

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР СОВМЕСТНО
С ОТДЕЛЕНИЕМ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК
АКАДЕМИИ НАУК МОЛДАВСКОЙ ССР
(Кишинев, 3—5 октября 1973 г.)**

3—5 октября 1973 г. в Кишиневе состоялась выездная научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР совместно с Отделением физико-технических и математических наук АН МССР. Сессия была открыта вступительным словом президента АН МССР, члена-корреспондента АН СССР Я. С. Гросула. С приветствиями выступили академик-секретарь Отделения общей физики и астрономии АН СССР, академик АН СССР А. М. Прохоров и вице-президент АН МССР, академик-секретарь Отделения физико-технических и математических наук АН МССР, академик АН МССР В. А. Андрунакиевич. На сессии были заслушаны доклады:

1. И. М. Л и ф ш и ц, А. Ю. Г р о с б е р г. Диаграмма состояний полимерной глобулы и проблема самоорганизации ее пространственной структуры.
2. Ю. А. О с и п ъ я н. О взаимодействии дислокаций с электронами в твердых телах.
3. Г. А. С м о л е н с к и й. Фазовые переходы в некоторых магнитоупорядоченных и сегнетоэлектрических кристаллах.
4. Л. В. К е л д ы ш. Конденсация экситонов.
5. В. Л. Г и н з б у р г. О поверхностных экситонах электронно-дырочного типа.
6. Ж. И. А л ф е р о в. Гетеропереходы в полупроводниках.
7. Б. Р. Л а з а р е н к о. Структура и направление научной деятельности Института прикладной физики АН МССР.
8. С. И. Р а д а у ц а н. Исследование сложных полупроводниковых материалов в Молдавской ССР.
9. Т. И. М а л и н о в с к и й. Расшифровка структур комплексных соединений с тяжелыми атомами.

10. В. А. Москаленко. Теория сверхпроводников с перекрывающимися энергетическими полосами.

11. Ю. Е. Перлин, Б. С. Цукерблат. Эффекты дихроизма в системах с динамической ян-теллеровской связью.

12. В. А. Коварский. Особенности поглощения, излучения и рассеяния света атомами и примесными центрами кристаллов с вырожденным энергетическим спектром в сильном электромагнитном поле.

13. С. А. Москаленко. Коллективные свойства экситонов и биэкситонов.

14. Д. В. Гицу. Особенности явлений переноса в кристаллах типа висмута.

15. В. В. Соболев. Спектроскопия собственных энергетических уровней твердых тел.

Участники выездной сессии ознакомились с Институтом прикладной физики АН МССР, а также с рядом физических лабораторий Кишиневского государственного университета им. В. И. Ленина и Кишиневского политехнического института им. С. Лазо.

В совместном решении выездной сессии были отмечены высокий научный уровень и актуальность теоретических и экспериментальных исследований, проводящихся в научных лабораториях Академии наук Молдавской ССР и вузах республики в области физики твердого тела, физики и химии полупроводников, а также в области новых применений электричества в народном хозяйстве.

Ниже публикуется краткое содержание десяти докладов.

536.75(048)

И. М. Лифшиц, А. Ю. Гросберг. Диаграмма состояний полимерной глобулы и проблема самоорганизации ее пространственной структуры. Как известно, реальные цепи биополимеров имеют столь большую длину, что каждая отдельная молекула является статистической системой. С этой точки зрения организацию пространственной третичной структуры полимерной цепи следует рассматривать как фазовый переход из клубкового состояния в глобулярное.

Последовательная статистико-термодинамическая теория полимерных цепей с объемным взаимодействием была построена одним из авторов в работе¹. Было показано, что макросостояние полимерной цепи, находящейся во взвешенном состоянии в растворе, представляет собой состояние частичного равновесия с зафиксированной «линейной памятью» (т. е. первичной структурой). В простейшем случае гомополимера линейная память связана только с запоминанием места каждого звена в линейной последовательности вдоль цепи; такая линейная память описывается корреляциями g_j между координатами соседних звеньев. В самой простой модели «взаимодействующие бусинки на гибкой нити» корреляции сводятся к единой функции, зависящей только от расстояния между соседними звеньями:

$$g_j = g(|x_j - x_{j+1}|).$$

Подчеркнем, что эта модель может описывать полимер, первичная структура которого в достаточной степени статистически однородна, а сильно взаимодействующие мономеры разделены длинными участками цепи; для описания же полимеров с высокоспецифической первичной структурой, таких как белки, эта модель нуждается в уточнении или изменении.

Фазовое состояние цепи в отсутствие внешнего поля определяется объемным взаимодействием звеньев, которые могут быть разделены длинным участком цепи, но случайно сближаются в результате ее изгиба. При сравнительно высокой температуре это взаимодействие относительно мало и цепь пребывает в состоянии рыхлого, нерегулярно нульсирующего клубка. Хотя в клубковом состоянии и существует среднее распределение плотности, но оно не является термодинамически достоверной характеристикой, так как флуктуации плотности имеют порядок величины самой плотности.

При понижении температуры роль взаимодействия возрастает, и в определенный момент цепь схлопывается в плотную глобулу, в которой распределение плотности числа мономеров $n(x)$ становится термодинамически достоверной, т. е. малофлуктуирующей, величиной. В обычной системе без линейной памяти плотность в конденсированной фазе n_0 определяется характерным радиусом прямого взаимодействия r_0 , который по порядку величины равен атомному размеру. В нашем случае наряду с r_0 имеется еще один параметр размерности длины a , определяющий радиус корреляции, связанный с линейной памятью; в большинстве случаев a значительно больше, чем r_0 : $a \gg r_0$.

Так как порядок величины объема глобулы V определяется плотностью n_0 в ее конденсированной сердцевине (т. е. r_0) и общим числом N мономеров: $V \sim N/n_0$, то естественно среди всех макроскопических глобул (для которых $V \gg r_0^3$) выделить предельные случаи очень больших ($V \gg a^3$) и очень малых ($V \ll a^3$) глобул. Эти случаи следует рассматривать отдельно.

Подчеркнем еще раз, что распределение плотности в глобуле является нелокальным благодаря тому, что мономеры на расстоянии $\sim a$ оказываются скоррелированными за счет линейной памяти. Именно этим определяются все особенности в статистике полимерных цепей. Однако в первом приближении по параметру r_0/a прямое объемное взаимодействие может быть описано локальным самосогласованным полем $\mu^*(n(x)) = \mu(n, T) - T \ln n$, где $\mu(n, T)$ — химический потенциал эквивалентной системы разорванных звеньев с тем же объемным взаимодействием при плотности n и температуре T . Нелокальность при этом описывается энтропийным слагаемым свободной энергии.

Поскольку растворитель влияет на характер объемного взаимодействия между мономерами, то $\mu(n)$ представляет собой эффективную величину, включающую косвенное взаимодействие звеньев через растворитель; лишь тогда, когда плотность n очень мала (настолько, что вообще нет взаимодействия) и когда плотность велика (так что молекулы растворителя не проникают между мономерными звеньями), функция $\mu(n)$ приближается к обычному химическому потенциалу.

Равновесное распределение плотности в глобуле определяется системой уравнений, выведенных в работе¹ из условия минимальности свободной энергии $\mathcal{F}\{n\}$ как функционала от распределения плотности. Из этих уравнений следует, что локальный химический потенциал $\mu(n)$ должен быть непрерывной функцией координат. Поэтому при температурах меньше критической температуры системы разорванных звеньев

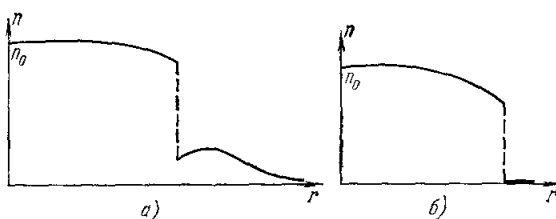


Рис. 1. Распределение плотности по радиусу в глобуле с опушкой (а) и без опушки (б)

$T < T_c$, когда в этой системе становится возможным разделение на две фазы и соответственно зависимость $\mu(n)$ распадается на две ветви, распределение плотности в глобуле становится разрывным (рис. 1, а). Поверхность разрыва отделяет плотное (конденсированное) ядро глобулы от рыхлой газоподобной оболочки.

Плотность газоподобной опушки глобулы падает с уменьшением температуры. Поскольку, однако, продольные связи ограничивают размер опушки, то при понижении температуры энтропийный выигрыш образования опушки оказывается слишком малым и возникает глобула без опушки (рис. 1, б).

Влияние растворителя на распределение плотности мономеров учитывается зависимостью эффективного химического потенциала $\mu(n)$ от состояния растворителя; пространственная неоднородность состояния растворителя трактуется при этом как внешнее поле.

В частности, эффективный химический потенциал зависит от давления в растворителе \mathcal{P} . Детали этой зависимости нам, разумеется, не известны. Однако главная зависимость от \mathcal{P} связана с тем, что при схлопывании цепи в плотную глобулу изменяется на величину ΔV объем растворителя, вытесненного звеньями полимера, и следовательно, для образования глобулы цепь должна совершить работу $\mathcal{P}\Delta V$ против внешнего давления. Этот эффект может быть учтен независимо.

Легко понять, что при наличии внешнего давления \mathcal{P} на растворитель равновесное состояние полимерной цепи определяется не минимумом свободной энергии $\mathcal{F}\{n\}$ (она дается формулами (2.2) и (2.3) работы²), а минимумом величины, аналогичной термодинамическому потенциалу:

$$\Phi\{n\} = \mathcal{F}\{n\} + \mathcal{P}\Delta V.$$

Обозначим через $v(n)$ объем растворителя, вытесняемого одним мономерным звеном, находящимся в области, где плотность звеньев равна n . При высокой плотности растворитель не проникает между мономерами и $v(n) \approx 1/n$; при низкой плотности $v(n)$ становится равным эффективному объему мономерного звена $v(n) \approx v_0$. В этих обозначениях

$$\Delta V = \int n(x) [v(n) - v_0] d^3x.$$

Минимизируя $\Phi\{n\}$, легко убедиться, что влияние внешнего давления на распределение плотности в глобуле можно включить в самосогласованное поле, в силу чего

при наличии внешнего давления это поле равно

$$\mu^*(n(x)) + \mathcal{P}[v(n) - v_0 + nv'(n)].$$

В работе ² были получены распределения плотности обоих предельных случаев большой и малой глобул (все формулы в работе ² выписаны для случая $\mathcal{P} = 0$). Проще всего выглядят результаты для малой глобулы без опушки — в ней плотность определяется условием $p(n_0, T) = \mathcal{P}$ ($p(n, T)$ — давление в системе разорванных звеньев) — и для большой глобулы — в ней роль поверхности относительно мала, так что плотность в ядре не зависит от наличия или отсутствия опушки и определяется равенством $p(n_0, T) = n_0 T = \mathcal{P}$. Физический смысл этих результатов очевиден.

Граничное условие, определяющее скачок плотности на границе между ядром глобулы и ее опушкой, должно определяться минимизацией термодинамического потенциала по величине объема ядра. Из общих соображений не следует, что результатом такой минимизации будет условие непрерывности локального давления, так как продольные связи могут передавать механическое усилие на расстояние $\sim a$. Однако, как можно убедиться непосредственной вариацией свободной энергии (формула (2.8) работы ²), в рассматриваемом приближении, когда объемное взаимодействие описывается только самосогласованным полем указанного выше вида, сохраняется условие непрерывности локального давления, характерное для системы без линейной памяти. Поэтому плотности на границе между ядром глобулы и ее опушкой n_- (со стороны ядра) и n_+ (со стороны опушки) определяются условиями

$$\mu(n_-) = \mu(n_+),$$

$$p(n_-) = p(n_+) + \mathcal{P}.$$

Аналогично плотность на границе глобулы без опушки определяется условием

$$p(n_-) = \mathcal{P}.$$

Благодаря этому упрощаются многие результаты работы ², а также могут быть получены некоторые новые результаты, которые будут опубликованы отдельно.

