ -переход обязан туннельному эффекту. Обращенный диод обладает слабой температурной зависимостью вольт-амперной характеристики и резко выраженным перегибом характеристики вблизи начала координат. В точке перегиба такой диод может иметь большие значения отношения второй производной тока по напряжению к первой  $I''/I'$ .

Так, например, для диодов из арсенида галлия получено  $\frac{I''}{I'} = 1,23 \frac{e}{kT}$  при смещении, равном  $5 \text{ мв}$ , и  $2,17e/kT$  при смещении  $1 \text{ мв}$  <sup>123</sup>. («Обычные» кристаллические детекторы не могут иметь величину  $I''/I'$ , большую  $0,5e/kT$ .)

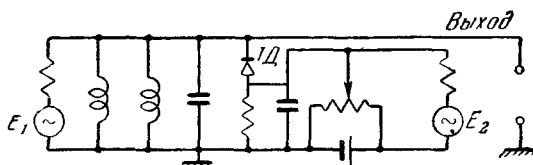


Рис. 51. Эквивалентная схема сверхрегенеративного детектора.

ТД — туннельный диод.

11.3. Сверхрегенератор на туннельном диоде. Сверхрегенеративный усилитель, как известно, позволяет получить очень высокую чувствительность при достаточной устойчивости, в то время как устойчивость регенератив-

ных схем снижается при предельных значениях коэффициента усиления.

Рабочая точка туннельного диода при его работе в режиме сверхрегенератора <sup>124</sup> смещается в область отрицательного сопротивления, и в контуре выполняются условия для возникновения колебаний. Амплитуда вспомогательного источника должна быть достаточной для периодического сброса этих колебаний. Возможно совмещение в одной схеме сверхрегенеративного усилителя и генератора вспомогательных колебаний, а также сверхрегенеративного усилителя и детектора. Эквивалентная схема сверхрегенеративного детектора, осуществленного на частоте  $6,25 \text{ Мгц}$ , приведена на рис. 51 (частота вспомогательного источника  $0,1 \text{ Мгц}$ ) <sup>124</sup>. Указание о сверхрегенерации на частоте  $980 \text{ Мгц}$  подтверждает возможность создания такого рода схем в диапазоне СВЧ <sup>121</sup>.

## 12. ПРИМЕНЕНИЕ ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Квантовомеханическая природа туннельного диода предоставила в распоряжение экспериментаторов возможность прямого исследования взаимодействия электронов с фононами.

Впервые подобные взаимодействия наблюдались в работе <sup>48</sup>. Авторы, изучая вольт-амперную характеристику туннельных диодов при гелиевых температурах, обнаружили характерные изломы в ее прямой ветви (рис. 52). Напряжения, при которых возникали эти изломы, в точности соответствовали энергиям фононов, существующих в полупроводнике. В германии, легированном сурьмой, наблюдались все четыре акустических фонона: два продольных и два поперечных.

В германии с примесями фосфора и мышьяка изломы на характеристике не наблюдались. Это свидетельствует либо о прямых туннельных переходах в таких кристаллах, либо о не прямых с рассеянием на примесях. Второе представляется более вероятным. Этот результат подтверждается



также видом температурной зависимости туннельного тока (см. раздел 5.2) и измерениями обратной ветви вольт-амперной характеристики <sup>127</sup>.

Электронно-фононные взаимодействия наблюдались также в кремниевых туннельных диодах <sup>48</sup>. Такие исследования начинают приобретать количественный характер. Холл <sup>59</sup> показал, что вольт-амперную характеристику, имеющую изломы, можно разложить на сумму нескольких подобных кривых (см. пунктир на рис. 53, а). Кривые сдвинуты по оси напряжений на величины, пропорциональные  $\hbar\omega_i$ , соответствующих фононов.

Их амплитуда и имеет различную величину из-за разной степени взаимодействия фононов с электронами. Более наглядной картина становится при исследовании второй производной туннельного тока по напряжению (рис. 53, б) <sup>59</sup>.

Тщательное изучение показало, что каждая из пунктирных кривых рис. 53, а спадает к оси напряжений не резко, а асимптотически. Это явление трактуется <sup>59</sup> как следствие размытия нижней границы зоны проводимости внутрь запрещенной зоны полупроводника.

Исследования при низких температурах туннельного тока диодов, изготовленных из полупроводников — соединений (типа  $A^{III}B^V$  и др.), привели к обнаружению взаимодействия электронов с поляронами <sup>51</sup>.

Исследование вольт-амперной характеристики туннельного диода в сильных магнитных полях <sup>125</sup> позволяет определять эффективную массу

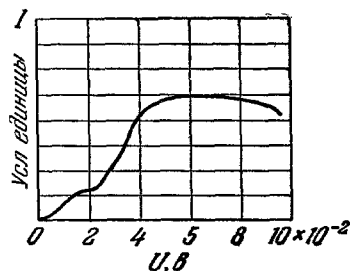


Рис. 52. Экспериментальные кривые, обнаруживающие участие фононов в туннельном эффекте.

