

возникают вокруг *Вольфа — Райе звёзд* (рис. 2). Много таких Т. имеется также вокруг звёзд спектрального класса Of. Наблюдения в рентг. диапазоне показали, что существуют Т., образованные, по-видимому, совокупным действием звёздного ветра (а может быть, и взрывов сверхновых) ассоциации звёзд спектральных классов OB. Они «выдувают» каверну diam. 100—300 пк, внутри которой остаётся газ низкой концентрации ( $\sim 0.01 \text{ см}^{-3}$ ), нагретый до неск. млн. К и наблюдаемый только в рентг. лучах. Вокруг таких «пузырей» имеются слабые волокнистые Т. Ударные волны меньших скоростей возникают в областях звездообразования. Они видны в виде вытянутых Т., святищихся пресим. в ИК-диапазоне.

Лит.: Хавтаси Д. Ш., Атлас галактических темных туманностей, Тб., 1960; Рожковский Д. А., Курчаков А. В., Каталог отражательных туманностей, «Труды Астрофизич. ин-та АН Каз. ССР», 1968, т. 11, с. 3; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 4 изд., М., 1988; (см. также лит. при ст. Межзвёздный газ, Зоны Н II, Планетарные туманности, Остатки вспышек сверхновых).

Н. Г. Бочкарёв.

**ТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ** — спектроскопия твёрдых тел, основанная на исследовании вольт-амперной характеристики (ВАХ) туннельных контактов. В основе Т. с. лежит нелинейная зависимость туннельного тока  $I$ , протекающего между двумя проводниками, разделёнными тонким непроводящим барьером (диэлектриком, вакуумным зазором), от приложенного между ними напряжения  $V$ . Особенности электронного спектра проводника отражаются на ВАХ туннельного контакта. Так, щель в спектре приводит к обращению тока в 0, а максимумы в *плотности состояний* сопровождаются максимумами производной тока по напряжению  $dI/dV$ . Особенности ВАХ позволяют выяснить зависимость плотности состояний электронов от энергии, а также частоты фононов и молекулярных возбуждений, участвующих в процессе туннелирования.

Вероятность туннелирования через потенц. барьер определяется прозрачностью барьера, плотностью состояний электронов по одну сторону барьера и вероятностью того, что по др. его стороне эти состояния свободны. В металле плотность состояний  $g$  вблизи ферми-энергии  $\epsilon_F$  постоянна ( $g = \text{const}$ ) и туннельный ток  $I$  пропорц. напряжению  $V$ , приложенному к «берегам» перехода (в области малых напряжений). Если на одном из берегов плотность состояний зависит от энергии  $g(\epsilon)$ , то дифференц. проводимость контакта  $dI/dV$  и, следовательно, туннельный ток при достаточно низких темп-рах прямо пропорц.  $g(\epsilon)$ .

Т. с. позволила продемонстрировать наличие энергетич. щели  $\Delta$  в *сверхпроводниках* и доказать, что возникновение *сверхпроводимости* происходит за счёт электрон-фононного взаимодействия. На рис. 1 дана зависимость дифференц. проводимости от энергии возбуждения электрона (в единицах  $\Delta$ ) для контакта Mg (диэлектрик) — Pb (сверхпроводник) при  $T = 0,33 \text{ К}$ . Электронные возбуждения при энергиях, меньших  $\epsilon < \Delta$ , отсутствуют, плотность возбуждённых состояний на границе щели  $\epsilon \geq \Delta = 1,34 \text{ мэВ}$  резко возрастает, а в области характерных энергий фононного спектра Pb немонотонно изменяется. Именно последнее связано с электрон-фононным механизмом сверхпроводимости.

В случае *полупроводников* туннелирование электронов через  $p-n$ -переход часто осуществляется через т. н. непрямой переход, когда электронный импульс в процессе перехода изменяется на величину  $q$  за счёт испускания или поглощения фонона. Этот процесс может происходить, когда между берегами туннель-

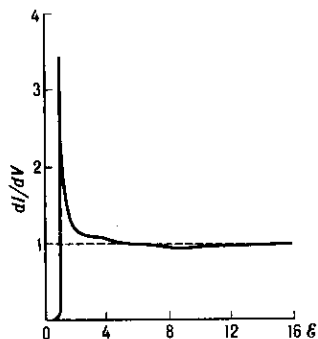


Рис. 1.

ного перехода приложено напряжение, определяемое условием  $eV = h\omega_q$ , где  $h\omega_q$  — энергия соответствующего фонона с волновым вектором  $q$ , и проявляется как особенности на ВАХ (рис. 2). Стрелками отмечены особенности для разл. ветвей колебаний (акустич. и оптич.), участвующих в туннелировании электронов (см. *Колебания кристаллической решётки*).

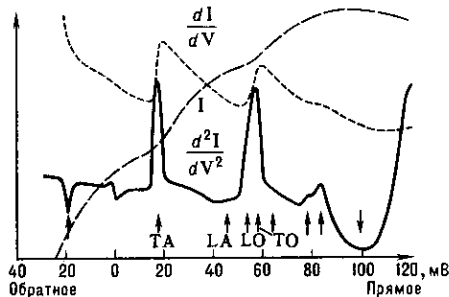


Рис. 2. Зависимость  $I$ ,  $dI/dV$  и  $d^2I/dV^2$  от смещения  $V$  для кремниeveго диода при 4,2 К.

Если в процессе туннелирования электрон передаёт часть энергии локальному примесному состоянию, то открывается дополнительный канал для туннелирования. Включенные «туннелирования через примесное состояние» увеличивает проводимость контакта при  $eV = h\omega_0$ , где  $\omega_0$  — энергия возбуждения примесного центра. На кривой  $d^2I/dV^2$  это отражают дополнительные пики. Форма линии при этом зависит от естеств. ширины линии, энергии возбуждения и температурного уширения из-за теплового «размазывания» энергетич. распределения электронов (рис. 3).

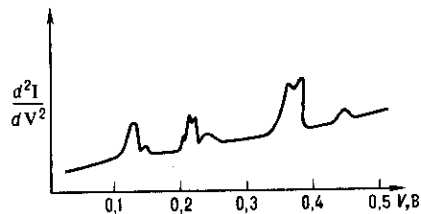


Рис. 3. Спектры примесей Si в туннельном переходе кремниeveго диода.

Т. с. помимо исследования плотности электронных состояний позволяет исследовать влияние внеш. воздействий на электронный спектр, напр. деформации, легирования и т. п.

В отличие от традиционной Т. с. сканирующая Т. с. кроме энергетич. характеристики позволяет получить пространств. характеристики электронных поверхностных состояний. Она базируется на использовании *сканирующего туннельного микроскопа*, где туннельный ток локализуется в области размерами порядка атомных. Это позволяет выявить расположение максимумов волновых ф-ций электронов относительно двумерной кристаллич. решётки поверхности образца. В многослойных плёнках, *гетеропереходах*, *сверхрешётках* и др. возможно также выявление и спектроскопия отд. компонентов.

Метод сканирующей Т. с. предложен (в 1986) Р. Дж. Хаммерсом (R. J. Hamers), Р. М. Тромпом (R. M. Tromp) и Дж. Е. Демуттом (J. E. Demuth), продемонстрировавшими его возможности при изучении реконструированной поверхности кристалла Si (см. *Реконструкция поверхности*). На рис. 4 приведены ВАХ, полученные в разных точках элементарной ячейки  $7 \times 7$ . Различие  $dI/dV$  обусловлено различием локальных значений плотности поверхностных электронных состояний относительно межатомных расстояний.