Таким образом, в зависимости от числа мономеров N , температуры T и внешнего давления на растворитель \mathcal{P} цепь может находиться в одном из трех различных фазовых состояний: клубок, глобула с опушкой, глобула без опушки. Переходы между этими состояниями являются фазовыми переходами первого рода.

Легко убедиться, что качественный вид диаграммы состояний в плоскости T, N ($\mathcal{P} = \text{const}$) не зависит от значения \mathcal{P} ; такая диаграмма показана на рис. 2. Аналитические выражения для всех кривых равновесия получены в работе ² для случая $\mathcal{P} = 0$ и легко могут быть обобщены на другие значения \mathcal{P} .

При достаточно малых \mathcal{P} допустимо пренебречь влиянием давления на эффективный химический потенциал. После этого можно построить диаграмму состояний в плоскости T, \mathcal{P} ($N = \text{const}$); такая диаграмма изображена на рис. 3 для случая

$$N - \bar{N} = \delta N \ll \bar{N},$$

где длина цепи \bar{N} отвечает тройной точке при $\mathcal{P} = 0$. Вид этой диаграммы существенно зависит от соотношений между параметрами системы (случаи а) и б) на рис. 3).

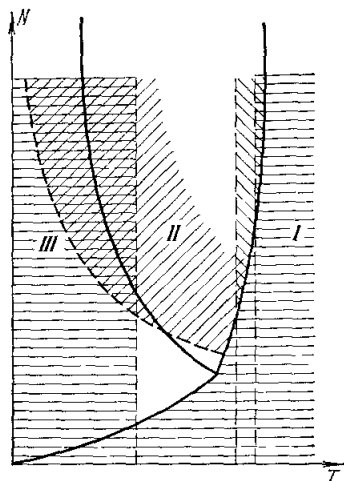


Рис. 2. Фазовая диаграмма полимерной цепи при постоянном внешнем давлении.

Область I соответствует клубку, II — глобуле с опушкой, III — глобуле без опушки. Заштрихованы области, где самоорганизация третичной структуры невозможна по тем или иным причинам: горизонтальная штриховка — растворитель находится в твердом или газообразном состоянии или полимер находится в состоянии клубка; косая штриховка с наклоном вправо — велика вероятность локального топологического нарушения; косая штриховка с наклоном влево — термодинамически выгодны перестройки третичной структуры в целом.

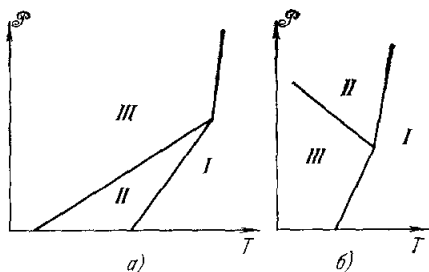


Рис. 3. Фазовая диаграмма полимерной цепи с постоянной длиной.

Область I соответствует клубку, область II — глобуле с опушкой, область III — глобуле без опушки.

Переходя к анализу проблемы самоорганизации, отметим прежде всего, что для возможности самоорганизации третичной структуры необходимо, чтобы микроструктура равновесной глобулы была подобна по своей упорядоченности структуре аperiodического кристалла.

Очевидно, что во всяком случае для этого нужна достаточно низкая температура — иначе термодинамически выгодной оказывается смесь множества существенно различных конформационных состояний, т. е. возникает жидкостноподобная структура. Однако, даже при выполнении этого условия, в системе могут происходить еще и локальные нарушения порядка, чаще всего связанные с топологическими нарушениями в расположении отрезков цепи и поэтому требующие полной конформационной перестройки цепи. Поскольку локальные нарушения могут происходить по всей длине цепи, требование устойчивости относительно них накладывает ограничение на длину цепи

$$N \ll N_k \sim \exp\left(\frac{U_D}{T}\right),$$

где U_D — характерная энергия дефекта.

Кроме всего этого можно, по-видимому, утверждать, что для надежной самоорганизации термодинамически равновесная конформация должна быть кинетически наиболее быстро достижимой. В длинной цепи организация происходит быстрее всего, если она может идти независимо в разных участках цепи. Это возможно лишь в случае, когда результирующая пространственная структура имеет простейшую топологию, т. е. обладает нулевым числом узлов.

Всем этим условиям удовлетворяет лишь очень малая доля всех возможных первичных структур. Поскольку, однако, биохимическое функционирование глобулы определяется ее пространственной структурой, именно эти первичные последовательности отбирались в процессе пребиологической эволюции.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Л и ф ш и ц, ЖЭТФ 55, 2408 (1968).
2. И. М. Л и ф ш и ц, А. Ю. Г р о с б е р г, ЖЭТФ 65, 2403 (1973).

536.764(048)

Г. А. Смоленский. Фазовые переходы в некоторых магнитоупорядоченных и сегнетоэлектрических кристаллах. Исследование фазовых переходов представляет одну из актуальных проблем современной физики. За последние годы достигнуты серьезные успехи в этой области. Уточнена и развита термодинамическая теория фазовых переходов второго рода, создана теория подобия, проведены расчеты конкретных моделей, в том числе модели Изинга, успешно развивается плодотворная идея «мягкой» моды, определены критические индексы для различных веществ и т. д.

В связи с этим представляет интерес накопление опытных данных по изучению фазовых переходов в различных кристаллах. В докладе кратко освещены результаты исследований фазовых переходов в некоторых магнитоупорядоченных веществах и сегнетоэлектриках.

Как известно, в редкоземельных ферримагнетиках со структурой типа граната в соответствии с теорией Нееля наблюдается точка компенсации. В отсутствие магнитного поля эта точка не является критической точкой. Однако при приложении внешнего магнитного поля вблизи точки компенсации возникают индуцированные фазовые переходы. Теоретическое рассмотрение этого вопроса было произведено вначале для изотропного ферримагнетика, а затем с учетом магнитной анизотропии.

В работе¹ были обнаружены два индуцированных фазовых перехода в ферритегранате тербия. При повышении температуры из одной коллинеарной ферримагнитной фазы происходит переход в неколлинеарную (антиферромагнитную) и затем в другую — коллинеарную ферримагнитную фазу. При этих переходах происходит изменение знака магнитного двупреломления и наблюдается рассеяние света, обусловленное флуктуациями величины магнитного момента.

Другим примером исследованных фазовых переходов была спиновая переориентация в редкоземельных ортоферритах с ромбической структурой типа перовскита. При температурах выше 10 °К магнитоупорядоченную структуру образуют только магнитные моменты ионов железа. Эти вещества относятся к слабым ферримагнетикам. При высоких температурах вектор магнитного момента направлен вдоль оси c , а вектор антиферромагнетизма вдоль оси a . При понижении температуры в ряде этих кристаллов происходит непрерывный переход, при этом вектор магнитного момента устанавливается вдоль оси a , а вектор антиферромагнетизма вдоль оси c . К. П. Белов с сотрудниками показали, что началу и концу области переориентации соответствуют фазовые

переходы второго рода. Исследование спиновой моды, соответствующей совместным колебаниям векторов магнитных подрешеток в плоскости $a-c$, показало, что в начале и в конце области переориентации частота этих колебаний уменьшается до нуля. Появление «мягкой» спиновой моды связано с изменением магнитной симметрии, а не кристаллографической, как это имеет место в сегнетоэлектриках.

В работе ² проводились исследования упругих и магнитоупругих свойств различных ортоферритов в диапазоне частот 50—1500 МГц. Показано, что скорость и затухание упругих волн вдоль определенных кристаллографических направлений заметно изменяется в области переориентации, что обусловлено связью упругих волн с мягкой спиновой модой.

Кроме того, проводились эксперименты по магнитострикционному возбуждению упругими волнами высокочастотного магнитного поля на основной частоте и на частоте второй гармоники. Эффективное возбуждение наблюдалось только в области спиновой переориентации.

Для объяснения экспериментальных данных на основе термодинамического рассмотрения, кроме магнитоупругой энергии, необходимо было учесть также пьезомагнитную энергию.

В сегнетоэлектриках сложного состава со структурой типа перовскита, например $\text{RbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$, в отличие от классических сегнетоэлектриков, не наблюдается четкого фазового перехода. Поэтому возникло название сегнетоэлектрик с размытым фазовым переходом. В этой группе сегнетоэлектриков наблюдается релаксационный характер диэлектрической поляризации в области фазового перехода ³. Эти, а также другие опытные факты удается объяснить, если предположить, что размытие фазового перехода обусловлено флуктуациями состава. Согласно этим представлениям различные области кристалла (линейный размер $\sim 100 \text{ \AA}$) имеют различные температуры Кюри. Предполагается, что релаксация обусловлена: 1) движением границ между полярной и неполярной фазами или 2) зарождением и исчезновением полярных областей. Второй механизм был рассчитан в работе ⁴, в которой была обобщена теория Дебая на случай, когда число релаксаторов меняется с температурой (с максимумом в средней точке Кюри T_{CP}). При этом удается объяснить ряд опытных фактов, в том числе температурную зависимость ϵ , наблюдаемую на опыте: $1/\epsilon = A + B(T - T_{\text{CP}})^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Smolensky, R. V. Pisarew, I. G. Siny, Proc. of the Intern. Conference, Japan, July 1970, p. 389.
2. А. Н. Гришмановский, В. В. Леманов, Г. А. Смоленский, А. Н. Балбашев, Н. Я. Червоненкис, Тезисы докладов на Международной конференции по магнетизму, М., «Наука», 1973 г.
3. G. A. Smolensky, J. Phys. Soc. Japan, Suppl. 28, 26 (1969) (Proc. of the 2nd Intern. Meeting on Ferroelectricity).
4. V. V. Kirillov, V. A. Ysupov, Ferroelectrics 5, 3 (1973).

537.311.33(048)

В. Л. Гинзбург. О поверхностных экситонах электронно-дырочного типа. Уже из весьма общих соображений очевидно, что на поверхности твердых тел и жидкостей могут существовать различные поверхностные состояния (уровни), заполнение которых отвечает появлению возбуждений или квазичастиц — поверхностных фононов, экситонов, магнонов, электронов на поверхностных уровнях и т. п. Естественно также предположение о возможности наблюдать поверхностные (т. е. двумерные или квазидвумерные) аналоги ферромагнетизма, сегнетоэлектричества, сверхпроводимости, сверхтекучести и т. д.

К сожалению, исследование этого круга вопросов в большинстве случаев очень сложно в связи с трудностью получения достаточно совершенных поверхностей или однородных поверхностных слоев, с маскировкой поверхностных явлений объемными эффектами и по некоторым другим причинам. В результате выяснение многих вопросов затягивается на десятилетия, примером чего может служить изучение поверхностных уровней электронов: эта задача была поставлена еще в 1932 г. ¹, но и сейчас еще во многом не решена ². В последнее время ситуация, однако, изменилась, поскольку разработаны эффективные методы создания очень высокого вакуума, контроля и исследования свойств поверхности ³, а также способы наблюдения ряда поверхностных возбуждений (см., например, ⁴). Недавно обнаружена, по-видимому, поверхностная сверхтекучесть гелия ⁵. Можно думать, что будет достигнут прогресс и в отношении таких коллективных эффектов, как поверхностная сверхпроводимость ⁶, ферромагне-

тизм ^{7, 8}, жидкокристаллическое состояние ⁹ и сегнетоэлектричество *). К числу коллективных явлений относится и конденсация экситонов, обсуждавшаяся для объемного случая в предшествующем докладе Л. В. Келдыша (см. ¹³). Естественно обсудить эту проблему также в применении к двумерным (поверхностным) экситонам, о чем автор уже упоминал на одной из сессий ООФА АН СССР ¹⁴. Именно обсуждение вопроса о поверхностных экситонах и их конденсации является основной целью настоящего доклада. Мы не будем при этом касаться макроскопической теории поверхностных экситонов ¹⁵ или квазимикроскопической теории совокупности экситонов ¹⁶, а остановимся лишь на поверхностных экситонах типа Ванье — Мотта, т. е. на водородоподобных «атомах», состоящих из электрона и дырки, довольно хорошо изученных для трехмерных полупроводников ¹⁷.