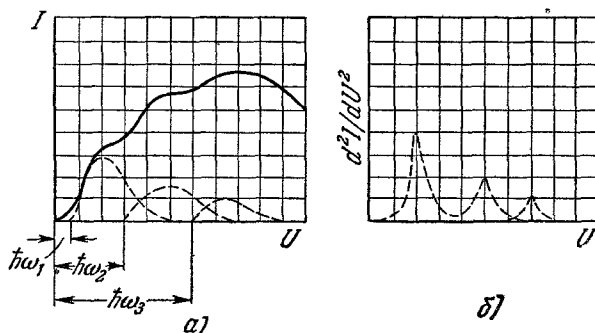


Рис. 53. Кривые, иллюстрирующие участие фононов в туннельном эффекте.

носителей заряда. Такое определение основано на известном эффекте де-Хааса — ван-Альфена. В туннельных диодах этот эффект проявляется в виде осцилляций тока, протекающего через диод. Чиновес, изучая туннельные диоды из  $PbTe$  в полях свыше 40 000 гс, зарегистрировал девять и более таких осцилляций <sup>59</sup>. Измеряя их период, можно найти величину магнетона Бора, равную

$$\mu = \frac{e\hbar}{m^*c} \quad (12,1)$$

и, следовательно, эффективную массу  $m^*$ . Исследование поведения туннельных диодов в магнитном поле, по-видимому, представляет и практический интерес из-за уменьшения величины  $I_p/I_V$  при увеличении напряженности поля <sup>125, 128</sup>.

Измерения прямых и обратных токов в туннельном диоде позволяют судить о вероятности туннельного эффекта, а следовательно, и о всех величинах, входящих в определяющие ее выражения (2,3) и (2,4).

В работах <sup>52, 126</sup> для этого измерялась величина ширины запрещенной зоны  $E_g$  в зависимости от гидростатического давления, действующего на диод.

Наконец, в разделе 5.3 уже упоминалось о туннельной спектроскопии, которая позволяет изучать глубокие ловушки в запрещенной зоне кристалла.

Приведенными примерами далеко не исчерпываются возможности туннельных диодов. Их интенсивное исследование, проводящееся в настоящее время, несомненно принесет в самом ближайшем будущем ценную информацию о физических явлениях в твердом теле.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. И. Френкель, А. Ф. Иоффе, *Phys. Z. Sowjetunion* **1**, 60 (1932).
2. В. Шокли, *Физика полупроводников*, М., ИЛ, 1953.
3. Б. М. Вул, *Физ. тв. тела* **2**, 2961 (1961).
4. A. G. Chynoweth, *Progress in Semiconductors* **4**, 95 (1960).
5. L. Esaki, *Phys. Rev.* **109**, 603 (1958).
6. Э. В. Шпольский, *Атомная физика*. т. I, М.—Л., Гостехиздат, 1950.
7. I. A. Lesk, N. Holonyak, et al., *IRE Wescon Conv. Record. Pt. 3*, 9 (1959).
8. C. Zener, *Proc. Roy. Soc.* **145**, 523 (1934).
9. K. B. McAfee et al., *Phys. Rev.* **83**, 650 (1951).
10. H. J. Hartman, M. Michelitsch, W. Steinhäuser, *Arch. d. elektr. Übertragung* **15**, 3, 125 (1961).
11. W. Franz, L. Tewordt, в кн. *Halbleiterprobleme*, Bd. III, Braunschweig, 1956.
12. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **33**, 994 (1957).
13. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **34**, 962 (1958).
14. R. N. Hall, F. Bardeen, F. J. Blatt, *Phys. Rev.* **95**, 559 (1959).
15. C. W. Bates, *Phys. Rev.* **121**, 1070 (1961).
16. И. И. Иванчик, *Физ. тв. тела* **3**, 103 (1961).
17. P. J. Price, J. H. Radcliff, *IBM J.* **3**, 364 (1959).
18. Е. О. Кане, *J. Appl. Phys.* **32**, 83 (1961).
19. В. Л. Бонч-Бруевич, *Радиотехника и электроника* **5**, 2033 (1960).
20. F. A. Trumbore, A. A. Tartaglia, *J. Appl. Phys.* **29**, 1511 (1958).
21. L. Esaki, в кн. *Solid State Physics in Electronics and Telecommunications*, Vol. I, Acad. Press., London — New York, 1960.
22. E. Spence, *Electronics Semiconductors*, McGraw-Hill, N. Y., 1958.
23. К. С. Шифрин, *ЖТФ* **14**, 40 (1944).
24. P. P. Debye, E. M. Conwell, *Phys. Rev.* **93**, 693 (1954).
25. F. A. Trumbore, *Bell System Tech. J.* **39**, 205 (1960).
26. N. Holonyak, I. A. Lesk, *Proc. IRE* **48**, 1405 (1960).
27. R. Gremmelmaier, *Z. Naturforsch.* **14a**, 1072 (1959).
28. R. L. Batdorf, *J. Appl. Phys.* **31**, 613 (1960).
29. F. A. Trumbore, E. M. Porbansky, *J. Appl. Phys.* **31**, 2068 (1960).
30. R. A. Smith, *Semiconductors*, Cambridge, 1959.
31. H. S. Sommers, *Proc. IRE* **47**, 1201 (1959).
32. R. N. Hall, *Proc. IRE* **40**, 1512 (1952).
33. R. F. Rutz, *IBM J.* **3**, 372 (1959).
34. В. И. Фистуль, И. Д. Абезгауз, ст. в сб. «Тр. Совещания по ударной ионизации и туннельному эффекту в полупроводниках», Изд. АН Азерб. ССР, Баку, 1961 (в печати).
35. Р. Н. Рубинштейн, В. И. Фистуль, *Зав. лаборатория* **27**, 1242 (1961).
36. M. Michelitsch, *Naturwiss.* **47**, 274 (1960).
37. Сб. «Германий», под ред. Д. А. Петрова. М., ИЛ, 1955, стр. 218—230.
38. H. S. Sommers et al., *IRE Wescon Conv. Record. Pt. 3*, 3 (1959).
39. R. C. Sims, E. R. Beck et al., *Proc. IRE* **49**, 136 (1961).
40. E. G. Nielsen, *Proc. IRE* **48**, 1903 (1960).
41. H. S. Sommers, *Solid State Conference*, Cornell University, 1959.

