

работанном в проблемной лаборатории магнетизма физического факультета МГУ. Результаты измерений приведены в таблице.

Можно заключить, что локальные магнитные моменты в системе  $\text{NiMnSb}_{1-x}\text{Sn}_x$  зависят прежде всего от локального атомного окружения, а не от положения уровня Ферми.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант JHT-100).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. De Groot R. A., Engen P. G. van, Engelen P. P. J. van, Buschow K. H. J./J. Magn. and Magn. Mater. 1990. 86. P. 326.

Поступила в редакцию  
27.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

УДК 621.382

#### СЕРИЯ ЛИНИЙ СВОБОДНОГО ЭКСИТОНА В СПЕКТРАХ ПРОПУСКАНИЯ ДИАРСЕНИДА ЦИНКА

В. А. Морозова, Т. В. Семененя, С. Ф. Маренкин, О. Г. Кошелев, М. В. Чукичев  
(кафедра физики полупроводников)

В диарсениде цинка обнаружена структура, соответствующая состояниям свободного экситона с  $n=1, 2, 3$ . Состояние с  $n=3$  наблюдается до температуры 10 К, с  $n=2$  — до 110 К, а с  $n=1$  — до 300 К. Определена энергия связи экситона (17,5 мэВ).

Серии экситонных уровней обычно наблюдаются в относительно широкозонных полупроводниках с  $\varepsilon_g \geq 1,5$  эВ [1]. Для анизотропных полупроводниковых соединений группы  $A^{II}B^V$  такие серии были обнаружены в спектрах оптического пропускания (ОП) и отражения соединения  $\text{ZnP}_2$  ( $\varepsilon_g \geq 1,6$  эВ) [2, 3]. Для более узкозонного полупроводника —  $\text{ZnAs}_2$  ( $\varepsilon_g \approx 1$  эВ), кристаллизующегося в моноклинной сингонии, в спектрах отражения при  $E \parallel c$  и в спектрах ОП при  $E \perp c$  ( $E$  — вектор электрической компоненты электромагнитного поля световой волны,  $c$  — ось кристалла) при 4,2 К также наблюдалась структура, соответствующая состояниям свободного экситона с  $n=1, 2$ , что позволило оценить энергию связи экситона:  $G=12$  мэВ [3]. В спектрах отражения состояние с  $n=2$  было слабо выражено и наблюдалось только при 4,2 К. В спектрах ОП экситонные пики с  $n=1, 2$  регистрировались лишь при 4,2 К [3], что обусловлено, по-видимому, высоким уровнем примесного поглощения ( $\sim 2$  см $^{-1}$ ). На более совершенных монокристаллах состояние с  $n=1$  наблюдалось в спектрах ОП ( $E \perp c$ ) в области 78—300 К [4].

Благодаря успехам, достигнутым в последнее время в технологии выращивания монокристаллов  $\text{ZnAs}_2$  [5], уровень их примесного поглощения был снижен до  $5 \cdot 10^{-2}$  см $^{-1}$  [4]. Настоящая работа посвящена исследованию спектров ОП таких монокристаллов  $\text{ZnAs}_2$  с целью обнаружения серии уровней свободного экситона.

Исследования проводились в области температур 5—300 К в поляризованном свете с использованием монохроматора ИКС-21. Контрольные измерения при 78 и 300 К были проведены на спектрографе IFS—113v (Bruker) со спектральным разрешением не менее 1 см $^{-1}$ .

Спектры ОП измерялись на образцах различной толщины, которые были вырезаны перпендикулярно главным осям кристалла. Спектры оптического поглощения  $\alpha(h\nu)$  рассчитывались из спектров ОП по известной формуле  $T_{tr} = (1-R)^2 \exp(-ad) / (1-R^2 \exp(-2ad))$ , где  $T_{tr}$ ,  $a$ ,  $R$  — коэффициенты пропускания, поглощения и отражения. Величина  $R$  определялась из величины  $T_{tr}$ , измеренной в области прозрачности. Экспериментально установлено, что для образцов с толщиной  $d \leq 0,07$  см из-за анизотропии  $R$  величина  $T_{tr}$  при  $E \perp c$  на 6–8% больше, чем при  $E \parallel c$ . Измерение спектров  $R(h\nu)$  для  $E \perp c$  показало, что в области  $h\nu = 0,8-1,3$  эВ величина  $R$  изменяется от 0,38 до 0,4, что согласуется с литературными данными [2].

