

$\rho(\omega) \approx \pi/4 \cdot qn_0/\omega$ при $\omega^2 \gg \epsilon$ (рис. 3, а). Фактически последнее выражение относится к однородной системе. Максимум $\rho_m \sim qn_0\epsilon^{-1/2}$ достигается при $\omega = \omega_m \sim \sqrt{\epsilon}$. Для модели (4) аналогично получается $\rho(\omega) \approx 2(2\pi/I_2)^{1/2}(qn_0\omega/\epsilon) \ln(\epsilon/\omega\alpha)$ при $\alpha\omega \ll \epsilon$ и $\rho(\omega) \approx (\pi/4\alpha)qn_0$ при $\alpha\omega \gg \epsilon$ (рис. 3, б).

Для случая, когда среднее расстояние l между примесями велико по сравнению с размером солитона, т. е. $l \gg 1$, динамика солитонов в модели (1) и в ее диссипативном варианте, аналогичном (4), была подробно исследована в [6]. Результаты качественно аналогичны полученным в данной работе.

Полученные результаты применимы к ДДП с тем отличием, что в теории ДДП f имеет смысл плотности стороннего тока, в то время как j представляет собой напряжение на переходе.

Более подробный вариант данной работы опубликован в [8]. Я признателен А. Р. Бишопу, А. Ф. Волкову, И. В. Криве, А. А. Непомнящему и А. С. Рожавскому за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Fukuyama H. // J. Phys. Soc. Jpn. 1978. V. 45. N 5. P. 1474—1481.
- [2] Минеев М. Б., Фейгельман М. В., Шмидт В. В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 1. С. 290—298.
- [3] Weger M., Horovitz B. // Sol. St. Comm. 1982. V. 43. N 7. P. 583—586; Horovitz B., Trullinger S. E. // Sol. St. Comm. 1984. V. 49. N 2. P. 192—199.
- [4] Maki K. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 1. P. 46—48.
- [5] McLaughlin D. W., Scott A. C. // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. N 4. P. 1652—1680.
- [6] Malomed B. A. // J. Phys. C. 1988. V. 21. P. 5163—5181.
- [7] Kivshar Yu. S., Konotop V. V., Sinitsyn Yu. A. // Z. Phys. B. 1986. V. 65. P. 209—223.
- [8] Malomed B. A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 8018.

Институт океанологии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
26 декабря 1988 г.

УДК 535.34

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

СПЕКТР ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ КЕРАМИКИ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЦИНКА

М. В. Курик, А. И. Проскура

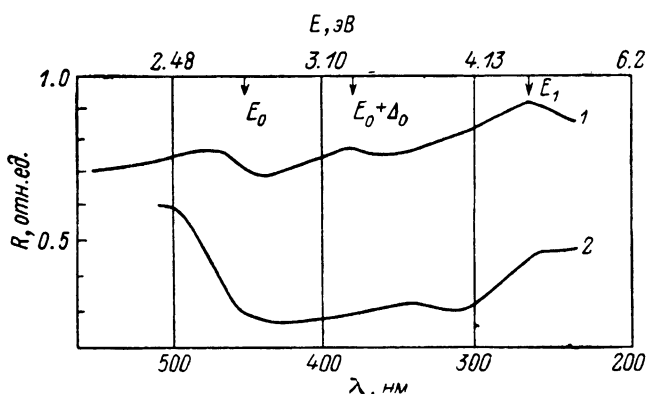
Для ряда керамик на основе широкозонных полупроводников A_2B_6 наблюдались спектры излучения света при различных способах возбуждения, а также эффекты сильного электрического поля [1—3]. Эти явления объяснялись в предположении, что керамика имеет энергетическую структуру, близкую к монокристаллическим образцам. Основанием для такого вывода служило совпадение спектров керамических и монокристаллических образцов в области примесного поглощения и излучения.

В настоящей работе впервые измерены спектры фундаментального отражения при комнатной температуре керамики халькогенидов цинка и сопоставлены с данными для монокристаллов. Такое сопоставление спектров позволило сделать вывод о зонной структуре исследуемых керамических полупроводников.

Образцы керамики получались методом горячего прессования. Эта процедура заключалась в том, что исходные порошки, имеющие степень чистоты «для люминофоров», загружались в графитовые пресс-формы, к которым после достижения температуры спекания $T_{сн}$ на некоторое время

прикладывалось механическое усилие. После прекращения нагрева и снятия механической нагрузки происходило быстрое охлаждение заготовок. Из полученных заготовок вырезались образцы, которые имели вид дисков диаметром 14 и толщиной 2 мм. Спектры фундаментального отражения в области энергии фотонов до 6 эВ измерялись при комнатной температуре на двухлучевом спектрофотометре типа 356 фирмы «Хитачи». Эталонном для спектра отражения служил MgO. Для сравнения измерялись спектры отражения монокристаллов этих же соединений, полученных из расплава или газовой фазы.