42. Н. А. Белова, А. Н. Ковалев, Радиотехника и электроника 6, 160 (1961).
43. Y. Furukawa, J. Phys. Soc. Japan 15, 730 (1960).
44. Б. Г. Журкин, ст. в сб. «Тр. Совещания по ударной ионизации и туннельному эффекту в полупроводниках, Изд. АН Азерб. ССР, Баку 1961 (в печати).
45. W. Cadu, Материалы Colloque International sur les Dispositifs a Semiconducteurs, Paris, 20—25 Fevrier, 1961.
46. R. N. Hall, IRE Transactions ED7, 1 (1960).
47. Б. М. Вул, А. П. Шотов, С. П. Гришечкина, Физ. тв. тела 3, 667 (1961).
48. N. Holonyak, I. A. Lesk et al., Phys. Rev. Lett. 3 (4), 167 (1959).
49. Б. Лэкс, УФН 70, 111 (1960).
50. T. Yajima, L. Esaki, J. Phys. Soc. Japan 13, 1281 (1958).
51. R. Hall, См. Материалы Межд. конф. по полупроводникам, Прага, 1960.
52. S. L. Miller et al., Phys. Rev. Lett. 4, 60 (1960).
53. R. A. Logan, A. G. Chynoweth, Bull. Amer. Phys. Soc. 5, 160 (1960).
54. A. G. Chynoweth et al., Phys. Rev. 121, 684 (1961).
55. R. E. Blair, J. W. Easley, J. Appl. Phys. 31, 1772 (1960).
56. Е. О. Кане, См. Материалы Межд. конф. по полупроводникам, Прага, 1960.
57. W. Franz, Handb. d. Phys., Bd. 17, Berlin, 1956, стр. 155.
58. N. Holonyak, J. Appl. Phys. 32, 130 (1961).
59. Материалы конф. по туннельным диодам, США, февраль 1961.
60. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин, Теория колебаний, М., Физматгиз, 1959.
61. U. S. Davidson et al., Electronic Design, February, 3, стр. 17 (1960).
62. A. G. Chynoweth, Phys. Rev. 120 (5), 1620 (1960).
63. Фукуи, «Дэнки цусин гаккай дзасси» (японск.) 43, 1351 (1960).
64. Electronic news 199, 22 (1960).
65. В. И. Фистуль, Радиотехника и электроника (в печати).
66. G. Dermitt, H. Lockwood, W. Haueг, Proc. IRE 49, 519 (1961).
67. NTZ, Bd. 13, Hf. 4, 191, 3—7 (1960).
68. Electronic news 4, № 175, 13 (1959); 4, № 176, 41 (1959).
69. L. Esaki, Доклад на XII Генеральной ассамблее, Лондон, 1960.
70. Г. Бодэ, Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. М., ИЛ, 1948.
71. М. А. Айзерман, Лекция по теории автоматического регулирования, М., Физматгиз, 1958.
72. Wallace, см. работу <sup>113</sup>.
73. M. E. Hines, Bell System Tech. J. 39, 477 (1960).
74. H. G. Dill et al., Electronics 33, 5, 62 (1960).
75. A. M. Goodman, Rev. Sci. Instr. 31, 286 (1960).
76. T. O. Krueger, Proc. Nat. Convent on Military Electr., 4th, 1960, стр. 203.
77. U. S. Davidson et al, Proc. IRE 49, 372 (1961).
78. H. G. Dill, Electronic Design, January 18, стр. 30 (1961).
79. D. E. Nelson, F. Sterzer, IRE Wescon Conv. Record, Pt. 1 (1960).
80. G. Brunneli, Proc. IRE 25, 1595 (1937).
81. F. Sterzer, D. E. Nelson, Proc. IRE 49, 744 (1961).
82. J. K. Pulfer, Proc. IRE 48, 1155 (1960).
83. E. L. R. Webb, J. K. Pulfer, Canadian Electr. Eng. 55, 40 (1961).
84. G. Dermitt, Proc. IRE 49, 1033 (1961).
85. C. A. Barrus, J. Appl. Phys. 32, 1031 (1961).
86. F. Sterzer, Proc. IRE 47, 1317 (1959).
87. R. Trambarulo, C. A. Barrus, Proc. IRE 48, 1776 (1960).
88. C. A. Barrus, Proc. IRE 48, 2024 (1960).
89. Electronic Design 9, May 10 (1961).
90. Microwave J. 4(2), 118 (1961).
91. Л. А. Биргер, Радиотехника и электроника 4(11), 1894 (1961).
92. E. S. Kuh, J. D. Patterson, Proc. IRE 49, 1043 (1961).
93. J. S. Logan, Proc. IRE 49, 832 (1961).
94. E. W. Sard, Proc. IRE 49, 357 (1960).
95. S. H. Autler, Proc. IRE 46, 1880 (1958).
96. J. J. Sie, Proc. IRE 48, 1321 (1960).
97. W. W. Anderson, M. E. Hines, Trans. IRE, MTT9, № 1, 63 (1961).
98. Electronics 33, March, 25, стр. 84 (1960).
99. N. F. Moody, A. G. Wacker, Proc. IRE 49, 835 (1961).
100. C. A. Skalski, Proc. IRE 48, 1909 (1960).
101. G. Schaffner, IRE Wescon Conv. Record, Pt. 2, 86 (1960).
102. J. J. Sie, S. Weisbaum, IRE Nat. Conference, March, 23—26, 1959, стр. 141.
103. A. Van der Ziel, Proc. IRE 48, 1321 (1960).
104. J. J. Tieman, Proc. IRE 48, 1418 (1960).
105. P. Penfield, Proc. IRE 48, 1478 (1960).