Предполагается, что на поверхности диэлектрика 1, граничащего с диэлектриком 2 (одна из этих сред может быть вакуумом), имеются две поверхностные зоны одноэлектронных состояний, аналогичные зоне проводимости и валентной зоне в трехмерной задаче. При нахождении уровней поверхностных экситонов типа Ванье — Мотта, могущих существовать в такой системе, нужно учесть электростатическое взаимодействие не только непосредственно между электроном и дыркой, но и с учетом поляризации сред 1 и 2. В некотором приближении ¹⁸, когда можно пользоваться макроскопической теорией (основное требование — это достаточно большие размеры экситона), энергию взаимодействия можно считать равной $V = -2e^2/(e_1 + e_2)r$, где e_1 и e_2 — соответствующие диэлектрические проницаемости сред 1 и 2. Тогда, в простейшем случае изотропных параболических зон для электронов и дырок, энергия связи поверхностного экситона равна

$$E_n = -\frac{2me^4}{\hbar^2(e_1 + e_2)^2(n + 1/2)^2} \quad (n=0, 1, 2, \dots),$$

где m — приведенная масса системы из электрона и дырки; характерный радиус экситона в основном состоянии $r_0 = \hbar^2(e_1 + e_2)/4me^2$ и при $(e_1 + e_2) \gg 1$, $m \ll m_0 = 9 \cdot 10^{-28}$ оказывается большим (по сравнению с $a_0 = \hbar^2/me^2 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см). Для трехмерного случая $E_n = -m'e^4/2\hbar^2e^2n^2$ ($n = 1, 2, \dots$), и, таким образом, различие между объемными и поверхностными уровнями весьма значительно даже при $e_1 \approx e_2 \approx \epsilon$ и равенстве масс m и m' . В более общем случае (учет анизотропии, выход за пределы макроскопического приближения) уровни поверхностного экситона также, вообще говоря, будут сильно отличаться от уровней объемных экситонов. Нахождение этих уровней, т. е. наблюдение поверхностных экситонов обсуждаемого типа, является, конечно, самой первоочередной задачей. Вряд ли, хотя это и не исключено, без исследования индивидуальных поверхностных экситонов удастся наблюдать и изучить поведение коллектива таких экситонов.

Как известно, в двумерной задаче сколь угодно слабое притяжение между частицами приводит к появлению связанного уровня. Поэтому поверхностные экситоны, притягивающиеся друг к другу, всегда будут образовывать биэкситоны. При дальнейшем повышении концентрации экситонов n , при условии $nr_0^2 \gg 1$, экситонный и биэкситонный газ коллективизируется и можно ожидать образования «металлических» капель и других эффектов, характерных для трехмерного случая ¹³. При $r_0 \gtrsim 10^{-8}$ см конденсация наступит при $n \lesssim 10^{12}$ см⁻². Соображения, аналогичные изложенным, относятся и к одномерному случаю, быть может, интересному в применении к дислокациям, «вискерсам», ребрам граней и полимерам. Здесь конденсация наступает уже при $nr_0 \gtrsim 1$, или $n \lesssim 10^9$ см⁻¹ (при $r_0 \gtrsim 10^{-8}$ см).

Если отдельные экситоны и упомянутые коллективные эффекты удастся наблюдать, то, разумеется, возникнет интерес также к изучению влияния магнитного поля и деформаций, учету анизотропии и т. д. К сожалению, сейчас еще не ясно, в какой мере исследование поверхностных экситонов типа Ванье — Мотта уже реально в экспериментальном плане. Между тем ограничиться в этой области лишь теоретическими оценками или даже количественными расчетами заведомо недостаточно.

*) Для систем некоторых типов (в частности, для сверхпроводников) двумерный дальний порядок, не говоря уже об одномерном, как термодинамическое понятие существовать не может. Не касаясь уже того, что в ряде случаев (например, для систем типа Изинга) двумерный дальний порядок возможен даже и в термодинамически равновесном состоянии, нужно иметь в виду, что сверхтекучесть, сверхпроводимость, ферромагнетизм и другие «эффекты упорядочения» могут иметь место в двумерном и даже одномерном случаях, по крайней мере в практическом смысле, т. е. как соответствующее упорядочение со сколь угодно большим (при $T \rightarrow 0$) временем жизни ¹⁰ или как состояние с ничтожно малым (хотя формально и не равным нулю) электрическим сопротивлением или трением, как состояние с бесконечной магнитной восприимчивостью и т. п. (см. ^{11, 12}).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. E. Tamm, Zs. Phys. **76**, 849 (1932); Phys. Zs. Sowjetunion **1**, 733 (1932).
2. С. Дэвидсон, Дж. Левин, Поверхностные (гаммовские) состояния, М., «Мир», 1973; S. J. Gurmman, J. B. Pendry, Phys. Rev. Lett. **31**, 636 (1973).
3. К. Дьюк, Р. Парк, УФН **111**, 139 (1973).
4. J. E. Rowe, H. Ibach, Phys. Rev. Lett. **31**, 102 (1973); D. E. Evans, S. Ushida, J. D. McMullen, *ibid.*, p. 369.
5. J. H. Scholtz, E. O. McLean, I. Rudnick, *ibid.* **32**, 147 (1974).
6. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ **46**, 397; **47**, 2318 (1964).
7. Л. М. Булаевский, В. Л. Гинзбург, ФММ **17**, 631 (1964).
8. I. Peschel, P. Fulde, Zs. Phys. **259**, 145 (1973).
9. J. P. Straley, Phys. Rev. **A4**, 675 (1971).
10. G. Parisi, Phys. Lett. **A43**, 379 (1973).
11. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970); **61**, 1144 (1971); J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, J. Phys. **C6**, 1181 (1973); J. M. Kosterlitz, Preprint, 1973.
12. D. J. Scalapino, M. Sears, R. A. Ferrell, Phys. Rev. **B6**, 3409 (1972); H. K. Charles, R. I. Joseph, *ibid.* **B7**, 2046 (1973).
13. Л. В. Келдыш, УФН **100**, 514 (1970).
14. В. Л. Гинзбург, УФН **108**, 749 (1972).
15. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., «Наука», 1965; В. М. Агранович, Теория экситонов, М., «Наука», 1968.
16. С. А. Москаленко, М. Ф. Миглей, М. И. Шмиглюк, П. И. Хаджи, А. В. Леляков, ЖЭТФ **64**, 1786 (1973).
17. Р. Нокс, Теория экситонов, М., «Мир», 1966.
18. В. Л. Гинзбург, В. В. Келле, Письма ЖЭТФ **17**, 428 (1973).

621.315.592(048)

С. И. Радауцан. Исследование сложных полупроводниковых материалов в Молдавской ССР. Экспериментальные исследования полупроводников в Молдавии были начаты в 1953 г. в Кишиневском государственном университете им. В. И. Ленина под руководством профессора М. В. Кот. В настоящее время они успешно развиваются в институтах Академии наук МССР и в ряде вузов республики.

В лабораториях Института прикладной физики АН МССР и на кафедрах Кишиневского политехнического института им. С. Лазо проводятся работы по получению и комплексному исследованию свойств сложных полупроводников и созданию на их основе полупроводниковых приборов. Объекты исследования — дефектные алмазоподобные полупроводники типа $A_3B_5^3$ и твердые растворы на их основе ^{1, 2}, избыточные полупроводники типа $A_3B_5^3$, фосфиды галлия и индия ^{4, 5}, теллурид цинка ⁶ и твердые растворы на их основе, фазы в системах кадмий — индий — селен — теллур ⁷, цинк (кадмий) — индий — сера ⁸, индий — сурьма — теллур ⁹ и другие материалы.

Методами термического, рентгенофазового, микроструктурного анализов исследованы взаимодействия в тройных системах индий — сурьма — теллур, индий — мышьяк — теллур, кадмий — индий — селен, кадмий — цинк — теллур, индий — фосфор — селен и в некоторых бинарных разрезах типа $A^3B^3-A_3B_5^3$, $A^3B^3-A_3B_5^3$ и $A^3B^3-A_3B_5^3$. В результате исследований построены диаграммы состояния, обнаружены новые полупроводниковые фазы, в частности In_3SbTe_2 , In_4SbTe_3 ¹⁰, InP_2Se_4 ¹¹ и $CdIn_6Se_{10}$ ¹². При построении диаграмм состояния тройных систем впервые использован один из методов математического планирования — метод симплексных решеток¹³.

Данные о фазовом равновесии исследованных систем послужили основой для разработки технологии получения полупроводниковых материалов в кристаллическом и стеклообразном состояниях. Разработаны также методы получения анизотропных сред на основе системы антимонид индия — антимонид никеля и бездислокационных псевдотермических кристаллов фосфида галлия¹⁴. Проводится работа по получению тонких слоев и микропровода на основе сложных полупроводников.

На образцах изучаемых систем исследуется анизотропия механических свойств и дислокационной структуры, возникающей вокруг отпечатков и царапин. В частности, для системы теллурид цинка — теллурид кадмия предложено качественное объяснение наблюдаемой анизотропии твердости и показано, что основным фактором, приводящим к анизотропии твердости этих кристаллов, являются системы скольжения¹⁵.

Методами рентгенографических исследований впервые расшифрованы структуры $Zn_3In_2S_6$ ¹⁶ и $Zn_2In_2S_5$ ¹⁷. Обнаружен и исследован политипизм тройных фаз системы $ZnS-In_2S_3$ ¹⁸. На рис. 1 представлены модели структур политипов трех соединений в этой системе, кристаллизующихся в гексагональной симметрии и различающихся

в зависимости от состава значением параметра решетки вдоль оси c и послойным расположением катионов в тетраэдрических и октаэдрических пустотах. Тройные фазы этой системы могут быть записаны общей формулой $Zn_mIn_2S_{3+m}$, где $m = 1, 2, 3, \dots$. Состав фазы определяется числом m . Число атомов серы в элементарной ячейке семейства политипных модификаций данной фазы определяется как $N = Z(3 + m)$ (Z — число пакетов в элементарной ячейке). Образование различных политипных модификаций позволило объяснить наблюдаемый в литературе разброс физических свойств тройной фазы $ZnIn_2S_4$.

Исследована структура энергетических зон и особенности спектра локальных состояний некоторых кристаллов A^3B^5 , A^2B^5 и A^2B^6 , $A^2B^3C_4^3$, их твердых растворов и стеклообразных полупроводников $A_3^5B_3^5$. Впервые построены зонные структуры в области минимума межзонного промежутка некоторых кристаллов типа $A^2B^3C_4^3$, $A_3^5B_3^5$ и A^2B^5 . Определены величины энергетических интервалов в актуальных точках

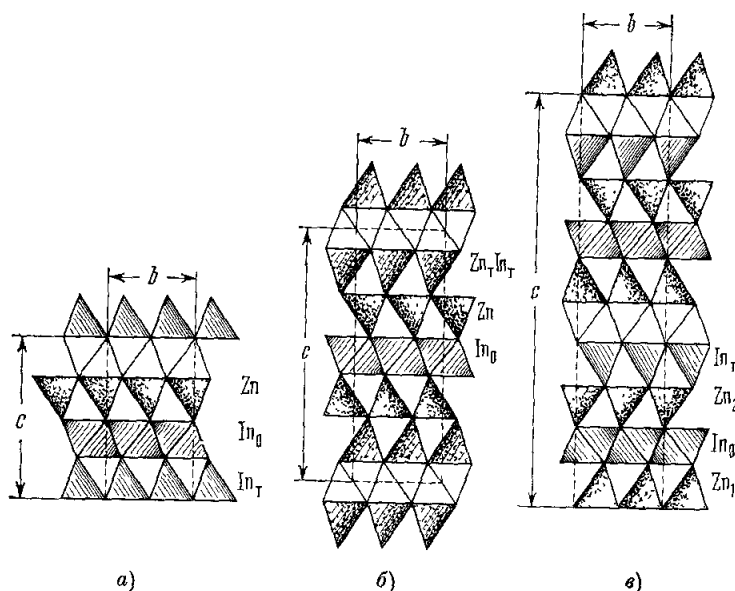


Рис. 1. Проекция структур на плоскость $(2\bar{1}10)$ однопакетного политипа $ZnIn_2S_4$ ($x = 0,25$) (а), двухпакетного политипа $Zn_3In_2S_6$ ($x = 0,40$) (б) и однопакетного политипа $Zn_3In_2S_6$ ($x = 0,50$) (в).