На рис. 1 представлены спектры ОП образца с  $d=250$  мкм при

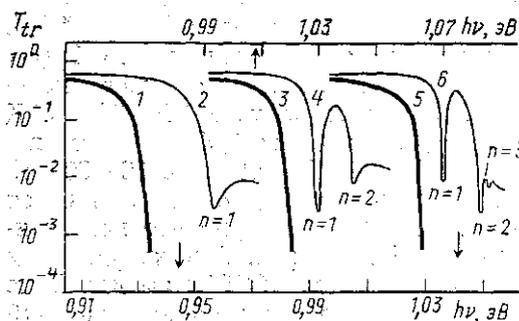


Рис. 1

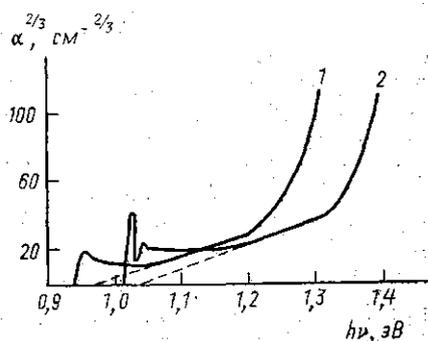


Рис. 2

температурах 300 К (кривые 1, 2), 78 К (3, 4) и 5 К (5, 6) для поляризации  $E \parallel c$  (1, 3, 5) и  $E \perp c$  (2, 4, 6). Видно, что в поляризации  $E \perp c$  при 5 К наблюдается серия из трех узких, сходящихся в область больших  $h\nu$  линий, соответствующих состоянию свободного экситона с  $n=1, 2, 3$  (кривая 6). При повышении температуры экситонные пики уширяются и смещаются в сторону меньших энергий, при этом энергетическое расстояние между пиками остается неизменным (кривые 2, 4, 6). Линия с  $n=3$  размывается при  $T=10$  К, линия же с  $n=2$  наблюдается до 110 К, а с  $n=1$  — вплоть до комнатной температуры. Энергия связи экситона была определена в рамках водородоподобного приближения с помощью известной формулы  $\epsilon_n = \epsilon_g - G/n^2$  (где  $\epsilon_n$  — энергия экситонных состояний). При использовании экспериментально наблюдаемых значений  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  получено  $G(1, 2) = 16,8 \pm 0,1$  мэВ, а для  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_3$   $G(2, 3) = 17,5 \pm 0,2$  мэВ. Из-за влияния обменного взаимодействия электрона и дырки на состояние с  $n=1$ , величина  $G(1, 2)$  может оказаться заниженной [1]. С учетом этого факта согласие между  $G(1, 2)$  и  $G(2, 3)$  можно считать удовлетворительным. Таким образом, в  $ZnAs_2$  экситонные состояния с  $n=1, 2, 3$  хорошо описываются зависимостью, характерной для трехмерных экситонов Ванье—Мотта с энергией связи  $G = 17,5 \pm 0,2$  мэВ.

Оценка величины  $G$  проводилась также в рамках водородоподобной модели по формуле  $G = 13,6 \mu / mk^2$  (эВ). Здесь  $\mu$  — приведенная масса экситона,  $m^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ ;  $m_e = 0,345m$ ,  $m_h = 2,450m$  — эффективные массы электрона и дырки,  $m$  — масса свободного электрона,  $k = 15$  — диэлектрическая проницаемость [6]. Расчет дает  $G \approx 18$  мэВ, что хорошо согласуется со значением, определенным выше.

Из эксперимента следует, что интенсивность оптических переходов из валентной зоны в зону проводимости при  $E \perp c$  на один-два порядка меньше, чем у дипольно-разрешенных переходов. Низкая интенсивность поглощения может быть связана либо с запрещенным, либо с частично-разрешенным характером прямого перехода. Но для запрещенных переходов, согласно теории Эллиотта [7], экситонное состояние с  $n=1$  не реализуется. Полагая, что первая линия в серии обусловлена состоянием с  $n=2$ , получаем аномально большую величину  $G=91$  мэВ, т. е. первая линия в спектрах ОП соответствует состоянию с  $n=1$ , а не  $n=2$ . Скорее всего в  $ZnAs_2$  в поляризации  $E \perp c$  имеет место частично-разрешенный переход. Однако вероятность того, что данный переход запрещен, также не исключается. Так, расчеты, проведенные авторами [8], подтвердили возможность экспериментального наблюдения состояния с  $n=1$  для непрямых запрещенных переходов в  $TlBr$  и  $TlCl$ .

Зная энергетическое положение экситонного состояния с  $n=1$  ( $\epsilon_1$ ) в интервале 5—300 К и  $G$ , легко определить величину  $\epsilon_g^\pm$  и ее температурный коэффициент смещения  $\beta^\pm$ . При температурах 300, 78 и 5 К получены соответственно значения  $\epsilon_g^\pm=0,973; 1,046; 1,055$  эВ с точностью до  $4 \cdot 10^{-4}$  эВ, и  $\beta^\pm=(-3,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$  эВ/К в области 60—300 К.