106. E. G. Nielsen, Proc. IRE 48, 1903 (1960).
  107. M. E. Hines, W. Anderson, Proc. IRE 48, 789 (1960).
  108. H. A. Haus, R. B. Adler, Proc. IRE 46, 1517 (1958).
  109. M. Feist, Proc. IRE 49, 975 (1961).
  110. J. C. Grene, Proc. IRE 49, 626 (1961).
  111. C. A. Burrus, Proc. IRE 49, 1961 (1961).
  112. K. K. N. Chang, Proc. IRE 47, 1268 (1959).
  113. A. Yariv, J. S. Cook, Proc. IRE 49, 739 (1961).
  114. A. Yariv et al., Proc. IRE 48, 1155 (1960).
  115. R. F. Trambarulo, Proc. IRE 48, 2022 (1960).
  116. G. Wade, Proc. IRE 49, 880 (1961).
  117. K. K. N. Chang et al., Proc. IRE 48, 854 (1960).
  118. L. E. Dickens, C. R. Gneiting, IRE Trans. MMT9, 99 (1961).
  119. D. J. Breitzer, Proc. IRE 48, 935 (1960).
  120. J. C. Grene, E. W. Sard, Proc. IRE 49, 350 (1961).
  121. M. D. Montgomery, Proc. IRE 49, 826 (1961).
  122. Semiconductor products, September, 1960.
  123. J. Karlovsky, A. Marek, Чехосл. физ. ж. B11, 76 (1961).
  124. A. G. Jordon, R. Elco, Proc. IRE 48, 1902 (1960).
  125. A. G. Chynoweth et al., Phys. Rev. Lett. 5, 548 (1960).
  126. M. J. Nathan, S. L. Miller, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 5, 265 (1960).
  127. J. V. Morgan, E. O. Kane, Phys. Rev. Lett. 3, 466 (1959).
  128. A. R. Calawa et al., Phys. Rev. Lett. 5, 55 (1960).
  129. Сб. «Туннельные диоды», под ред. В. И. Фистуля. М., ИЛ, 1961.
  130. Micriwave J. 4 (5), 114 (1960).
-