зоны Бриллюэна и расщепления из-за кристаллического поля, спин-орбитального взаимодействия и других эффектов. Обнаружено влияние состояния поверхности на характер межзонных переходов в кристаллах теллурида кадмия, теллурида ртути и их твердых растворов.

Изучены магнитополевые зависимости кинетических коэффициентов монокристаллов арсенида и фосфида кадмия в сильных магнитных полях, определены параметры энергетического спектра носителей заряда³.

Исследованы люминесцентные свойства сложных полупроводников. Показано, что люминесцентными центрами в кристаллах систем кадмий — индий — сера и цинк — индий — сера являются нестехиометрические структурные дефекты типа катионной вакансии с тетраэдрической или октаэдрической координацией анионов. В системе цинк — индий — сера обнаружена связь между формами политипии и особенностями полос люминесценции¹⁸. Так, например, на рис. 2 представлены спектры люминесценции монокристалла чистого трехпакетного политипа $ZnIn_2S_4$ (кривая 1) и образца, в котором с ним срослось несколько других политипов (кривая 2). На последней кривой наблюдается тонкая структура, при этом период осцилляций порядка $0,2-0,4$ эв.

Изучены процессы ассоциации изоэлектронных центров в фосфиде галлия и их участие в излучательной рекомбинации. Обнаружен эффект интерференции волновой функции акситона, связанного с парами изоэлектронного акцептороподобного атома азота и изоэлектронного донороподобного атома сурьмы. Обнаружено вынужденное излучение кристаллов фосфида галлия, фосфида индия, $CdIn_2S_4$ при двухфотонном возбуждении. Исследования спектров люминесценции $CdIn_2S_4$ при различных уровнях возбуждения импульсами света рубинового лазера (рис. 3) показали, что при интенсивностях возбуждающего света $\approx 10^{26}$ кс/см²сек появляется узкая интенсивная полоса с максимумом при 660 нм¹⁹.

Характерной особенностью стеклообразных полупроводников является высокая плотность локальных состояний, квазинепрерывно распределенных в запрещенной зоне, которые во многом определяют электронные свойства этих веществ. В лаборатории фотоэлектрических свойств полупроводников на основе комплексного исследования оптических, фотоэлектрических и термостимулированных эффектов изучены особенности структуры энергетического спектра локальных состояний в стеклообразном сульфиде мышьяка и в сплавах на его основе. Показано, что в запрещенной зоне этих материалов содержится квазинепрерывное распределение локальных состояний, и определены параметры этого распределения. На фоне квазинепрерывного распределения обнаружены группы центров с высокой концентрацией²⁰. Полученные результаты позволили рекомендовать исследованные материалы в качестве элементов фоточувствительных систем.

Исследован энергетический спектр примесей и компенсация в фосфиде индия, легированном хромом, железом, кремнием. На основе полужолирующего фосфида

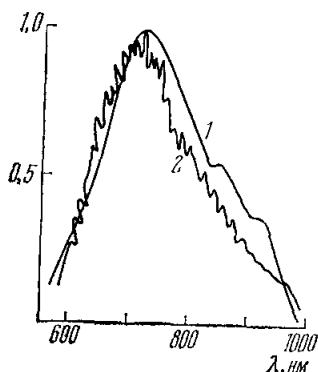


Рис. 2. Спектры люминесценции оптокристалла трехпакетного политипа ZnIn_2S_4 (кривая 1) и сломанных различных политипов этого же соединения (2).

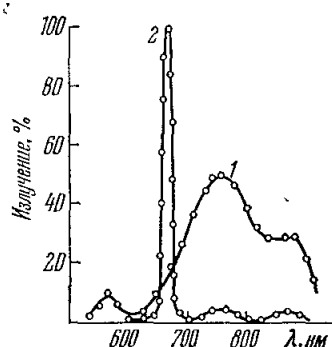


Рис. 3. Люминесценция монокристаллов CdIn_2S_4 при уровнях двухфотонного возбуждения $I_B \approx 10^{25}$ ккал/см² сек (1) и $I_B \approx 10^{26}$ ккал/см² сек (2).

индия получены диоды, обладающие вольт-амперными характеристиками S- и N-типа, и проведены исследования низкочастотных осцилляций тока, наблюдающихся в таких диодах²¹.

Разработана конструкция и технология матричных фотоприемников и источников света на основе гетеропереходов системы арсенид алюминия — арсенид галлия²². Фотоприемники обладают быстродействием 10^{-8} сек, чувствительностью порядка 300 мкА/см. Источники света имеют внешний квантовый выход 0,5% при энергии излучения 1,7 эв. Приборы изготовлены методом селективного эпитаксиального наращивания из жидкой фазы.

Получены диоды Шоттки на основе CdIn_2S_4 , CdP_2 и InP , эффект переключения на CdIn_2S_4 и In_2S_3 . Высокая чувствительность фотодиодов Шоттки позволила определить энергии фононов, сопровождающих оптические переходы на краю и в центре зоны Бриллюэна в кристаллах CdIn_2S_4 и CdP_2 .

Сульфидные кристаллы в разрезах $A^2B^6-A^3B^3$ перспективны в качестве эффективных люминофоров и когерентных излучателей, фотоприемников для широкой области спектра, запоминающих устройств и быстродействующих переключателей тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Горюнова, Химия алмазоподобных полупроводников, Л., Изд-во ЛГУ, 1963; Сложные алмазоподобные полупроводники, М., «Сов. радио», 1968.
2. Н. А. Горюнова, С. И. Радауцан, сборник «Исследования по полупроводникам», Кишинев, «Картия Молдовеняскэ», 1964, стр. 3.
3. S. I. Radautsan, E. K. Arushanov, A. N. Nateprov, L. S. Marushchak, Phys. Stat. Sol. **a19**, K71 (1973); S. I. Radautsan, E. K. Arushanov, G. P. Chuiko, *ibid.* **a20** (1).
4. С. И. Радауцан, Ю. И. Максимов, В. В. Негрескул, С. Л. Пышкин, Фосфид галлия, Кишинев, Изд. РИО АН МССР, 1969.
5. С. И. Радауцан, Е. В. Руссу, И. П. Молодян, В. В. Негрескул, С. И. Баранов, Материалы всесоюзной конференции по электрическим и оптическим свойствам $A^{III}B^V$, Ашхабад, «Ильм», 1971, стр. 224.

6. С. И. Радауцан, А. Е. Цуркан, Теллурид цинка, Кишинев, «Штиинца», 1972.
7. О. П. Дерид, С. И. Радауцан, В. М. Миргородский, М. М. Маркус, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 1053 (1964).
8. В. Ф. Житарь, Канд. диссертация (КГУ, 1966); В. Э. Тэзлэван, Канд. диссертация (КГУ, 1971).
9. И. П. Молодян, С. И. Радауцан, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 1017 (1964).
10. Н. А. Горюнова, С. И. Радауцан, Г. А. Кноссе, ФТТ 1, 1858 (1959).
11. S. I. Radautsan, J. Non-Cryst. Sol. 4, 370 (1970).
12. А. В. Станчу, Канд. диссертация (КПИ, 1972); О. П. Дерид, М. М. Маркус, С. И. Радауцан, А. В. Станчу, Изв. АН СССР (Неорганические материалы) 7, 1328 (1971).
13. О. П. Дерид, А. В. Станчу, М. М. Маркус, Материалы докладов VI научно-технической конференции КПИ им. С. Лазо, Кишинев, 1970.
14. С. И. Радауцан, Ю. И. Максимов, Труды IV Всесоюзного совещания по росту кристаллов, Цахкадзор, 1972, стр. 59.
15. М. И. Вальковская, О. Г. Максимова, С. И. Радауцан, А. Е. Цуркан, сборник «Физические свойства сложных полупроводников», Кишинев, «Штиинца», 1973, стр. 92.
16. Ф. Г. Доника, Г. А. Кноссе, С. И. Радауцан, С. А. Семилетов, В. Ф. Житарь, Кристаллография 12, 854 (1967).
17. Ф. Г. Доника, С. И. Радауцан, Г. А. Кноссе, С. А. Семилетов, Т. В. Доника, И. Г. Мустя, Кристаллография 15, 816 (1970).
18. S. I. Radautsan, F. G. Donika, I. G. Mustya, J. Cryst. Growth 13/14, 385 (1972).
19. И. А. Дамаскин, В. А. Коварский, С. Л. Пышкин, С. И. Радауцан, В. Э. Тэзлэван, Н. А. Фердман, сборник «Исследование сложных полупроводников», Кишинев, Изд. РИО АН МССР, 1970, стр. 85.
20. A. M. Andriesh, S. D. Shutov, V. G. Abashkin, M. S. Yovcu, E. P. Kolomeyko, M. R. Chernii, Abstract of sth Intern. Conference on Amorpho and Liquid Semiconductors, Garmisch — Partenkirchen, 1973, A-52.
21. С. В. Слободчиков, С. И. Радауцан, И. П. Молодян, Е. В. Руссу, сборник «Полупроводниковые приборы и материалы», Кишинев, «Штиинца», 1973, стр. 71.
22. В. М. Андреев, В. Г. Трофим, *ibid.*, стр. 108.

537.312.62(048)

В. А. Москатенко. Теория сверхпроводников с перекрывающимися энергетическими полосами. В ряде металлов и сплавов имеет место перекрытие энергетических полос вблизи уровня Ферми. Учет в теории сверхпроводимости этого перекрытия необходим для более точного определения параметров реальных сверхпроводников.

В простейшем случае перекрытия двух энергетических зон в работе ¹ была предложена модель, учитывающая возможность образования связанных электронных пар с противоположными импульсами и спинами в пределах каждой зоны. Модель предполагает существование двух сферических полостей поверхности Ферми, в окрестности которых в энергетических интервалах шириной $2\omega_n$ ($n = 1, 2$) электроны проводимости участвуют в образовании сверхпроводящего состояния. Так как импульсы этих полостей считаются различными, образование связанных электронных пар из электронов, принадлежащих различным зонам, не рассматривается.

Межзонное взаимодействие электронов приводит к дополнительному косвенному взаимодействию электронов в пределах каждой зоны. Благодаря этому взаимодействию сверхпроводимость наступает одновременно в обеих зонах и имеется одна критическая температура. Обзор основных результатов по теории чистых двухзонных сверхпроводников дан в работе ². Ниже приведены основные результаты, полученные на основе модели ¹ для сверхпроводников с немагнитной и парамагнитной примесью.

Концентрация атомов примеси предполагается небольшой, так что времена релаксации зонных электронов на примеси значительно больше обратной энергии Ферми, и, следовательно, индивидуальность блоховских электронов отдельных зон сохраняется.

Благодаря межзонному рассеянию электронов на немагнитной примеси с временами релаксации τ_{12} и τ_{21} , где 1 и 2 — номера зон, эта примесь способствует ослаблению корреляции между электронами связанных пар и тем самым приводит к уменьшению критической температуры T_c ³ двухзонного сверхпроводника, уменьшению его

параметров упорядочения Γ_n ⁴, возникновению одной энергетической щели в спектре элементарных возбуждений и к существенному размытию плотностей электронных состояний обеих зон вблизи соответствующих параметров упорядочения⁴.

