

Рис. 4. Спектры туннельной проводимости  $dI/dV$  в функции напряжения между остриём и образцом, полученные для Si(111)—(7×7) поверхности. Сплошная линия—спектр, усреднённый по элементарной ячейке (врезка), локальные спектры даны при расположении острия над атомами (квадратики) и в промежутках между ними (точки и крестики соответствуют позициям, помеченным теми же символами на схеме элементарной ячейки).

Достоинство сканирующей Т. с. состоит в возможности изучения сорбированных на поверхности атомов и молекул и механизма поверхностных хим. реакций. При т. н. неупругом туннелировании (изменяется энергия электрона) наблюдается селективное излучение света, а при освещении туннельного контакта — изменение ВАХ. Перспективно повышение селективности и информативности метода.

Сканирующая Т. с. играет важную роль при исследовании сверхпроводимости, в особенности высокотемпературной, позволяя измерить распределение энергетич. щели по поверхности, установить структуру вихрей Абрикосова, возникающих в *сверхпроводниках второго рода* в магн. поле. Изменяя величину зазора между образцом и остриём сканирующего туннельного микроскопа, можно наблюдать резонансные состояния, обусловленные интерференцией электронов с длиной волны  $\lambda = h(2m\mathcal{E})^{-1/2}$  в вакуумном зазоре  $d$  при  $n\lambda/2 = d$  ( $m, \mathcal{E}$  — масса и энергия электрона,  $n$  — целое число).

Лит.: Туннельные явления в твердых телах. Сб., под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста, пер. с англ., М., 1973; Wolf E. L., Principles of electron tunneling spectroscopy, Oxf., 1985; Hamers R. J., Tromp R. M., Demuth J. E., Surface electronic structure of Si(111)—(7×7) resolved in real space, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 56, p. 1972; Averin D. V., Likharev K. K., Coulomb blockade of single-electron tunneling and coherent oscillations in small tunnel junctions, «J. Low. Temp. Phys.», 1986, v. 62, p. 345; Эдельман В. С., Сканирующая туннельная микроскопия, «ПТЭ», 1989, № 5, с. 25; «ПТЭ», 1991, № 1, с. 24; Hess H. F. [e. a.], Scanning-tunneling microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the tunneling of states near and inside a fluxoid, «Phys. Rev. Lett.», 1989, v. 62, p. 214.  
Н. В. Заварицкий, В. С. Эдельман.

**ТУННЕЛЬНАЯ ЭМИССИЯ** — то же, что *автоэлектронная эмиссия*.

**ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД** (Эсаки диод) — полупроводниковый диод, содержащий  $p-n$ -переход с очень малой толщиной запирающего слоя. Действие Т. д. основано на прохождении свободных носителей заряда (электронов) сквозь узкий потенц. барьер благодаря квантовомеханич. процессу туннелирования (см. *Туннельный эффект*). Поскольку вероятность туннельного просачивания электронов через барьер в значит. мере определяется шириной области пространств. заряда в  $p-n$ -переходе, Т. д. изготавливают на основе *вырожденных полупроводников* (с концентрацией примесей до  $10^{25} - 10^{27} \text{ м}^{-3}$ ). При этом получается резкий  $p-n$ -переход с толщиной запирающего слоя 5—15 нм. При изготовлении Т. д. обычно применяют Ge и GaAs; реже используют Si, InSb, InAs, PbTe, GaSb, SiC и др. *полупроводниковые материалы*. Для германиевых диодов в качестве донорных примесей, как правило, используют Р или As, в качестве акцепторных — Ga и Al; для

арсенид-галлиевых — Sn, Pb, S, Se, Te (доноры), Zn, Cd (акцепторы). Узкий  $p-n$ -переход получают чаще всего методом сплавления.

