

где

$$S(T) = \int_0^\infty f(\nu) \left(\frac{2}{e^{h\nu/kT} - 1} + 1 \right) d\nu,$$

$I_{БЛ}$ и $I_{ФК}$ — интенсивности Б. л. и фононного крыла соответственно, T — темп-ра, $f(\nu)$ — т. п. взвешенная плотность фононных состояний частоты ν , представляющая собой произведение плотности фононных состояний на ф-цию электрон-фононной связи (квадрат смещения положения равновесия кристаллич. осцилляторов при электронном переходе в примесном

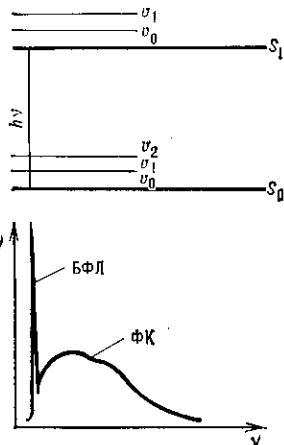


Схема уровней (вверху) и общий вид спектральной полосы (внизу) примесного центра (S_0 и S_1 — основное и возбуждённое электронные состояния); ν_0, ν_1, ν_2 — колебат. подуровни примесного центра; БФЛ — бесфононная линия, ФК — фононное крыло. Фононные уровни на рис. не изображены.

центре). Чем прочнее электрон-фононная связь, тем слабее Б. л. Повышение темп-ры приводит к ослаблению Б. л. и «перекачке» энергии в фононное крыло (суммарная интенсивность практически не зависит от темп-ры). В области темп-р, отвечающих условию $kT \gg \gg h\nu_{\max}$ (ν_{\max} — макс. частота фононов, участвующих в электрон-фононном взаимодействии), интенсивность Б. л. с повышением темп-ры падает экспоненциально. Электрон-фононное взаимодействие приводит также к температурному уширению и сдвигу Б. л.

При низких темп-рах Б. л. наблюдаются в спектрах кристаллов с ионами редкоземельных и переходных элементов, примесных галогенидных кристаллов, некоторых молекулярных кристаллов с примесными молекулами и др. Ширина наблюдаемых Б. л. даже при гелиевых темп-рах обычно на 3 порядка превышает радиационную ширину, что в основном обусловлено неоднородностью кристаллич. матрицы. Методы селективной лазерной спектроскопии позволяют выявлять узкие Б. л. (шириной менее 10^{-3} см $^{-1}$) в спектрах сложных соединений.

Лит.: Р е б а н е К. К., Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов, М., 1968; М а р а д у д и н А., Дефекты и колебательный спектр кристаллов, пер. с англ., М., 1968; П е р л и н Ю. Е., Ц у к е р б л а т В. С., Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов, Кинг., 1974; P e r s o n o v R. L., Site selection spectroscopy of Complex Molecules in Solutions and Its Applications, в сб.: Spectroscopy and Excitation Dynamics of Condensed Molecular Systems, pt. 10, ed. by V. M. Agronovich and R. M. Hochstrasser, 1983.

БЕСЩЕЛЁВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — вещества с тождественно равной нулю шириной запрещённой зоны. В Б. п. дно зоны проводимости \mathcal{E}_c и вершина валентной зоны \mathcal{E}_v касаются друг друга. Б. п. образуют естеств. границу между металлами (металлы с точечной ферми-поверхностью) и полупроводниками. От типичных полупроводников их отличает отсутствие энергетич. порога для рождения электронно-дырочных пар, от металлов — существенно меньшая плотность электронно-газа. Впервые бесщелевое состояние обнаружено в 1957 [4]. Обращение в нуль ширины запрещённой зоны \mathcal{E}_g может быть обусловлено симметрией кристаллич. решётки, а может носить и случайный характер. Это позволяет разделить Б. п. на 2 группы. К 1-й относятся

α -Sn (серое олово), β -HgS, HgSe и HgTe, у к-рых дно зоны проводимости и вершине валентной зоны соответствуют волновые функции, принадлежащие одному и тому же неприводимому представлению пространственной группы симметрии кристаллов. Бесщелевой электронный спектр этих веществ достаточно устойчив и исчезает лишь при внеш. воздействиях, понижающих симметрию кристалла (напр., при одноосном сжатии). Ко 2-й группе Б. п. можно отнести твёрдые растворы $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Bi_{1-x}Sb_x$, у к-рых при определ. соотношениях компонент возникает случайное вырождение уровней, соответствующих дну зоны проводимости и вершине валентной зоны. В этих веществах бесщелевое состояние может быть разрушено под действием любого возмущения, в т. ч. такого, к-рое не изменяет симметрии кристалла.

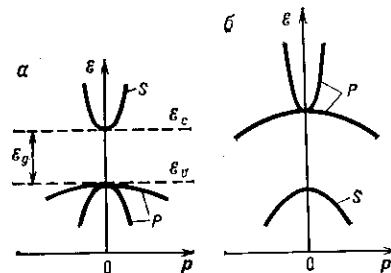
Все известные Б. п. 1-й группы имеют т. п. инверсную зонную структуру, к-рую предложили С. Х. Гросс и В. Поль в 1963 для объяснения свойств α -Sn. Для этой структуры характерно обратное расположение энергии s - и p -подобных электронных зон кристалла по сравнению с энергетич. структурой таких типичных полупроводников, как Ge и InSb, обладающих той же кубич. симметрией. У InSb зона проводимости, отделённая от валентной зоны запрещённой зоной шириной \mathcal{E}_g , описывается в окрестности «дна» \mathcal{E}_c волновыми ф-циями S -симметрии. Две валентные зоны вблизи своего потолка \mathcal{E}_v описываются волновыми ф-циями P -симметрии (зоны лёгких и тяжёлых дырок; рис., а). В Б. п. (напр., HgTe) зона с S -симметрией расположена ниже зон с P -симметрией и имеет отрицат. кривизну. Кривизна одной из зон с P -симметрией оказывается положительной, а другой — отрицательной (рис., б). Эффективные массы электронов m_e^* в Б. п. заметно меньше эффективных масс дырок m_d^* ($m_e^*/m_d^* \sim 10^{-2}$). Возникновение инверсной структуры зон связано с релятивистскими эффектами [4].

Отсутствие щели в электронном спектре Б. п. обуславливает целый ряд их особенностей. Концентрация n электронов как носителей заряда в чистых нелегированных Б. п. степенным (а не экспоненциальным) образом зависит от темп-ры T :

$$n \sim T^{3/2}.$$

Концентрация n может заметно возрастать при пропускании через Б. п. электрич. тока, что обуславливает нелинейность вольт-амперной характеристики.

Электронные энергетические спектры (\mathcal{E} — энергия электрона, p — его квазиимпульс): а — полупроводника InSb с конечной шириной запрещённой зоны \mathcal{E}_g ; б — бесщелевого полупроводника.



Значит, роль в Б. п. при низких темп-рах играет электрон-электронное взаимодействие, приводящее, во-первых, к неаналитич. зависимости энергии электронов и дырок от квазиимпульса p в области $p \leq h^2 e_0 / m^* e^2$ (e — заряд электрона, e_0 — статическая диэлектрическая проницаемость); во-вторых, к сингулярному поведению диэлектрич. проницаемости кристалла как ф-ции T , ферми-энергии \mathcal{E}_F , частоты и волнового числа при малых значениях этих параметров.

В отличие от обычных полупроводников, в Б. п. возможно существование истинно дискретных примесных уровней, однако акцепторные примеси в Б. п. образуют узкие резонансные состояния в зоне проводи-