Критическая температура двухзонного сверхпроводника с немагнитной примесью при условии, что частоты ω_n примерно одинаковы и равны частоте Дебая, определяется из уравнения

$$a\xi_c^2 - b\xi_c + c = 0, \quad (1)$$

где

$$\xi_c = \ln \frac{2\gamma\beta_c\hbar\omega_D}{\pi} \quad \left(\beta_c = \frac{1}{k_B T_c} \right), \quad a = N_1 N_2 (V_{11} V_{22} - V_{12}^2),$$

$$b = b_0 + aI, \quad c = 1 + \varepsilon I;$$

здесь

$$b_0 = N_1 V_{11} + N_2 V_{22}, \quad I = \psi \left(\frac{1 + (\beta_c \rho / \pi)}{2} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} \right) \\ \left(\rho = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}} \right) \right), \quad \varepsilon = b_0 - \tau \quad \left(\tau = \frac{N_1^2 V_{11} + N_2^2 V_{22} + 2N_1 N_2 V_{12}}{N_1 + N_2} \right).$$

При малой концентрации примеси ($\beta_c \rho \ll 1$) величина T_c убывает линейно с ростом концентрации примеси². При возросшей концентрации примеси ($\beta_c \rho \gg 1$) величина ξ_c определяется из уравнения

$$\xi_c \approx \frac{1 + \varepsilon \eta}{\tau + a \eta}, \quad \eta = \ln \frac{\rho}{\hbar \omega_0} + \frac{\pi^2}{6(\beta_c \rho)^2}. \quad (2)$$

В пределе слабой связи с ростом концентрации примеси величина T_c стремится к отличному от нуля пределу:

$$T_c \rightarrow \frac{2\gamma}{\pi} \hbar \omega_D e^{-1/\tau}. \quad (3)$$

Обращение T_c в нуль под влиянием немагнитной примеси невозможно даже при специальном соотношении $a = \varepsilon \tau$ между константами N_n и V_{nm} рассматриваемой модели. В двухзонном сверхпроводнике с парамагнитной примесью обменное внутризонное рассеяние электронов на примеси с временами релаксации τ_{nn}^s приводит к дополнительному, по сравнению с эффектом немагнитной примеси, механизму убыли T_c и параметров упорядочения^{5, 6}. При концентрации парамагнитной примеси, определяемой условием

$$(1 - \beta_{11} - \beta_{12} + \alpha_1)(1 - \beta_{22} - \beta_{21} + \alpha_2) = \alpha_1 \alpha_2, \quad (4)$$

где

$$\beta_{nm} = \frac{\hbar}{\Gamma_n \tau_{nm}^s}, \quad \alpha_1 = \frac{\hbar}{2\tau_{12}\Gamma_1}, \quad \alpha_2 = \frac{\hbar}{2\tau_{21}\Gamma_2},$$

исчезает щель ω_g в спектре элементарных возбуждений и затем при наступлении критической концентрации примеси исчезает сверхпроводимость⁵. В отличие от однозонной системы с парамагнитной примесью⁷, в двухзонном случае величина критической концентрации определяется наряду с T_{c0} также параметрами N_n и V_{nm} системы.

Отношения $n_n(\omega)$ плотностей электронных состояний в сверхпроводящем $N_n(\omega)$ и нормальном N_n состояниях

$$n_n(\omega) = \frac{N_n(\omega)}{N_n} = \pm \operatorname{Im} \left(\frac{u_n(z)}{\sqrt{1 - u_n^2(z)}} \right)_{z=\omega \pm i0+}, \quad (5)$$

и родственные им функции определяются на основе решения уравнений

$$\frac{z}{\Gamma_1} = u_1(z) - \frac{\beta_{11}u_1(z)}{\sqrt{1 - u_1^2(z)}} + \frac{\alpha_1(u_1(z) - u_2(z))}{\sqrt{1 - u_2^2(z)}} - \frac{\beta_{12}u_1(z)}{\sqrt{1 - u_2^2(z)}}, \\ \frac{z}{\Gamma_2} = u_2(z) - \frac{\beta_{22}u_2(z)}{\sqrt{1 - u_2^2(z)}} + \frac{\alpha_2(u_2(z) - u_1(z))}{\sqrt{1 - u_1^2(z)}} - \frac{\beta_{21}u_2(z)}{\sqrt{1 - u_1^2(z)}}; \quad (6)$$

параметры упорядочения Γ_n системы находятся из системы уравнений

$$\Gamma_n = \sum_m V_{nm} N_m \frac{\pi}{\beta} \sum_{\Omega} \frac{1}{\sqrt{u_n^2(\Omega) + 1}}, \quad (7)$$

где

$$\Omega = (2r + 1) \frac{\pi}{\beta} \quad (r = 0, \pm 1, \dots), \quad \bar{u}_n(\Omega) = -iu_n \quad (z = i\Omega).$$

На основе (6) и (7) в работах ^{4, 8, 8-12} получены выражения для энергетической щели ω_g и плотностей состояний $n_n(\omega)$ двухзонного сверхпроводника с немагнитной примесью ($\beta_{nm} = 0$) и парамагнитной примесью ($\beta_{nm} \neq 0$). В предельных случаях малых и больших значений параметров α_n удалось ⁸⁻¹² получить явные выражения для ω_g и функции $n_n(\omega)$ во всей частотной области. При промежуточных значениях параметров теории вычисления были выполнены Н. И. Ботошан и М. И. Владимир на ЭВМ. Показано, что величина ω_g для системы с немагнитной примесью всегда больше наименьшего и меньше наибольшего из двух параметров упорядочения Γ_n системы. С ростом концентрации этой примеси при $\Gamma_1 < \Gamma_2$ величина ω_g/Γ_1 растет с ростом концентрации примеси. При большой концентрации примеси, когда выполняется неравенство $\alpha_n \gg \hbar\omega_g/\Gamma_n$, в предположении слабой связи для ω_g получаем

$$\omega_g \approx \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{\Gamma_1 \alpha_1 + \Gamma_2 \alpha_2} \approx 2\omega_{De}^{-1/\tau}. \quad (8)$$

В этом предельном случае между величинами ω_g и T_c выполняется соотношение однозонной теории Бардина, Купера и Шриффера ¹³ и Боголюбова ¹⁴, что доказывает

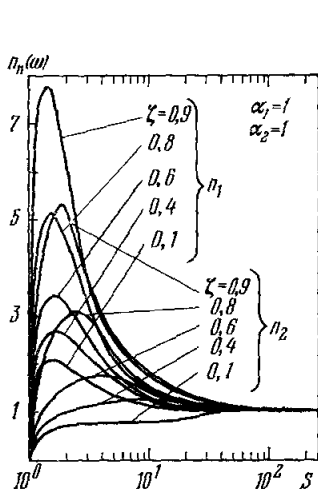


Рис. 1.

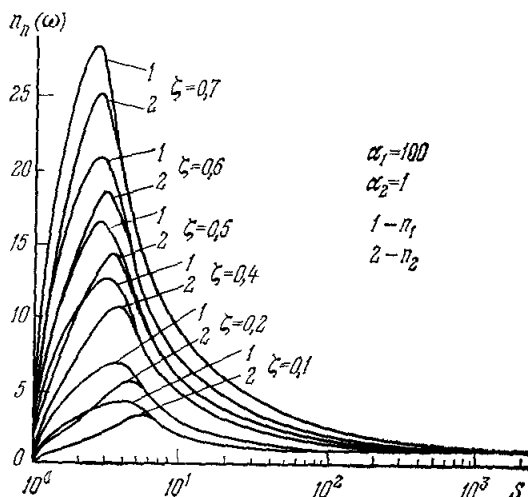


Рис. 2.

однозонный характер сверхпроводящих свойств двухзонной модели с большой концентрацией немагнитной примеси.

Исследование электромагнитных свойств двухзонной модели с примесью ¹⁵ также подтверждает этот вывод.

Вычисление величин $n_n(\omega)$ выполнено на основе развитого в работах ^{8, 11} метода исследований, основанного на выделении неаналитической зависимости этих функций от примесных параметров уравнений (6) в области частот, близких к энергетической щели и к большему из двух параметров упорядочения. Вдали от этих значений частот метод вычислений основан на разложении функций $n_n(\omega)$ по степеням малых параметров теории. Показано, что при малых концентрациях немагнитной примеси плотности состояний имеют резкие максимумы вблизи соответствующих параметров упорядочения. С уменьшением концентрации примеси высота максимумов растет, их полуширины уменьшаются, а частоты максимумов стремятся к значениям энергетических щелей чистого вещества.

На рис. 1 и 2 приведены вычисленные на ЭВМ ¹² значения функций $n_n(\omega)$ как функции

$$\frac{\omega}{\Gamma_1} = \frac{\omega_g}{\Gamma_1} + \frac{Q}{3}(s-1),$$

где

$$Q = \frac{(\alpha_1 \alpha_2)^{2/3} \omega_0^{1/3} (1-\zeta)^{1/3} (\omega_0-1) (1+\zeta\omega_0)}{\zeta \alpha_1^2 + (\omega_0-1) (1+\zeta\omega_0)^2} \quad \left(\omega_0 = \frac{\omega_g}{\Gamma_1} \right)$$

при различных значениях параметров α_n и $\zeta = \Gamma_1/\Gamma_2$.

На основе развитого метода исследований функций n_n и родственных им функций выполнено вычисление энтропии, коэффициента теплопроводности ¹⁶ и поглощения света и ультразвука ¹⁷ двухзонным сверхпроводником с примесью.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959); Канд. диссертация (МИАН им. В. А. Стеклова, 1958).
2. В. А. Москаленко, М. Е. Палистрант, Статистическая физика и квантовая теория поля, М., «Наука», 1973, стр. 262—279.
3. В. А. Москаленко, М. Е. Палистрант, ЖЭТФ 49, 770 (1965).
4. В. А. Москаленко, ФММ; 23, 585 (1967); Докт. диссертация (МИАН им. В. А. Стеклова, 1966).
5. В. А. Москаленко, Л. З. Кон, ЖЭТФ 50, 724 (1966).
6. L. Z. Kohn, V. A. Moskalenko, Phys. Stat. Sol. 32, 545 (1949).
7. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ 39, 1781 (1960).
8. Н. И. Ботошан, В. А. Москаленко, А. М. Урсу, ТМФ 12, 264 (1972).
9. Н. И. Ботошан, В. А. Москаленко, сборник «Квантовая теория систем многих частиц», Кишинев, «Штиинца», 1973, стр. 60.
10. М. И. Владимир, В. А. Москаленко, *ibid.*, стр. 95.
11. В. А. Москаленко, Метод исследования плотностей электронных состояний сверхпроводящих сплавов, Кишинев, «Штиинца», 1974.
12. Н. И. Ботошан, М. И. Владимир, В. А. Москаленко, ТМФ 15 (1974).
13. I. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 106, 162; 108, 1175 (1957).
14. Н. Н. Боголюбов, ЖЭТФ 34, 58 (1958); Н. Н. Боголюбов, В. В. Толмачев, Д. В. Ширков, Новый метод в теории сверхпроводимости, М., Изд-во АН СССР, 1958.
15. В. А. Москаленко, ЖЭТФ 51, 1163 (1966).
16. В. А. Москаленко, А. М. Урсу, ТМФ 13, 222 (1972).
17. В. А. Москаленко, А. А. Голуб, Л. З. Кон, ФММ 30, 289 (1970).

535.338.4(048)

Ю. Е. Перля, Б. С. Цукерблат. Эффекты дихроизма в системах с динамической ян-теллеровской связью. Расчет формы оптических полос, возникающих при переходах между ян-теллеровскими электронно-колебательными состояниями примесного центра кристалла, встречает непреодолимые математические трудности. Результаты, полученные для молекулярных систем^{1, 2} с помощью ЭВМ, не могут быть перенесены на локальные состояния кристаллов из-за дисперсии кристаллических колебаний, обуславливающей существенную зависимость параметров оптического спектра от закона распределения фононной плотности. Вычисление моментов спектра и их изменения в эффектах дихроизма дает возможность получить информацию об электронных состояниях и электрон-фононном взаимодействии, не прибегая к детальному расчету контура полосы.

