

Лекция 9

Тема лекции: Туннельный и обращенный диоды

Цель лекции:

Изучить физические принципы работы туннельных и обращённых диодов, рассмотреть механизм квантовомеханического туннелирования через p – n переход, построение вольтамперных характеристик и применение этих приборов в быстродействующей и наноэлектронике.

Основные вопросы:

1. Понятие туннельного диода.
2. Физика туннельного эффекта.
3. Вольтамперная характеристика туннельного диода.
4. Особенности работы туннельного диода.
5. Понятие обращённого диода.
6. Сравнение туннельного и обращённого диодов.

Краткие тезисы:

Туннельным диодом называют полупроводниковый диод на основе p^+-n^+ перехода с сильнолегированными областями, на прямом участке вольтамперной характеристики которого наблюдается n -образная зависимость тока от напряжения. На рисунке 4.14 приведена вольт-амперная характеристика типичного туннельного диода при прямом смещении.

Проанализируем особенности вольт-амперной характеристики туннельного диода. Для этого рассмотрим p^+-n^+ переход, образованный двумя вырожденными полупроводниками.

Если концентрация доноров и акцепторов в эмиттере и базе диода будет $N_A, N_D \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, то концентрация основных носителей будет много больше эффективной плотности состояний в разрешенных зонах $p_{p0}, n_{n0} \gg N_C, N_V$. В этом случае уровень Ферми будет находиться в разрешенных зонах p^+ и n^+ полупроводников.

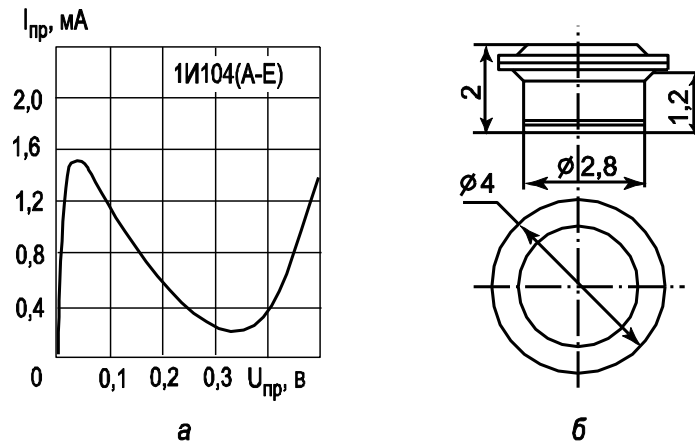


Рис. 4.14. - Туннельный диод 1И104 [25, 23]:

а) вольт-амперная характеристика при прямом смещении; б) конструкция туннельного диода

В полупроводнике n^+ -типа все состояния в зоне проводимости вплоть до уровня Ферми заняты электронами, а в полупроводнике p^+ -типа – дырками. Зонная диаграмма p^+-n^+ перехода, образованного двумя вырожденными полупроводниками, приведена на рисунке 4.15.

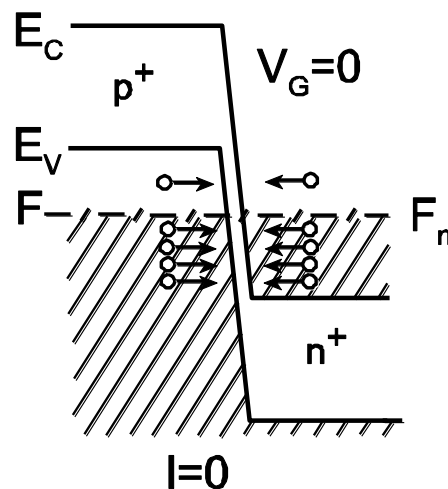


Рис. 4.15. -Зонная диаграмма p^+-n^+ перехода в равновесии

С позиции анализа токов для диффузионного тока (прямого) имеет место большая высота потенциального барьера. Чтобы получить типичные значения прямого тока, нужно приложить большое прямое напряжение (больше или примерно равное половине ширины запрещенной зоны $E_g/2$). В выражении для дрейфового тока (обратного) концентрация неосновных носителей $\left(p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D} \right)$ мала и поэтому обратный ток тоже будет мал.