Исследование спектров  $\alpha(h\nu)$  в области значений  $h\nu$ , отстоящих от края фундаментального поглощения на  $\Delta h\nu \geq 10G$ , позволяет независимым способом определять величины  $\epsilon_g$  [11]. На рис. 2 в координатах  $\alpha^{2/3}(h\nu)$  приведены спектры поглощения образца с  $d=50$  мкм для  $E \perp c$  при 300 К (кривая 1) и 78 К (кривая 2). Видно, что в области энергий  $h\nu=1,08-1,20$  эВ (кривая 1) и  $h\nu=1,20-1,32$  эВ (кривая 2), где вклад экситонных состояний в поглощении пренебрежимо мал, зависимость  $\alpha^{2/3}$  от  $h\nu$  линейна. Это обстоятельство также может свидетельствовать о запрещенном характере прямых переходов при поглощении в поляризации  $E \perp c$ . Экстраполируя линейные участки спектров (пунктирные линии) к нулевому значению  $\alpha$ , получаем при 300 и 78 К соответственно значения  $\epsilon_g^\pm=0,973 \pm 0,002$  и  $1,046 \pm 0,002$  эВ. Эти значения практически совпадают со значениями  $\epsilon_g^\pm$ , полученными выше из анализа серии линий экситонного поглощения.

В области  $h\nu > 1,20$  эВ для 300 К и  $h\nu > 1,32$  эВ для 78 К (см. рис. 2) наблюдается экспоненциальный рост  $\alpha$  при возрастании  $h\nu$ , что указывает на существование в  $ZnAs_2$  еще одного прямого перехода, происходящего с участием экситонных состояний, в поляризации  $E \perp c$ .

Из-за интенсивного поглощения не удастся зарегистрировать экситонные пики в спектрах ОП для  $E \parallel c$  (см. рис. 1, кривые 1, 3, 5). Температурные же изменения спектров ОП для  $E \parallel c$  (кривые 1, 3) указывают на то, что в области 78—300 К  $\beta^{\parallel} = -3,8 \cdot 10^{-4}$  эВ/К.

Авторы благодарны А. И. и Л. И. Белогороховым за возможность проведения контрольных измерений на спектрографе IFS—113v. Работа выполнена благодаря поддержке Международного научного фонда (грант N9M300).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984.
2. Лазарев В. Б., Шевченко В. Я., Гринберг Я. Х., Соболев В. В. Полупроводниковые соединения группы  $A^{\text{II}}B^{\text{V}}$ . М., 1978.
3. Sobolev V. V., Kozlov A. I. // Phys. Stat. Solidi (b). 1984. 126. P. 59.
4. Морозова В. А., Пищиков Д. И., Лосева С. М. и др. // ФТП. 1991. 25, № 9. С. 1664.
5. Маренкин С. Ф., Раухман А. М., Пищиков Д. И., Лазарев В. Б. // Изв. АН, Неорганические материалы. 1992. 28, № 9. С. 1813.
6. Угай Я. А., Зюбина Т. А. // Там же. 1966. 2, № 1. С. 9.

УДК 538.245

## ОБ АНОМАЛИЯХ СПОНТАННОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ, ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПАРАПРОЦЕССА И ХАРАКТЕРИСТИК ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНЕТИТА В ОБЛАСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

К. П. Белов, А. Н. Горяга, Л. А. Скипетрова

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Установлено, что в области низкотемпературного превращения магнетита ( $T_i = 100 \div 120$  К) спонтанная намагниченность резко уменьшается, а восприимчивость парапроцесса возрастает. Одновременно и характеристики технического намагничивания (коэрцитивная сила и восприимчивость, измеренная в слабом поле) достигают экстремальных значений в данной области. На основании этого делается вывод о том, что низкотемпературное превращение в магнетите является особого вида магнитным фазовым переходом.

Магнетит  $Fe_3O_4$  является ферримагнетиком, принадлежащем к семейству ферритов-шпинелей. Несмотря на огромное число работ, посвященных его исследованию, в том числе с использованием нейтронографии, мёссбауэрографии и ЯМР, магнитные и другие физические свойства этого магнетика остаются до конца не раскрытыми, особенно в области низких температур [1].

В работах [2—5] на основе изучения температурных зависимостей электро- и магнетосопротивления, теплоемкости и других свойств магнетита было установлено низкотемпературное превращение, которое в зависимости от наличия примесей и нарушения стехиометрии образцов (измерения проводились как на синтетических, так и на природных моно- и поликристаллах) наблюдается при разных температурах в интервале 100—120 К.

В работе [6] выдвинута гипотеза, вызвавшая большой интерес, о том, что превращение в магнетите представляет собой особый структурно-электронный фазовый переход. При температуре превращения возникает упорядоченное расположение (чередование) катионов  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$  в октаэдрических позициях шпинельной структуры магнетита. При этом упорядочение осуществляется не перемещением катионов, а путем изменения их валентности за счет перескока электронов между катионами  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$ .

Однако по мере накопления экспериментальных фактов, относящихся к этому переходу, модель Вервея [6] стала подвергаться критике [7—9].

В настоящем кратком сообщении мы приводим результаты наших измерений температурных зависимостей удельной спонтанной намагниченности  $\sigma_s$ , восприимчивости парапроцесса  $\chi_p$  и характеристик технического намагничивания: коэрцитивной силы  $H_c$  и магнитной восприимчивости  $\chi$ , измеренной в поле 20 Э. Измерения проводились на синтетическом поликристаллическом образце. Величины  $\sigma_s$  определялись из изотерм  $\sigma(H)$  методом экстраполяции ветвей намагниченности, соот-