

туннельный ток  $I_t$ , направление к-рого противоположно направлению движения электронов (точка Б на кривой 2, рис. 1). С увеличением  $U$  ток  $I$  сначала растёт до значения  $I_{\max}$  (точка В на кривой 2, рис. 1), а затем (по мере того как уменьшается степень перекрытия зоны проводимости  $n$ -области и валентной зоны  $p$ -области) убывает. Начиная с нек-рого значения  $U_{\min}$ , эти зоны не перекрываются (рис. 2, в) и туннельный ток прекращается (точка Г на кривой 2, рис. 1); через  $p$ - $n$ -переход течёт только диффуз. ток  $I_d$ . При  $U > U_{\min}$  Т. д. подобен обычному полупроводниковому диоду, включённому в прямом направлении. При подаче напряжений обратного направления (рис. 2, з) в Т. д. существует ток за счёт электронов, туннелирующих из валентной зоны  $p$ -области на свободные разрешённые энергетич. уровни зоны проводимости  $n$ -области; этот ток быстро возрастает с увеличением обратного напряжения.

**Основные параметры Т. д.:** макс. прямой ток  $I_{\max}$  и мин. прямой ток  $I_{\min}$ , соответствующие им напряжения  $U_{\max}$  и  $U_{\min}$  (значения этих параметров для Т. д. на GaAs и Ge приведены на рис. 1); отрицат. дифференц. сопротивление, определяемое наклоном падающего участка ВАХ (ВГ на кривой 2, рис. 1), имеет значения (по абс. величине) для разл. типов Т. д. от единиц до десятков Ом. Т. д. могут работать в более широком интервале темп-р, чем обычные диоды, изготовленные на основе того же материала (до 200 °С германиевые; до 600 °С арсенидгаллиевые). Поскольку рабочий диапазон смещений Т. д. расположен в области значительно более низких напряжений по сравнению с др. полупроводниковыми приборами, то они относительно маломощны (выходная мощность порядка мВт). Малая инерционность процесса туннелирования электронов позволяет применять Т. д. на частотах СВЧ-диапазона вплоть до десятков ГГц. Предельная рабочая частота Т. д. (при использовании его в качестве

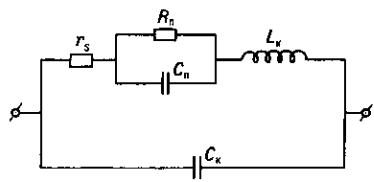


Рис. 3. Эквивалентная схема туннельного диода:  $R_n$  и  $C_n$  — дифференциальное сопротивление и ёмкость  $p$ - $n$ -перехода;  $r_s$  — омическое сопротивление потерь;  $L_k$  и  $C_k$  — индуктивность и ёмкость корпуса.

прибора с отрицат. сопротивлением) выражается через параметры эквивалентной схемы (рис. 3) в виде  $f_{кр} = (2\pi) R_n |C_n|^{-1} \times \sqrt{R_n/r_s} - 1$ , а резонансная частота паразитных колебаний определяется ф-лой  $f_{рез} = (2\pi)^{-1} \times \sqrt{1/L_k C_n - 1/R_n C_n^2}$ . Для усилит. Т. д. необходимо, чтобы выполнялись условия  $f_{рез} > f_{кр}$  и  $f_{кр} > f_0$ , где  $f_0$  — рабочая частота. Величинами  $R_n$ ,  $C_n$ ,  $r_s$ , а соответственно и частотными характеристиками диода можно управлять, если изменять степень легирования областей полупроводника по обе стороны от  $p$ - $n$ -перехода (с увеличением степени легирования частотный предел Т. д. возрастает). Частотные соотношения Т. д. накладывают также ограничения на технологич. изготовления и конструктивное оформление диодов: в Т. д., чтобы достичь малых  $L_k$ , электрич. контакт к вплавленной металлич. капле на кристалле полупроводника выполняют с помощью металлич. мембраны, ленточного лепестка или пластины; при этом  $L_k$  составляет  $10^{-10}$  Гн. Обычно Т. д. оформляются в металлокерамич. корпусе.

Т. д. находят применение в схемах усилителей и генераторов СВЧ-диапазона, в быстройдейств. переключающих устройствах, устройствах памяти с двоичным кодом и т. д.