Рассчитаем, чему равна геометрическая ширина вырожденного p - n перехода. Будем считать, что при этом сохраняется несимметричность p - n перехода (p^+ – более сильнолегированная область). Тогда ширина p^+-n^+ перехода мала:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0 2\varphi_0}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0 E_g}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-12} \cdot 1}{1.6 \cdot 10^{19}}} \sim 10^{-6} \text{ м} \sim 100 \text{ \AA}.$$

Дебройлевскую длину волны электрона оценим из простых соотношений:

$$E = kT = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad E = \frac{\hbar^2 (2\pi)^2}{2m\lambda^2} = kT; \quad \lambda = \frac{2mkT}{h^2} = \frac{1}{h} \sqrt{2mkT},$$

$$\lambda = \frac{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}}{6,3 \cdot 10^{-34}} \sim 140 \text{ \AA}.$$

Таким образом, геометрическая ширина p^+-n^+ перехода оказывается сравнима с дебройлевской длиной волны электрона. В этом случае в вырожденном p^+-n^+ переходе можно ожидать проявления квантово-механических эффектов, одним из которых является туннелирование через потенциальный барьер. При узком барьере вероятность туннельного просачивания через барьер отлична от нуля.

Рассмотрим более подробно туннельные переходы в вырожденных p^+-n^+ переходах при различных напряжениях. На рисунке 4.16 показана зонная диаграмма туннельного диода при обратном смещении.

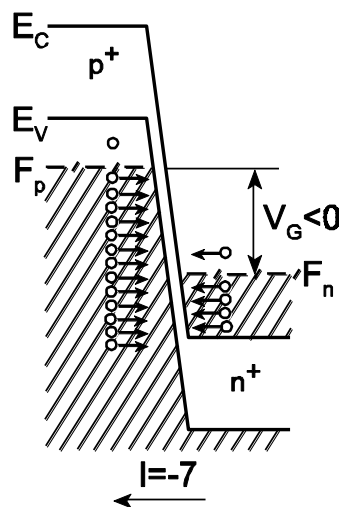


Рис. 4.16.- Зонная диаграмма туннельного диода при обратном смещении

При обратном напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из валентной зоны на свободные места в зоне проводимости. Поскольку концентрация электронов и число мест велики, то туннельный ток резко возрастает с ростом обратного напряжения. Такое поведение вольтамперных характеристик резко отличает туннельный диод от обычного выпрямительного диода.

При прямом напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне. Поскольку туннельные переходы происходят без рассеяния, то есть с сохранением энергии туннелирующей частицы, то на зонной диаграмме эти процессы будут отражены прямыми горизонтальными линиями. На рисунке 4.17 показаны зонные диаграммы туннельного диода при прямом смещении, соответствующие трем точкам на прямом участке вольтамперной характеристики.

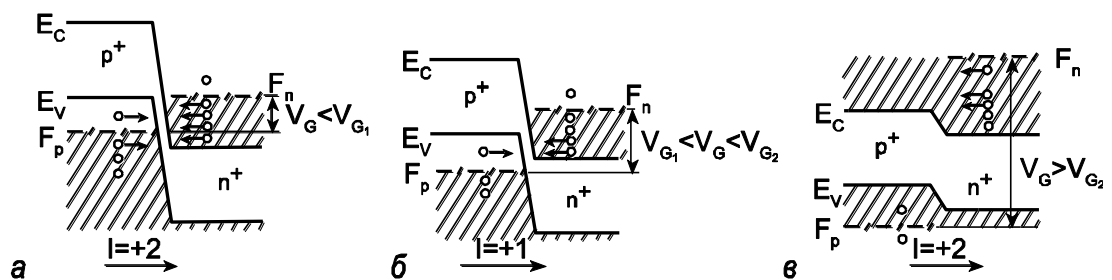


Рис. 4.17. - Зонные диаграммы туннельного диода при прямом смещении:

а) участок 1; б) участок 2; в) участок 3

На участке 1 при небольшом прямом напряжении напротив электронов зоны проводимости начинают появляться свободные места в валентной зоне при той же самой энергии. По мере роста напряжения число свободных мест возрастает и ток растет с ростом напряжения. Туннельный ток достигает максимума, когда все свободные места в валентной зоне оказываются по энергии напротив энергетических уровней, занятых электронами в зоне проводимости (участок 2). Затем, по мере роста прямого напряжения, число этих свободных мест начинает уменьшаться, поскольку по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости оказываются состояния в запрещенной зоне (энергетические уровни в идеальных полупроводниках в запрещенной зоне отсутствуют). На участке 3 туннельный ток уменьшается с ростом напряжения и превращается в ноль, когда запрещенная зона p^+ полупроводника будет находиться по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости.

При дальнейшем росте прямого напряжения появляется компонента обычного диффузионного тока p - n перехода.

Участок 3 на рисунке 4.17 – это участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Рассмотрим более подробно вольт-амперную характеристику туннельного диода.

Решение уравнения (4.18) для случая прямого смещения имеет следующий вид:

$$I = A' \frac{qV}{4kT} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - qV)^2, \quad (4.24)$$

где ε_1 и ε_2 – расстояние от энергии Ферми до дна зоны проводимости или вершины валентной зоны.

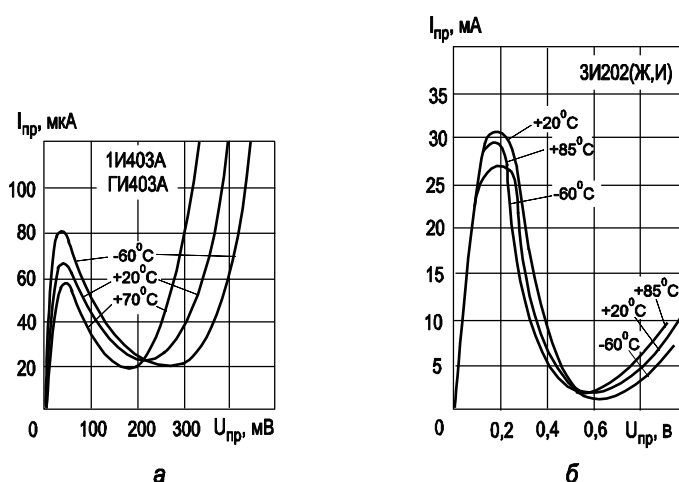


Рис. 4.18. - Температурные зависимости прямого тока от напряжения в туннельных диодах [23, 25]:

а) германиевый диод 1И403; б) арсенидгаллиевый диод 3И202

Расчет вольтамперных характеристик туннельного диода по уравнению (4.24) дает хорошее согласие с экспериментом. На рисунке 4.18 приведены температурные зависимости прямого тока от напряжения в туннельных диодах, изготовленных из германия и арсенида галлия. Видно, что у диода с более широкозонным материалом GaAs, чем Ge, минимум тока наблюдается при больших значениях прямого напряжения.

Отметим, что туннельный диод имеет высокие значения максимальной граничной частоты $f_{\max} \sim 10^9$ Гц, поскольку времена процессов при туннелировании составляют наносекунды, то есть $\tau_{\min} \sim 10^{-9}$ с. По этой причине туннельные диоды используются в СВЧ-технике.