На рисунке приведен спектр фундаментального отражения керамики ZnSe, полученной при 1773 К (кривая 1), и монокристалла ZnSe (кривая 2). Видно, что измеренные спектры фундаментального отражения в области энергий $E > E_g$ состоят из двух пиков отражения, характерных для спектра отражения кристаллов ZnSe [4].



Для монокристаллов ZnSe в длинноволновой области спектра при 2.7 эВ наблюдается характерная для краевого отражения дисперсионная кривая. Положение пика отражения соответствует ширине запрещенной зоны полупроводника (см. таблицу). Для керамического ZnSe в этой области спектр отражения существенно размыт. Степень размытия структуры краевого отражения зависит от величины температуры спекания образца. Например, для ZnSe наименьшее размытие наблюдается для образцов, полученных при 1773 К. Размытие спектра отражения на краю собственного поглощения связано изменением (размытием) энергетической структуры в области $k \approx 0$ за счет разупорядочения решетки керамических образцов. Флуктуации расположения атомов Zn и Se в решетке керамики приводят к флуктуациям зон полупроводника, появлению хвостов плотности состояний, что и проявляется в размытии спектра отражения ZnSe.

В области спектра $E > E_g$ структура спектра отражения керамики подобна монокристаллу ZnSe с тем различием, что пик, соответствующий переходу $E_0 + \Delta_0$ (см. таблицу), сдвинут в коротковолновую область спектра. Возможно, что этот сдвиг связан с влиянием разупорядочения на структуру валентной зоны.

Величины энергий (в эВ) междузонных расстояний в халькогенидах цинка при 300 К

Соединение		E_0	$E_0 + \Delta_0$	E_1	$E_1 + \Delta_1$	E_1	Ссылка
ZnO	Керамика	3.18—3.26		4.59—4.68			[4]
	Монокристалл	3.3—3.4		4.5			
ZnS	Керамика	3.5—3.44		4.59—4.68			[4]
	Монокристалл	3.6—3.8		5.3—5.4		5.7—5.9	
ZnSe	Керамика	2.69—2.64	3.49—3.54	4.76—4.39			[4]
	Монокристалл	2.6—2.8	3.15—3.24	4.7—4.9	4.9—5—5.2	5—3	
	То же	2.7	3.20	4.68			

В целом же структура спектра отражения керамики ZnSe в области фундаментального поглощения качественно подобна монокристаллическим образцам.

Аналогичные данные получены для ZnO и ZnS, которые приведены в таблице.

Исследовалось влияние температуры отжига, легирования примесями меди в ZnS на спектры фундаментального отражения. Основное влияние температуры отжига и легирования проявляется на краю собственного отражения, тогда как в области фундаментального отражения спектры заметным образом не меняются.

На основе полученных данных можно сделать вывод о том, что керамические полупроводниковые халькогениды цинка имеют энергетическую структуру в области $E > E_g$, практически сходную энергетической структуре монокристаллических образцов. Наибольшие отличия в зонной структуре наблюдаются в области E_g , где для керамики зонная структура существенно размыта.

Дальнейшие исследования позволят более детально изучить проявление этих особенностей энергетической структуры на электронные свойства керамики.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Проскура А. И., Кияк Б. Р. // ФТП. 1978. Т. 12. № 7. С. 1430—1432.
- [2] Проскура А. И. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. № 2. С. 182—184.
- [3] Проскура А. И., Дегода В. Я. // ЖСП. 1984. Т. 40. № 4. С. 560—563.
- [4] Соболев В. В. Зоны и экситоны соединений группы A_2B_6 . Кишинев: Штиница, 1980. 225 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
13 сентября 1988 г.
В окончательной редакции
14 февраля 1989 г.

УДК 536.631

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

СДВИГ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК ЗА СЧЕТ ПРИМЕСЕЙ И ДЕФЕКТОВ

В. И. Емельянов, Н. Л. Левшин, А. Л. Семенов

В ряде работ обнаружено, что введение примесей Nb [1], Mo [2], W [3] в VO_2 снижает температуру T_c фазового перехода металл—полупроводник (ФПМП). Несмотря на различную природу этих примесей, общим является то, что при легировании ими в VO_2 образуются ионы V^{3+} (т. е. локализованные состояния). Сдвиг температуры ФПМП слабо зависит от вида примеси и равен приблизительно $-12 \text{ K}/\%$ (Кельвин на процент образовавшихся ионов V^{3+}) [4].

В настоящей работе, основываясь на электрон-фононном механизме ФПМП пайерлсовского типа, предложена модель влияния примесей и дефектов на критическую температуру T_c , которая дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Введение примесей вызывает изменение электронного спектра, что и приводит к сдвигу T_c в электрон-фононной модели ФПМП.