Первый Т. д. создан на основе Ge Л. Эсаки (L. Esaki) в 1957. Изобретение Т. д. экспериментально подтвердило существование процессов туннелирования в твёрдых телах. Туннельный механизм переноса заряда обуславливает  $N$ -образный вид вольт-амперной характеристики Т. д. (рис. 1). На рис. 2 приведены упрощённые энергетич. диаграммы  $p-n$ -перехода Т. д. при разл. напряжениях смещения  $U$ . В отсутствие внеш. смещения (рис. 2, а) ферми-уровни  $\mathcal{E}_{FP}$  и  $\mathcal{E}_{FN}$  в вырожденном (по обе стороны от перехода) полупроводнике находятся на одной высоте соответственно в валентной зоне и зоне проводимости (т. е. уровень Ферми постоянен по всему полупроводнику). Примем, что все разрешённые энергетич. уровни, расположенные ниже уровня Ферми, заняты, а расположенные выше

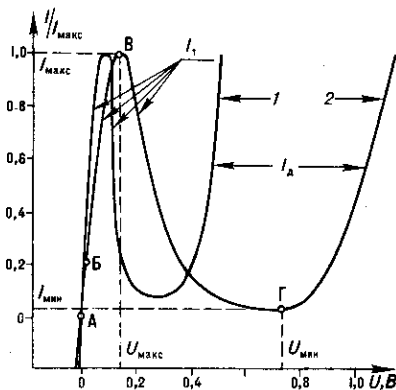


Рис. 1. ВАХ туннельных диодов на основе Ge (1) и GaAs (2):  $U$  — напряжение смещения на туннельном диоде;  $I/I_{\text{макс}}$  — отношение тока через диод к току в максиме ВАХ;  $I_{\text{мин}}$  — ток в минимуме ВАХ (отнесённый к  $I_{\text{макс}}$ );  $U_{\text{макс}}$  и  $U_{\text{мин}}$  — напряжения смещения, соответствующие токам  $I_{\text{макс}}$  и  $I_{\text{мин}}$ ;  $I_t$  — туннельный ток;  $I_d$  — диффузионный (тепловой) ток.

него — свободны. Тогда при  $U=0$  туннельный переход невозможен и ток  $I$  равен нулю (точка А на рис. 1). Если на Т. д. подать небольшое прямое напряжение, то происходит уменьшение высоты потенц. барьера или смещение энергетич. уровней  $p$ -области относительно энергетич. уровней  $n$ -области (рис. 2, б). В этом случае электроны проводимости из  $n$ -области туннелируют сквозь потенц. барьер (не имея своей энергии) на разрешённые свободные энергетич. уровни валентной зоны  $p$ -области — в Т. д. появляется

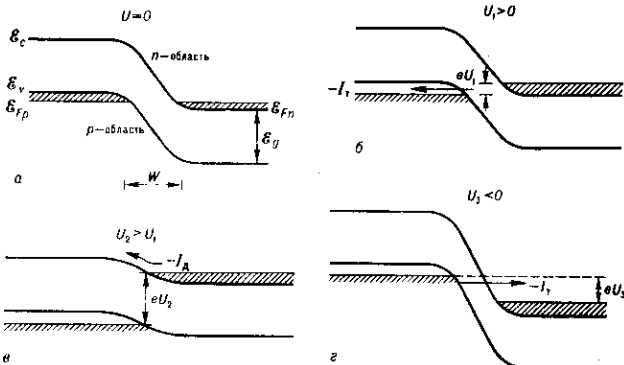


Рис. 2. Энергетические диаграммы  $p-n$ -перехода туннельного диода при различных напряжениях смещения ( $U_1$  и  $U_2$  — прямые смещения,  $U_3$  — обратное смещение);  $\mathcal{E}_c$  — верхняя граница валентной зоны;  $\mathcal{E}_v$  — нижняя граница зоны проводимости;  $\mathcal{E}_{FP}$  и  $\mathcal{E}_{FN}$  — уровни Ферми дырок и электронов;  $\mathcal{E}_g$  — ширина запрещённой зоны;  $W$  — ширина  $p-n$ -перехода;  $I_t$  и  $I_d$  — туннельный и диффузионный токи;  $e$  — заряд электрона.