Рассмотрим вольт-амперные характеристики $p-n$ перехода в особом случае, когда энергия Ферми в электронном и дырочном полупроводниках совпадает или находится на расстоянии $\pm kT/q$ от дна зоны проводимости или вершины валентной зоны. В этом случае вольт-амперные характеристики такого диода при обратном смещении будут точно такие же, как и у туннельного диода, то есть при росте обратного напряжения будет быстрый рост обратного тока. Что касается тока при прямом смещении, то туннельная компонента ВАХ будет полностью отсутствовать в связи с тем, что нет полностью заполненных состояний в зоне проводимости. Поэтому при прямом смещении в таких диодах до напряжений, больше или равных половине ширины запрещенной зоны, ток будет отсутствовать. С точки зрения выпрямительного диода вольт-амперная характеристика такого диода будет инверсной, то есть будет высокая проводимость при обратном смещении и малая при прямом. В связи с этим такого вида туннельные диоды получили название обращенных диодов. На рисунке 4.19 приведена вольт-амперная характеристика обращенного диода.

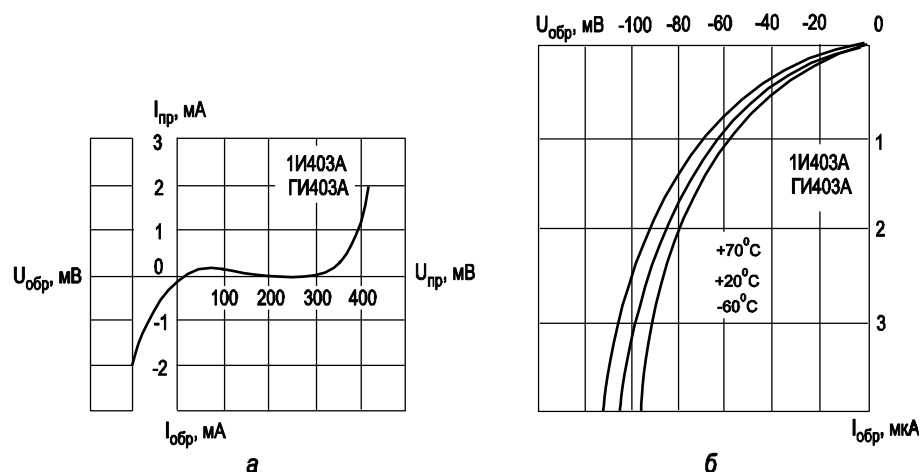


Рис. 4.19. - Вольт-амперная характеристика германиевого обращенного диода ГИ403 [23, 25]:

а) полная ВАХ; б) обратный участок ВАХ при разных температурах

Таким образом, обращенный диод – это туннельный диод без участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Высокая нелинейность вольтамперной характеристики при малых напряжениях вблизи нуля (порядка микровольт) позволяет использовать этот диод для детектирования слабых сигналов в СВЧ-диапазоне.

Переходные процессы в полупроводниковых диодах.

При быстрых изменениях напряжения на полупроводниковом диоде на основе обычного $p-n$ перехода значение тока через диод, соответствующее

статической вольтамперной характеристике, устанавливается не сразу. Процесс установления тока при таких переключениях обычно называют переходным процессом. Переходные процессы в полупроводниковых диодах связаны с накоплением неосновных носителей в базе диода при его прямом включении и их рассасывании в базе при быстром изменении полярности напряжения на диоде. Так как электрическое поле в базе обычного диода отсутствует, то движение неосновных носителей в базе определяется законами диффузии и происходит относительно медленно. В результате кинетика накопления носителей в базе и их рассасывание влияют на динамические свойства диодов в режиме переключения.

Рассмотрим изменения тока I при переключении диода с прямого напряжения U на обратное напряжение. На рисунке 4.20 показаны эюры изменения напряжения и тока на диоде.