Рассмотрим переход из орбитально-синглетного начального состояния A в мультиплет Γ , расщепленный возмущением W , действующим в электронной подсистеме. Для n -го центрированного момента оптического распределения получаем следующее матричное выражение:

$$\sigma_n = (-1)^n \frac{d^n}{dt^n} \langle e^{-iWt} U(t) \rangle_{ph} \Big|_{t=0} \quad (1)$$

где $\langle \dots \rangle_{ph}$ — статистическое усреднение по колебательной подсистеме,

$$U(t) = T \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_0^t [H_{eL}(t_1) + W(t_1)] dt_1 \right\} \quad (2)$$

— оператор эволюции,

$$H_{eL} = \sum_k v_k q_k \quad (3)$$

— оператор электрон-фононного взаимодействия в линейном приближении по нормальным координатам q_k кристаллических колебаний. Матричные операторы в формулах (1) — (3) определены в базисе, диагонализующем возмущение W . Моменты (1) отсчитываются от центра тяжести распределения

$$\bar{\Omega} = \omega_{\Gamma A} \mathbf{1} + \hbar^{-1} W, \quad (4)$$

где $\omega_{\Gamma A}$ — франк-кондоновская частота в отсутствие возмущения. Для второго и третьего моментов получаем

$$\sigma_2 = \frac{1}{2\hbar^2} \sum_{\kappa} v_{\kappa}^+ v_{\kappa} \operatorname{cth} \frac{\beta_{\kappa}}{2}, \quad (5)$$

$$\sigma_3 = \frac{1}{2\hbar^2} \sum_{\kappa} \left[\omega_{\kappa} v_{\kappa}^+ v_{\kappa} + \sum_{\kappa} v_{\kappa}^+ [W, v_{\kappa}] \operatorname{cth} \frac{\beta_{\kappa}}{2} \right] = \sigma'_3 + \sigma''_3 \quad \left(\beta_{\kappa} = \frac{\hbar \omega_{\kappa}}{kT} \right). \quad (6)$$

Из формул (5) и (6) следует, что σ_2 и σ'_3 являются инвариантами точечной группы локального центра, и поэтому наблюдаемое в эффектах дихроизма расщепление полосы не сопровождается изменением вторых моментов ее компонент. Последние, таким образом, равны второму моменту нерасщепленной полосы. Наряду с этим третий момент содержит поправку σ''_3 , которая пропорциональна матрице W . Вклад в коэффициент пропорциональности вносят лишь колебания, активные в динамическом эффекте Яна — Теллера (ЭЯТ), для которых $[W, v] \neq 0$. Таким образом, в условиях ЭЯТ внешнее поле не только сдвигает, но и деформирует полосу, что приводит к неприменимости гипотезы так называемого «жесткого сдвига».

Изменение третьего момента во внешних полях позволяет извлечь информацию о параметрах ян-теллеровского взаимодействия. Покажем это на примере перехода типа $A \rightarrow T$ на орбитальный триплет в кубическом центре, когда в ЭЯТ активны моды $\bar{\Gamma} = E, T_2$. В этом случае матрица $\sigma''_3(\text{trig})$, отвечающая одноосному сжатию вдоль оси C_3 , имеет вид

$$\sigma''_3(\text{trig}) = W_{\text{trig}} \left[-\frac{1}{2} \sigma_2(T_2) - \frac{3}{2} \sigma_2(E) \right], \quad (7)$$

где $\sigma_2(\bar{\Gamma})$ — вклады соответствующих мод в σ_2 . Для сжатия по оси C_4 получаем

$$\sigma''_3(\text{tetr}) = W_{\text{tetr}} \left[-\frac{3}{2} \sigma_2(T_2) \right]. \quad (8)$$

Матрицы $W_{\text{trig}}(\text{tetr})$ можно определить по формуле (4) из наблюдаемого изменения $\bar{\Omega}$ при переходе от σ - к π -поляризованному свету. После этого из уравнений (7) и (8) по измеренным значениям σ''_3 определяются $\sigma_2(E)$ и $\sigma_2(T_2)$, т. е. вклады ян-теллеровских колебаний во второй момент:

$$\sigma_2 = \sigma_2(A_1) + \sigma_2(E) + \sigma_2(T_2). \quad (9)$$

Измеряя полный второй момент σ_2 , определяем также и $\sigma_2(A_1)$. Эти результаты справедливы при произвольной ян-теллеровской связи и в равной мере относятся как к локальным, так и к кристаллическим колебаниям. В работе³ выполнен конкретный расчет величин $\sigma_2(\bar{\Gamma})$ для U -полосы рубина (переход ${}^4A_{2g} \rightarrow {}^4T_{2g}$ в ионе Cr^{3+}).

Если динамический ЭЯТ относительно мал, то при сильном электрон-фононном взаимодействии полоса сохраняет колоколообразную форму, близкую к гауссовской. С помощью известного разложения Эджворта для максимума полосы получается формула

$$\Omega_{\max} = \bar{\Omega} - \frac{\sigma_3}{2\sigma_2}, \quad (10)$$

Соответственно для тригонального дихроизма получаем

$$\Omega_{\max}(\pi) - \Omega_{\max}(\sigma) = W_{\text{trig}} \left[1 + \frac{3\sigma_2(E) + \sigma_2(T_2)}{4\sigma_2} \right], \quad (11)$$

Второй член формулы (11) представляет собой малую поправку к частоте максимума полосы, однако при вычислении сдвига максимума он дает величину того же порядка, что и изменение первого момента. Соотношение (11) необходимо учитывать при определении параметров низкосимметричных кристаллических полей по дихроизму максимумов полос. Множитель в квадратных скобках различен для различных $A \rightarrow T$ -полос (например, U - и Y -полос в рубине) наряду с множителем W_{trig} (также, вообще говоря, различным для различных полос). Поэтому более достоверно определять W_{trig} по сдвигу первого момента, а не максимума. Оценки для рубина показывают, что множитель в квадратных скобках формулы (11) равен 1,27 и 1,5 для U - и Y -полос соответственно³.

Подробное изложение будет приведено в монографии авторов «Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов», которая выйдет в 1974 г. в издательстве «Штиинца» (Кишинев).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Englman, M. Caner, S. Toaff, J. Phys. Soc. Japan **29**, 306 (1970).
2. M. C. M. O'Brien, J. Phys. C5, 2045 (1972).
3. Ю. Е. Перлин, Л. С. Харченко, Б. С. Цукерблат, ФТТ **11**, 1065 (1969).

539.184(084)

В. А. Коварский. Особенности поглощения, излучения и рассеяния света атомами и примесными центрами кристаллов с вырожденным энергетическим спектром в сильном электромагнитном поле. Развитие нелинейной оптики привело к наблюдению различных многофотонных процессов. Уже в первых теоретических исследованиях нелинейных процессов высокого порядка с помощью стандартных методов теории возмущений наряду с очевидными успехами наметился и ряд трудностей. К их числу относится прежде всего нарушение законности разложения амплитуд переходов по степеням напряженности $F = F_0 \cos \omega t$ электромагнитного (ЭМ) поля при характерных энергиях взаимодействия, сравнимых по величине с величиной энергии локализованного электрона. Ряд трудностей возникает при изучении всевозможных резонансных эффектов, описание которых требует суммирования класса диаграмм в теории возмущений, отвечающих переизлучению фотонов. Помимо этого в этом случае вероятность n -фотонного процесса не всегда выражается простым образом через корреляционную функцию n -го порядка от амплитуд ЭМ поля и начинает зависеть от всех корреляционных функций высшего порядка.

Если в энергетическом спектре локализованного электрона имеется группа близких либо вырожденных состояний, то, как впервые отметил Келдыш¹, эти состояния могут сильно возмущаться ЭМ полем и вклад этого возмущения может оказаться в ряде случаев решающим.

В настоящем докладе излагаются результаты, полученные в лаборатории физической кинетики ИПФ АН МССР, исследования процессов поглощения, излучения и рассеяния света квантовыми системами с вырожденными мультиплетами в сильном ЭМ поле. Для единообразного описания этих процессов использовался аппарат функций Грина в нестационарной теории возмущений. В нулевое приближение включались члены дипольного взаимодействия, относящиеся к вырожденным уровням². Для функций Грина выведены уравнения дайсоновского типа, являющиеся основой для анализа. Получены следующие результаты. Спектр излучения для переходов, например, с двукратно вырожденного мультиплета на основной невырожденный уровень представляет собой суперпозицию гармоник (фотонных повторений)³, что связано с квазиэнергетической структурой спектра локализованного электрона⁴. Интенсивность m -й гармоники определяется формулой

$$W_{ig}^{(m)} = \frac{4}{3} \frac{e_0^2 (\Omega_0 + m\omega)^3}{\hbar c^3} r_{ig}^2 J_m^2(\rho_i); \quad (1)$$

здесь $J_m(x)$ — функция Бесселя действительного аргумента, $\rho_i = 3e_0 F_0 a_0 / \hbar \omega$, ω — частота лазерного излучения, Ω_0 — частота электронного перехода, a_0 — борковский радиус. Как следует из (1), спектр люминесценции системы существенно перестраивается и может произойти подавление линии основной люминесценции за счет возгорания гармоник. Исследовалась также зависимость интенсивности и формы линии поглощения и люминесценции от когерентных свойств излучения. В случае δ -образного⁵ и гауссовского (G)⁶ источников лазерного излучения в зависимости от соотношения между спектральной шириной поглощаемого света $\Delta\Omega$, шириной γ и сдвигом $\delta\epsilon_F$ атомной линии может быть получена разная информация. При

$$\max(\gamma, \delta\epsilon_F) \ll \Delta\Omega \ll \omega \quad (2)$$

получено³

$$\chi_m \equiv \frac{W_{ig}^{(m)}(G)}{W_{ig}^{(m)}(\delta)} = \frac{e^{-\frac{\rho_i^2}{2}} I_m\left(\frac{\rho_i^2}{2}\right)}{J_m^2(\rho_i)}, \quad (3)$$

где $I_m(x)$ — модифицированная функция Бесселя; $\chi_m = m!$ при $\rho_i \ll 1$. С ростом напряженности F_0 ЭМ поля ($\rho_i \gg 1$) зависимость χ_m от F_0 ослабляется ($1 < \chi_m \ll m!$). В обратном (2), предельном случае $\Delta\Omega \ll \min(\gamma, \delta\epsilon_F)$, форма линии поглощения оказывается существенно различной для δ - и G-излучений: лоренцова форма фотонного повторения при δ -излучении сменяется на односторонний резко асимметричный уширенный контур в случае G-излучения. Вычислялось также сечение резонансного рассеяния света атомами и локальными центрами (ЛЦ) кристаллов⁶ с учетом квазиэнерге-

тической структуры спектра. Обнаружены новые резонансы в сечении рассеяния на фотонных повторениях. Установлена существенная зависимость величины сечения от когерентных свойств ЭМ поля. Особенностью рассеяния на ЛЦ явилось проявление колебательной структуры, переносимой фотонными повторениями из одной области оптического спектра в другую. В ИПФ АН МССР поставлены эксперименты по обнаружению фотонных повторений в спектрах люминесценции⁷. Обнаружена как спонтанная, так и вынужденная люминесценция на антистоксовом фотонном повторении в примесном кристалле $n\text{-InP}$.

Другим направлением явилось теоретическое исследование резонансных сдвигов (расщеплений) атомных мультиплетов, имеющих место при резонансе частоты сильного ЭМ поля с собственными частотами атома. Вычислены сечения рассеяния света и многофотонной ионизации в этом случае. Эти результаты позволили получить дополнительную информацию как о спектре локализованного электрона в сильном ЭМ поле, так и о самом лазерном излучении. Наконец, рассмотрено влияние сильного ЭМ поля на туннельные многофотонные безызлучательные переходы в ЛЦ кристаллов⁸. Фотонные повторения адиабатических потенциалов изменяют условия их пересечения и приводят к резкому возрастанию вероятности перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ 47, 1945 (1964).
2. Е. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, А. В. Белоусов, доклад на Конференции по взаимодействию электронов с сильным электромагнитным полем излучения, Балатонфюред, 1972; V. Kovarsky, Conference on the Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field (Balatonfüred, September 11—16, 1972). Invited Papers, Budapest, 1973, p. 125.
3. В. А. Коварский, ЖЭТФ 57, 1217 (1969).
4. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 51, 1492 (1966); В. И. Ритус, *ibid.*, стр. 1544.
5. Р. Глаубер, сборник «Квантовая оптика и квантовая радиофизика», М., «Мир», 1967.
6. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, ЖЭТФ 60, 509 (1971); ФТТ 13, 1888 (1971).
7. В. А. Коварский, Н. А. Фердман, Письма ЖЭТФ 15, 483 (1972).
8. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, Э. П. Синявский, ФТТ 15, 1809 (1973).