Лит.: Esaki L., Phenomen in narrow germanium parnormal-junctions letter, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 2, p. 603; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984. П. Б. Константинов.

**ТУННЕЛЬНЫЙ МИКРОСКОП**, см. Сканирующий туннельный микроскоп.

**ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ** (туннелирование) — квантовый переход системы через область движения, запрещённую классич. механикой. Типичный пример такого процесса — прохождение частицы через *потенциальный барьер*, когда её энергия  $\mathcal{E}$  меньше высоты барьера. Импульс частицы  $p$  в этом случае, определяемый из соотношения  $\mathcal{E} = p^2/2m + U(x)$ , где  $U(x)$  — потенц. энергия частицы ( $m$  — масса), был бы в области внутри барьера,  $\mathcal{E} < U(x)$ , мнимой величиной. В квантовой механике благодаря *неопределённостям соотношению* между импульсом и координатой подбарьерное движение оказывается возможным. Волновая ф-ция частицы в этой области экспоненциально затухает, и в квазиклассич. случае (см. *Квазиклассическое приближение*) её амплитуда в точке выхода из-под барьера мала.

Одна из постановок задач о прохождении потенц. барьера соответствует случаю, когда на барьер падает стационарный поток частиц и требуется найти величину прошедшего потока. Для таких задач вводятся коэф. прозрачности барьера (коэф. туннельного перехода)  $D$ , равный отношению интенсивностей прошедшего и падающего потоков. Из обратимости по времени следует, что коэф. прозрачности для переходов в «прямом» и обратном направлениях одинаковы. В одномерном случае коэф. прозрачности может быть записан в виде

$$D = D_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} dx [2m(U(x) - \mathcal{E})]^{1/2} \right\}; \quad (1)$$

интегрирование проводится по классически недоступной области,  $x_{1,2}$  — точки поворота, определяемые из условия  $U(x_{1,2}) = \mathcal{E}$ . В точках поворота в пределе классич. механики импульс частицы обращается в нуль. Коэф.  $D_0$  требует для своего определения точного решения квантово-механич. задачи.

При выполнении условия квазиклассичности

$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{\hbar}{[2m(U(x) - \mathcal{E})]^{1/2}} \right\} \ll 1 \quad (2)$$

на всём протяжении барьера, за исключением непосредств. окрестностей точек поворота  $x_{1,2}$ , коэф.  $D_0$  слабо отличается от единицы. Существ. отличие  $D_0$  от единицы может быть, напр., в тех случаях, когда кривая потенц. энергии с одной из сторон барьера идёт настолько круто, что квазиклассич. приближение там неприменимо, или когда энергия близка к высоте барьера (т. е. выражение, стоящее в экспоненте, мало). Для прямоугольного барьера высотой  $U_0$  и шириной  $a$  коэф. прозрачности определяется ф-лой

$$D = \left[ 1 + \left( \frac{k^2 + \chi^2}{2k\chi} \right)^2 \operatorname{sh}(a\chi) \right]^{-1},$$

где

$$k = (2m\mathcal{E})^{1/2}/\hbar, \quad \chi = [2m(U_0 - \mathcal{E})]^{1/2}/\hbar.$$

Оснание барьера соответствует нулевой энергии.

В квазиклассич. случае  $D$  мал по сравнению с единицей.

Др. постановка задачи о прохождении частицы через барьер состоит в следующем. Пусть частица в нач. момент времени находится в состоянии, близком к т. н. стационарному состоянию, к-рое получилось бы при непроницаемом барьере (напр., при барьере, приподнятом вдали от *потенциальной ямы* на высоту, большую энергии вылетающей частицы). Такое состояние наз. квазистационарным. Аналогично стационарным состояниям зависимость волновой ф-ции частицы от времени даётся в этом случае множителем  $\exp(-i\mathcal{E}t/\hbar)$ . В качестве энергии здесь фигурирует комплексная величина  $\mathcal{E}$ , мнимая часть к-рой определяет вероятность распада квазистационарного состояния в единицу времени за счёт Т. э.:

$$\omega = -\frac{2}{\hbar} \operatorname{Im} \mathcal{E}. \quad (3)$$