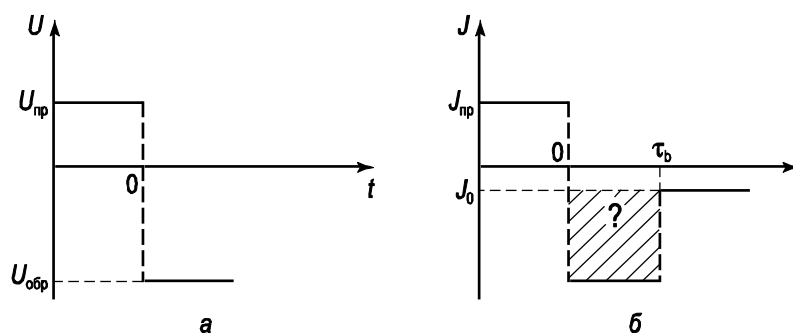


Рис. 4.20. - Эюры изменения напряжения и тока при переключении диода: а) напряжение; б) ток

В стационарном случае величина тока в диоде описывается уравнением $J = J_0 (e^{\beta V_G} - 1)$. После завершения переходных процессов величина тока в диоде будет равна J_0 .

Рассмотрим кинетику переходного процесса, то есть изменение тока p - n перехода при переключении с прямого напряжения на обратное. При прямом смещении диода на основе несимметричного p - n перехода происходит инжекция неравновесных дырок в базу диода.

Изменение во времени и пространстве неравновесных инжектированных дырок в базе описывается уравнением непрерывности:

$$\frac{dp}{dt} + \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2}. \quad (4.25)$$

В момент времени $t = 0$ распределение инжектированных носителей в базе определяется из диффузионного уравнения и имеет вид:

$$p(x) = (p_{n1} - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}} + p_{n0}. \quad (4.26)$$

Из общих положений ясно, что в момент переключения напряжения в диоде с прямого на обратное величина обратного тока будет существенно больше, чем тепловой ток диода. Это произойдет потому, что обратный ток диода обусловлен дрейфовой компонентой тока, а ее величина в свою очередь определяется концентрацией неосновных носителей. Эта концентрация значительно увеличена в базе диода за счет инжекции дырок из эмиттера и описывается в начальный момент уравнением (4.26).

С течением времени концентрация неравновесных носителей будет убывать, следовательно, будет убывать и обратный ток. За время t_2 , называемое временем восстановления обратного сопротивления или временем рассасывания, обратный ток придет к значению, равному тепловому току.

Для описания кинетики этого процесса запишем граничные и начальные условия для уравнения (4.25) в следующем виде.

В момент времени $t = 0$ справедливо уравнение (4.26). При установлении стационарного состояния в момент времени $t \rightarrow \infty$ стационарное распределение неравновесных носителей в базе описывается соотношением:

$$p = p_{n0}(1 - e^{-\frac{x}{L_p}}).$$

Обратный ток обусловлен только диффузией дырок к границе области пространственного заряда p - n перехода:

$$j = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}. \quad (4.27)$$

Процедура нахождения кинетики обратного тока следующая. Учитывая граничные условия, решается уравнение (4.25) и находится зависимость концентрации неравновесных носителей в базе $p(x, t)$ от времени и координаты. На рисунке 4.21 приведены координатные зависимости концентрации $p(x, t)$ в различные моменты времени.

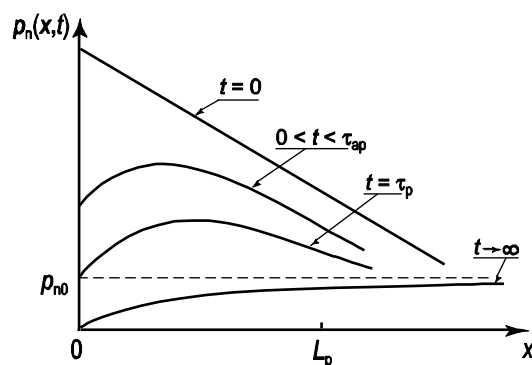


Рис. 4.21. Координатные зависимости концентрации $p(x,t)$ в различные моменты времени [28, 15]

Подставляя динамическую концентрацию $p(x,t)$ в (4.27), находим кинетическую зависимость обратного тока $J(t)$.