535.37(048)

С. А. Москаленко. Коллективные свойства экситонов и биэкситонов. Открытие мощных источников света положило начало новому этапу в исследовании экситонов. С помощью лазеров удается создать в кристаллах высокие концентрации экситонов. При низких температурах становится существенным межэкситонное взаимодействие и проявляются качественно новые, коллективные свойства экситонов. В зависимости от характера взаимодействия и температуры можно ожидать: 1) рассеяния экситонов друг на друге¹; 2) образования биэкситонов¹⁻³; 3) бозе-эйнштейновской конденсации экситонов или биэкситонов^{1, 4-8}; 4) конденсации экситонов в металлические капли, состоящие из неравновесных электронов и дырок⁹. Ниже мы обсудим первые три явления.

Механизм излучательной оже-рекомбинации двух свободных экситонов⁵ используется для объяснения новой полосы люминесценции, обнаруженной экспериментально в работе¹⁰. Форма полосы рассчитана в работе¹¹ в предположении, что один экситон большого радиуса аннигилирует, отдавая часть своей энергии на диссоциацию второго экситона. Имеется хорошее согласие теории с экспериментом лишь в области длинноволнового хвоста полосы. Коротковолновый хвост, возможно, обусловлен внутри-серийным возбуждением второго экситона.

Расчет энергии основного состояния биэкситона, исходя из гамильтониана электронов и дырок, выполнен на ЭВМ в работе¹². Аналитическую зависимость энергетических уровней биэкситонов от квантовых чисел можно получить лишь для определенной модели. В работе¹³ предполагается, что энергия связи в экситоне много больше энергии связи биэкситона. В этом случае можно ввести потенциал взаимодействия двух экситонов, зависящий от расстояний между их центрами тяжести. Он выбран в виде потенциала Морзе, параметры которого зависят от отношения масс электрона и дырки σ и подбираются таким образом, чтобы значения энергии основного состояния биэкситона совпадали с расчетом¹². С его помощью найдена зависимость возбужденных уровней биэкситона от σ , колебательного квантового числа $n = 1, 2, 3$ и вращательного квантового числа $l = 1, 2$. Первый колебательный уровень существует при $\sigma \leq 0,1$, второй — при $\sigma \leq 0,03$ и т. д.

Полученный энергетический спектр позволяет высказать новый механизм излучательной рекомбинации двух биэкситонов, при котором второй биэкситон остается в возбужденном состоянии. Полоса люминесценции N_1 кристалла CuCl ¹⁴ может быть обусловлена этим переходом, если ее интенсивность пропорциональна квадрату интенсивности полосы M .

Насыщение сил притяжения между экситонами при образовании биэкситонов может привести к тому, что между биэкситонами преобладает отталкивание и возможна их бозе-конденсация ⁴.

Куроода, Шиноя, Саито и Ханамура обнаружили в спектре люминесценции кристалла CdSe на фоне полосы M узкую линию излучения ¹⁵. Ее ширина меньше 0,17 мэв и наблюдается при условии, что мощность накачки лежит в определенных пределах. Эти факты побудили связать ее с возникновением бозе-конденсированных биэкситонов. Ожидаемая ширина узкой линии люминесценции, следуя работе ¹⁶, порядка 0,01 мэв. Ранее о бозе-конденсации экситонов в CdSe сообщалось в работе ¹⁷. Дальнейшие экспериментальные исследования в этой области совершенно необходимы.

Энергетический спектр в системе дипольноактивных экситонов и фотонов существенно зависит от соотношения между частотами столкновения экситонов друг с другом ν_{ex-ex} и частотой превращения экситона в фотон ν_{ex-ph} . В случае $\nu_{ex-ex} > \nu_{ex-ph}$ и преобладания отталкивания между экситонами (например, синглетными) при низких температурах, когда рассеяние на фононах не существенно, возникает бозе-конденсат экситонов. В работах ^{1, 6-8, 18} было показано, что бозе-конденсат экситонов с волновым вектором $\mathbf{k} \neq 0$ может порождать когерентную электромагнитную волну с макроскопической амплитудой и с тем же волновым вектором \mathbf{k} . При условии, что общее число экситонов и фотонов сохраняется, в системе устанавливается единое колебание, в котором принимают участие макроскопические числа фотонов и экситонов. Для каждого значения волнового вектора \mathbf{k} имеются два возможных значения частоты колебания макроскопически заполненной моды $\omega(\mathbf{k})$. Но каждый раз реализуется одно из них. Две ветви значений $\omega(\mathbf{k})$ напоминают спектр поляритонов ^{1, 8}. Если бозе-конденсация экситонов произошла в состоянии с $\mathbf{k} = 0$, то экситоны могут превратиться в свет, излучая одновременно кванты звукового колебания в системе самих экситонов либо фононы решетки. Это свидетельствует о существовании неустойчивости в системе и возможности создания одновременно и лазера, и фазера на выродженных экситонах.

Когерентные состояния экситонов и фотонов могут быть неоднородными в пространстве. Известными примерами таких состояний являются квантовые вихри в жидком гелии и явление самофокусировки лазерного излучения. Экситоны, будучи приближенно бозонами, также могут образовать квантовые вихри ^{1, 4} и благодаря способности превращаться в свет могут привести к неоднородному распределению плотности излучения в плоскости, перпендикулярной оси вихря. В частности, если вихрь образован продольными экситонами, мы будем видеть световую нить на частоте продольного экситона, сосредоточенную преимущественно в области ствола вихря. Ее интенсивность и длительность существования будут определяться концентрацией и временем жизни экситонов.

Взаимодействие экситонов с лазерным излучением содержит и другие аспекты:

1) Взаимодействие экситонов с резонансным лазерным излучением в течение промежутков времени, меньших времени релаксации в системе. В настоящее время созданы экспериментальные условия для наблюдения такого рода явления. Так, например, частота аргонового лазера попадает в резонанс с энергией образования экситонного уровня A_1 в кристалле $\text{CdSe}_x\text{S}_{1-x}$ при $x = 0,005$ ¹⁸.

2) Самоиндуцированная прозрачность ¹⁹ на экситонах.

3) Создание сверхизлучательного состояния в системе экситонов большой плотности благодаря внутрисерийному их возбуждению и наблюдение радиационного эха ^{1, 20}.

4) Интенсивное электромагнитное излучение не только может перемешивать экситонные состояния и приводить к эффектам типа двойного оптического резонанса ²¹, но и изменять структуру отдельного экситона подобно тому, как сильное постоянное магнитное поле, преобладающее над кулоновским взаимодействием электрон — дырка, приводит к образованию диамагнитных экситонов ²². Экситоны большой плотности в этих условиях обнаружат качественно новые свойства.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Москаленко, Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и биэкситонов, Кишинев, Изд. РИО АН МССР, 1970.
2. С. А. Москаленко, Опт. и спектр. 5, 147 (1958).
3. W. A. Lamper, Phys. Rev. Lett. 1, 450 (1958).
4. С. А. Москаленко, ФТТ 4, 276 (1962).

6. Л. В. Келдыш, сборник «Проблемы теоретической физики», М., «Наука», 1972, стр. 439.
7. В. Е. Елесьин, Ю. А. Копаев, ЖЭТФ 63, 1447 (1972).
8. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ 54, 987 (1968).
8. С. А. Москаленко, М. Ф. Миглей, М. И. Шмиглюк, П. И. Хаджи, А. В. Леляков, ЖЭТФ 64, 1786 (1973).
9. Л. В. Келдыш, сборник «Экситоны в полупроводниках», М., «Наука», 1971, стр. 5.
10. C. Benoit a la Guillaume, J. M. Debever, F. Salvan, Phys. Rev. 177, 567 (1969).
11. П. И. Хаджи, ФТТ 15, 1718 (1973).
12. O. Akimoto, E. Hanamura, Sol. State Comm. 10, 253 (1972).
13. И. А. Карп, С. А. Москаленко, ФТП 8, 285 (1974).
14. H. Souma, T. Goto, T. Ohta, M. Ueta, J. Phys. Soc. Japan 29, 697 (1970).
15. H. Kuroda, S. Shionoya, H. Saito, E. Hanamura, Sol. State Comm. 13, 533 (1973).
16. А. В. Леляков, С. А. Москаленко, ФТТ 11, 3260 (1969).
17. И. Х. Аюпян, Е. Ф. Гросс, Б. С. Разбирин, Письма ЖЭТФ 12, 366 (1970).
18. H. Kakinoto, S. Shionoya, T. Kamejima, J. Phys. Soc. Japan 30, 1662 (1971).
19. A. Schenzle, H. Haken, Optics Comm. 6, 96 (1972).
20. О. Н. Гадомский, В. В. Самарцев, ФТТ 13, 2806 (1971).
21. С. А. Москаленко, М. И. Шмиглюк, П. И. Бардецкий, сборник «Нелинейная оптика», Новосибирск, «Наука», 1974.
22. Б. П. Захарченя, Р. П. Сейсян, УФН 97, 193 (1969).

537.311.33(048)

Д. В. Гицу. Особенности явлений переноса в кристаллах типа висмута. Рассмотрены результаты комплексного исследования явлений переноса в висмуте и сплавах висмут — сурьма, легированных донорными (теллур, селен) и акцепторными (олово, свинец) примесями¹⁻⁸. На основе полиномиального представления кинетических коэффициентов проведен анализ ограничений, накладываемых точечной группой кристалла на динамику развития анизотропии гальванотермомагнитных эффектов в произвольных некваंटующих магнитных полях^{9, 10}.

Анализ выражений для кинетических коэффициентов, полученных в приближении времени релаксации при различной локализации актуальных экстремумов¹¹, показывает, что структура полиномиальных коэффициентов обобщенного тензора сопротивления определяется числом актуальных экстремумов и ориентацией соответствующих им изоэнергетических поверхностей, тогда как структура коэффициентов обобщенного тензора Зеебека зависит также от закона дисперсии и механизма релаксации. При учете только диффузионных процессов в главных кристаллографических направлениях важнейшее условие существования нечетных членов магнитотермо-э. д. с. сводится к следующему: имеется несколько групп неэквивалентных актуальных энергетических экстремумов, причем главные оси тензора эффективных масс, по крайней мере одной из групп, не совпадают с основными кристаллографическими направлениями.

В экспериментальной части работы основное внимание уделено исследованию динамики развития анизотропии гальванотермомагнитных эффектов в магнитных полях до 4 тл.

Показано, что в чистом висмуте экспериментальные угловые диаграммы хорошо воспроизводятся теоретически в рамках двухзонной модели (актуальные L - и T -экстремумы)¹². Концентрация носителей изменяется с температурой как $T^{3/2}$, а подвижности электронов — по закону, близкому к $T^{-5/2}$. Коммутационный эффект магнитотермо-э. д. с. при $T > 77^\circ\text{K}$ во всех кристаллографических направлениях является эффектом третьего порядка по магнитному полю, что непосредственно доказывает отсутствие увлечения носителей фононами. Из результатов исследования висмута, легированного донорными примесями, следует, что дисперсия в зоне проводимости более точно аппроксимируется неэллипсоидальной непараболической моделью, а энергетический зазор в точке L с повышением температуры растет. Доказано, что наблюдаемое в некоторых кристаллографических направлениях увеличение эффекта Холла с ростом поля обусловлено сильной анизотропией подвижности электронов. Во всех сплавах этого типа магнитосопротивление в сильных полях не насыщается, а растет с полем почти линейно, что объясняется своеобразным неупругим рассеянием электронов на квазилокальных примесных состояниях.