Зависимость обратного тока $J(t)$ имеет следующий вид:

$$j = -j_{\text{io}} \left[\frac{\exp(t/\tau)}{\sqrt{\pi t/\tau_p}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} \right]. \quad (4.28)$$

Здесь $\operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}}$ – дополнительная функция распределения ошибок, равная

$\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy$. Первое разложение дополнительной функции ошибок имеет вид: $\frac{1 - \exp(t/\tau)}{\sqrt{\pi t/\tau_p}}$.

Разложим функцию (4.28) в ряд в случаях малых и больших времен: $t \ll \tau_p$; $t \gg \tau_p$. Получаем [28, 15]:

$$j = j_{\text{io}} \frac{1}{\sqrt{\pi t/\tau_p}} \quad (t \ll \tau_p); \quad (4.29)$$

$$j = j_{\text{io}} \frac{\exp(-t/\tau_p)}{2\sqrt{\pi(t/\tau_p)^3}} \quad (t \gg \tau_p). \quad (4.30)$$

Из соотношения (4.30) следует, что в момент $t = 0$ величина обратного тока будет бесконечно большой. Физическим ограничением для этого тока будет служить максимальный ток, который может протекать через омическое сопротивление базы диода r_B при обратном напряжении U . Величина этого тока, называемого током среза $J_{\text{ср}}$, равна: $J_{\text{ср}} = U/r_B$.

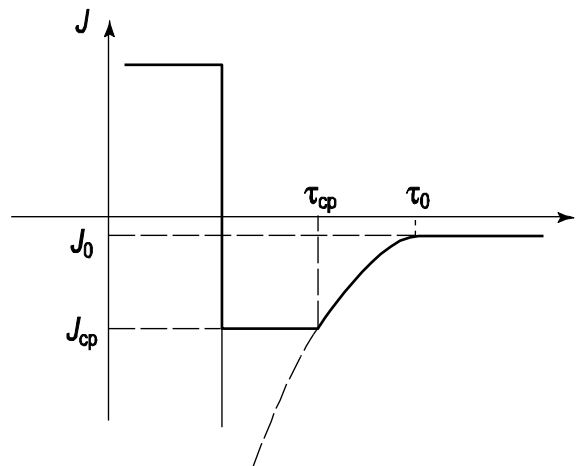


Рис. 4.22. - Зависимость обратного тока от времени при переключении диода

Время, в течение которого обратный ток постоянен, называют временем среза.

Для импульсных диодов время среза $\tau_{ср}$ и время восстановления τ_v обратного сопротивления диода являются важными параметрами. Для уменьшения их значения существуют несколько способов. Во-первых, можно уменьшать время жизни неравновесных носителей в базе диода за счет введения глубоких рекомбинационных центров в квазинейтральном объеме базы. Во-вторых, можно делать базу диода тонкой для того, чтобы неравновесные носители рекомбинировали на тыльной стороне базы.

Вопросы для контроля изучаемого материала:

1. В чём физическая сущность туннельного эффекта в р–п переходе?
2. Почему туннельный диод имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления?
3. Как влияет концентрация примесей на толщину потенциального барьера?
4. Нарисуйте и объясните вольтамперную характеристику туннельного диода.
5. Чем обращённый диод отличается от обычного туннельного?
6. В каких областях применяются туннельные и обращённые диоды?
7. Каковы преимущества и ограничения этих приборов при высоких частотах?

Список литературных источников:

1. Соколов В. И. Физика и технология полупроводников. — М.: МИФИ, 2018.
2. Трифонов Е. Н. Электронные процессы в твёрдых телах. — М.: Наука, 2015.
3. Sze, S. M., Ng, K. K. Physics of Semiconductor Devices. — Wiley, 2007.
4. Streetman, B. G., Banerjee, S. Solid State Electronic Devices. — Prentice Hall, 2016.
5. Esaki, L. New phenomenon in narrow germanium p–n junctions. — Phys. Rev., 109, 603 (1958).
6. Bhattacharya, P. Semiconductor Optoelectronic Devices. — Prentice Hall, 1997.
7. Millman, J., Halkias, C. Electronic Devices and Circuits. — McGraw-Hill, 2010.