Из совокупности данных для сплавов, легированных акцепторными примесями, следует, что параболичность основной валентной зоны висмута сохраняется в широком интервале энергий, причем между дном зоны проводимости и L -максимумами каких-либо топологических особенностей не обнаружено¹³. Участие L -дырок в явлениях переноса уверенно регистрируется по увеличению в сильно легированных сплавах анизотропии термо-э. д. с. и магнитосопротивления, а также по вторичному появлению коммутационного эффекта магнитотермо-э. д. с. Обнаруженное необычно сильное изменение термо-э. д. с. в магнитном поле в слабелегированных сплавах этого типа объясняется тем, что ее асимптотическое значение в сильных полях обратно пропорционально разности концентраций электронов и дырок. Определены основные кинетические параметры L -дырок. Наглядно показано, что действия примесей олова и свинца в висмуте и сплавах висмут — сурьма различаются не только количественно, но в некоторых случаях и качественно.

В сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{—Sb}_x$ все измеренные величины изменяются при изменении состава немонотонно. Полученные результаты наглядно показывают, что в этих сплавах энергетический спектр существенно изменяется во всем концентрационном интервале. При этом происходит многократная смена актуальности энергетических экстремумов, что и приводит к разнообразному по характеру изменению анизотропии гальваномагнитных эффектов в различных концентрационных интервалах. Вблизи 77°К можно выделить четыре таких интервала: $0 \leq x < 0,07$, $0,1 < x < 0,25$, $0,3 < x < 0,65$ и $0,75 < x \leq 1$ — и соответствующие им переходные области. Показано, что имеет место значительная перестройка спектра при изменении температуры. В результате, в частности, инверсия L -зон¹⁴ при 77°К имеет место вблизи составов с $x \approx 0,2$. Этим объясняется насыщение магнитосопротивления в поперечном магнитном поле, когда ток параллелен одной из биссекторных осей, а $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_2$. По рассчитанным энергетическим спектрам висмута¹⁵ и сурьмы¹⁶ и полученным экспериментальным результатам построена зонная модель сплавов висмут — сурьма при 77°К.

Обсуждаются причины нецелочисленной концентрационной эффективности примесей в висмуте и сплавах висмут-сурьма и резко выраженная индивидуальность действия примесных атомов в этих материалах¹⁷. Предполагается, что явление обусловлено сложностью энергетического спектра, в результате чего примесные атомы образуют квазилокальные состояния, которые играют роль своеобразных «ловушек» для свободных носителей. Это снижает эффективную концентрацию носителей. При перестройке энергетического спектра эффективность примесей изменяется.

Приведены также результаты исследования влияния размерных эффектов на явления переноса в висмуте в случае тонких слоев и нитей¹⁸.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Бивол, Ц. П. Бодюл, Д. В. Гицу, ФММ 23, 937 (1967).
2. Д. В. Гицу, А. С. Федорко, М. П. Банага, Ф. И. Беккерман, Е. Ф. Лунашко, ФТП 2, 260 (1968).
3. Ц. П. Бодюл, Д. В. Гицу, А. С. Федорко, ФТТ 11, 491 (1969).
4. В. Г. Бивол, Д. В. Гицу, сборник «Низкотемпературные термоэлектрические материалы», Кишинев, «Штиинца», 1970.
5. V. G. Bivol, P. P. Muntyanu, A. S. Fedorko, D. V. Gitsu, Phys. Stat. Sol. 37, 545 (1970).
6. D. V. Ditsu, F. M. Muntyanu, A. S. Fedorko, ibid. 42, 173.
7. Д. В. Гицу, Ф. М. Мунтяну, А. С. Федорко, Изв. АН МССР, сер. физ.-техн. и матем. наук. № 1, 72 (1971).
8. Г. А. Иванов, Д. В. Гицу, В. С. Волошин, А. С. Федорко, сборник «Сложные полупроводники и их физические свойства», Кишинев, «Штиинца», 1971, стр. 35.
9. Д. В. Гицу, Ф. М. Мунтяну, Изв. АН МССР, сер. физ.-техн. и матем. наук. № 3, 33 (1971).
10. Д. В. Гицу, Е. Ф. Лунашко, А. И. Макейчик, Ф. М. Мунтяну, Изв. АН МССР, сер. физ.-техн. и матем. наук. № 2, 46 (1973).
11. Д. В. Гицу, Е. Ф. Лунашко, А. Г. Чебан, сборник «Физические свойства сложных полупроводников», Кишинев, «Штиинца», 1973.
12. Л. А. Фальковский, УФН 94, 3 (1968).
13. M. Giuga, R. Margson, Phys. Rev. B1, 1528 (1970).
14. Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов, В. Г. Караваев, ЖЭТФ 61, 689 (1971).
15. S. Golin, Phys. Rev. 166, 643 (1968).
16. L. M. Falicov, P. J. Lin, ibid. 141, 562 (1966).
17. Д. В. Гицу, Г. А. Иванов, В. И. Веракса, Б. П. Королевский, А. С. Федорко, Изв. АН СССР (Неорганические материалы) 7, 1063 (1971).
18. В. И. Бурчакова, Д. В. Гицу, М. И. Козловский, ФТТ 14, 907 (1972).

В. В. Соболев. Спектроскопия собственных энергетических уровней твердых тел. Примерно с 1960 г. весьма интенсивно развивается новая актуальная область физики твердого тела — спектроскопия твердых тел в широкой области собственного поглощения, т. е. спектроскопия межзонных переходов и экситонных состояний в различных точках и направлениях зоны Бриллюэна с участием многих валентных зон и зон проводимости.

Исследования лаборатории оптики ИФФ АН МССР в течение десяти лет посвящены решению некоторых вопросов рассматриваемой проблемы. Вначале во всей актуальной области межзонных переходов от 1 до 12,5 эВ были изучены¹ спектры отражения около 150 различных кристаллов групп A^4 , A^3B^5 , A^2B^6 , $A^2B^4C_2^5$, PbS , Mg_2Si , Se , A^2B^5 , MoS_2 и другие, а также стекол халькогенидов мышьяка и сильнолегированных кристаллов групп A^4 , A^3B^5 . В результате были определены электронные спектры упомянутых твердых тел во всей актуальной области межзонных переходов, установлены основные закономерности в спектрах родственных соединений, предложены первые объяснения их конкретной природы в схеме межзонных переходов, в различных направлениях и точках зоны Бриллюэна, предсказаны необнаруженные еще переходы и электронные спектры неизученных соединений, определены границы справедливости известных теоретических расчетов энергетических зон. Экспериментально были решены принципиально важные вопросы о преобладающей роли ближнего порядка (по отношению к дальнему порядку) структуры твердого тела на строение собственных энергетических уровней и о применимости основных представлений теории зон для сильнолегированных кристаллов.

Далее, в 1966—1970 гг. были опубликованы существенно уточненные теоретические расчеты зон многих полупроводников, в которых были предсказаны сложные тонкие структуры ранее обнаруженных спектров за счет переходов в объемных областях зоны Бриллюэна и релятивистских эффектов. По-прежнему оставались неразработанными фундаментальные вопросы оптики зон и экситонов: 1) возможность проявления экситонов с дискретным спектром, теория экситонов в области энергий $E \gg E_g$; 2) взаимодействие экситонов со сплошным фоном межзонных переходов; 3) взаимодействие межзонных переходов и экситонов с фонами, и другие.

Для того чтобы экспериментально попытаться проверить последние предсказания теории зон и создать основу для решения перечисленных белых пятен теории зон и экситонов, необходимо было в первую очередь применить существенно более точные экспериментальные методики. Поэтому в лаборатории оптики был создан комплекс автоматических прецизионных спектральных установок для регистрации в широкой области энергии собственного поглощения спектров отражения и дифференциальных спектров.

В лаборатории впервые в мировой практике оптического приборостроения были разработаны и изготовлены прецизионные спектральные установки на основе монохроматоров SPM-2 и ДФС-12. Установка УДФС-12 позволяет измерять коэффициент отражения с точностью 0,02%, т. е. в десять раз выше точности известных установок, в области 1—5 эВ при $T = 77$ и $293^\circ K$ с высокой дисперсией (0,5 нм/мм). Далее кратко остановимся на наиболее интересных последних результатах, полученных впервые².

На установках УДФС-12 и USPM-2 измерены спектры отражения Si , Ge , ZnS , $ZnSe$, $ZnTe$, $CdTe$, $HgSe$, $HgTe$ (сфалерит), ZnO , CdS , $CdSe$ (вюртцит), HgS (тригональная модификация) и на USPM-2 GaP , $GaAs$, $GaSb$, InP , $InAs$, $InSb$ в области 1—5 эВ при 77 и $293^\circ K$, причем на УДФС-12 это выполнено с высокой точностью по всему спектру. С большей точностью определено положение всех пиков, их контуры и средние температурные коэффициенты смещения. Это позволит рассчитать существенно более точные спектральные кривые фундаментальных оптических постоянных (ϵ_1 , ϵ_2 и др.) кристаллов Si , Ge и десяти соединений группы A^2B^6 .

Убедительно установлена дублетная структура двух основных пиков отражения Si при $77^\circ K$ (4,50 и 4,31 эВ, 3,423 и 3,370 эВ). В спектрах многих соединений групп A^3B^5 и A^2B^6 обнаружены новые переходы. В поляризованных спектрах α - HgS в области 1—5 эВ выявлена сложная структура сильно- и частичнополяризованных 10—15 пиков; часть пиков имеет ярко выраженные экситонные особенности. При комнатной температуре по спектрам отражения R (%) обнаружены экситонные состояния $ZnS(A_1 + B_1, C_1)$, $ZnSe(A_1 + B_1, C_1)$, $ZnTe(A_1 + B_1)$, $CdTe(A_1 + B_1, C_1)$ (сфалерит), $ZnO(A_1 + B_1, C_1)$, $CdS(A_1, B_1, C_1)$ и $CdSe(A_1, B_1, C_1)$. С высокой воспроизводимостью и спектральным разрешением измерены спектры R (%) экситонов в области энергий $E \approx E_g$ при $T = 293$ и $77^\circ K$ кристаллов CdS , $CdSe$, $ZnSe$, и $ZnTe$, а также ZnO и ZnS при $293^\circ K$.

В результате применения эмпирической модели зависимости энергии переходов родственных соединений от их параметров решетки установлены закономерности изменений энергий переходов в двух рядах соединений группы A^3B^5 и трех рядах соединений группы A^2B^6 и предсказаны для многих рассмотренных соединений переходы,

необнаруженные экспериментально. Более убедительно предложена природа пиков отражения соединений A^3B^5 и A^2B^6 .

В спектрах отражения сильноанизотропных соединений халькогенидов молибдена, фосфидов, арсенидов и антимонидов кадмия и цинка в области 1—12,5 эв обнаружены сложные структуры межзонных переходов и экситонов, объясненных на основе известных данных теории зон³.

В лаборатории оптики в ближайшие годы будут прецизионно измерены спектры отражения многих кристаллов и рассчитаны по соотношениям Крамерса — Кронига фундаментальные оптические функции (ϵ_1 , ϵ_2 , h , k , α , β и др.) в широкой области энергий. Это существенно облегчит точное сопоставление теории и опыта для спектров отражения и дифференциальных спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. С о б о л е в, ФТТ 6, 3125 (1964); ДАН СССР 165, 1062 (1965); Тезисы докладов на симпозиуме по химической связи в полупроводниках, Минск, «Наука и техника», 1967, стр. 39.
2. В. В. С о б о л е в, В. И. Д о н е ц к и х, ЖЭТФ 59, 7 (1970); В. И. Д о н е ц к и х, В. В. С о б о л е в, сборник «Химическая связь в полупроводниках и полуметаллах», Минск, «Наука и техника», 1972, стр. 224; Труды совещания «Проблемы физики соединений A^2B^6 », т. 1, Вильнюс, «Raide», 1972, стр. 195.
3. В. В. С о б о л е в, Н. Н. С ы р б у, Т. Н. С у ш к е в и ч, Phys. Stat. Sol. 43, 73 (1971); В. В. С о б о л е в, В. И. Д о н е ц к и х, А. А. О п а л о в с к и й, В. Е. Ф е д о р о в, Е. У. Л о б к о в, А. П. М а ж а р а, ФТП 5, 1025 (1971).