

никает более сложная ситуация, так как энергетический спектр электрона в δ -слое квантован. Анализ шубниковских осцилляций показывает, что в исследованных образцах заполнены по крайней мере три подзоны разномерного квантования. По этой причине продольное ОМС должно было отсутствовать в слое. Однако оно наблюдается, хотя его поведение и находится в значительном разногласии с теорией. Вероятным объяснением подобной ситуации является предположение о том, что в данной системе диффузия в направлении, нормальном к поверхности слоя, идет не классическим образом, а за счет межподзонного рассеяния. Отметим, что продольное ОМС наблюдалось в гетероструктурах InGaAs/InP [5], где также заполнено несколько подзон размерного квантования.

Для окончательного выяснения причин наличия продольного ОМС в δ -слоях требуются дальнейшие исследования.

На основе измерений поперечного ОМС можно определить время релаксации фазы волновой функции τ_φ [3]. Оно оказалось равным $7 \cdot 10^{-12}$ с для δ -слоя, $5.4 \cdot 10^{-12}$ с для «размытого» слоя и зависящим от температуры линейным образом. Отсюда следует, что основным механизмом релаксации фазы в квазидвумерных δ -слоях GaAs являются электрон-электронные столкновения с малой передачей энергии [6].

В заключение благодарим В. И. Фалько за обсуждение результатов, А. Г. Погосова за проведение самосогласованного расчета зонной диаграммы δ -слоев GaAs.

Л и т е р а т у р а

- [1] Zrenner A., Reisinger H., Koch F., Ploog K. Proc. 17th International Conf. on the Phys. Semic., 1984, San Francisco. Springer, Berlin, 1985, p. 325—328.
 [2] Ploog K. J. Cryst. Growth, 1987, vol. 81, N 1, p. 304—313.
 [3] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. ЖЭТФ, 1981, № 2, с. 768—783.
 [4] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 10, с. 515—518.
 [5] Алферов Ж. И., Гореленок Л. Т., Мамутин В. В. и др. ФТП, 1984, т. 18, № 11, с. 1999—2005.
 [6] Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskiy D. E. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1982, vol. 15, N 36, p. 7367—7386.

Институт физики
 полупроводников СО АН СССР
 Новосибирск

Поступило в Редакцию
 5 мая 1988 г.

УДК 539.292.539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

ВЛИЯНИЕ ВСЕСТОРОННЕГО СЖАТИЯ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Cd_{1-x}Mn_xTe$

В. Ф. Агекян, Фан Зунг

Твердый полумагнитный раствор $Cd_{1-x}Mn_xTe$ в условиях всестороннего сжатия изучался лишь при 77 К и выше, причем спектроскопические исследования ограничивались спектром поглощения и полосой около 2 эВ, относящейся к $3d$ -уровням марганца [1-3]. В настоящей работе прослежена трансформация спектров фотолюминесценции $Cd_{1-x}Mn_xTe$ (полоса Mn и излучение экситона) в интервале $0.25 \leq x \leq 0.7$ при всестороннем сжатии P до 30 кбар и $T=2$ и 77 К.

На рис. 1 представлены спектры недеформированных кристаллов. Повышение температуры от 2 до 77 К внешне мало меняет спектры фотолюминесценции $Cd_{1-x}Mn_xTe$, однако, как было показано ранее [4], экситонная люминесценция при 77 К соответствует свободному экситону

(СЭ), а при 2 К — экситону, локализованному на флуктуациях потенциала твердого раствора («флуктуационный» экситон — ФЭ). Полоса Mn появляется в спектрах при $x \approx 0.4$, дальнейший рост x приводит к деградации излучения СЭ и ФЭ — как абсолютно, так и относительно интенсивности полосы Mn.

Согласно нашим измерениям, увеличение давления уширяет экситонную полосу и смещает ее в высокоэнергетическую сторону со скоростью $\alpha_{ФЭ} = dE_{ФЭ}/dP = 6.5$ мэВ/кбар для $x = 0.25 \div 0.4$; полоса Mn мало меняется по форме, слабо уширяется и сдвигается в низкоэнергетическую сторону с $dE_{Mn}/dP = -5.5$ мэВ/кбар (рис. 2). Противоположные знаки смещений полос экситонов и марганца являются, согласно эксперименту, основной причиной сильного качественного изменения спектров в зависимости от P . При определенных значениях $P(x)$ в излучении $Cd_{0.75}Mn_{0.25}Te$ и $Cd_{0.7}Mn_{0.3}Te$ появляется и усиливается новая полоса (рис. 3, а, б) с отрицательным барическим коэффициентом $\alpha = -5.5$ мэВ/кбар, которая отождествляется с полосой Mn, наблюдающейся при $P=0$ в кристаллах с $x \geq 0.4$. Что касается кристаллов с $x = 0.4$, то с ростом P полоса Mn усиливается, а экситонное излучение ослабляется (рис. 3, в). Изменения в спек-

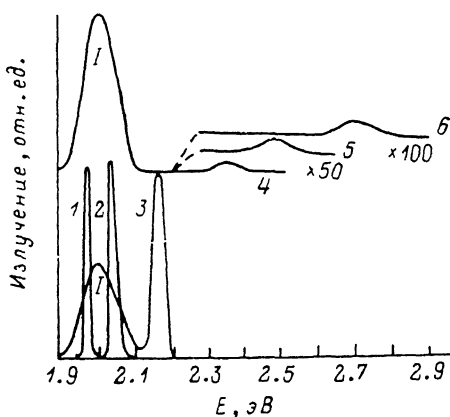


Рис. 1. Нормированные спектры фотолюминесценции $Cd_{1-x}Mn_xTe$ — полоса Mn (1) и полоса флуктуационных экситонов при $T=2$ К для $x=0.25$ (1), 0.3 (2), 0.4 (3), 0.5 (4), 0.6 (5), 0.7 (6).

трах $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при всестороннем сжатии столь велики, что при максимальном значении $P=30$ кбар удается довести соотношение полос ФЭ и Mn в кристаллах с $x=0.25$ до их соотношения в свободном кристалле с $x=0.5$ (по энергиям эти два спектра отличаются, как это следует из рис. 1, 3, лишь сдвигом на 0.15 эВ). Аналогичная картина наблюдается при $T=77$ К, но в этом случае α_{Mn} несколько больше и составляет 8.0 мэВ/кбар.

Отрицательный знак α_{Mn} объясняется в работе [1] в рамках теории кристаллического поля внутрияонным типом перехода ${}^4T_1 - {}^6A_1 3d^5$ -конфигурации Mn^{2+} . В работе [2] изменение величины и знака барического сдвига края поглощения интерпретируется как проявление $d-d$ -переходов Mn^{2+} на краю поглощения кристаллов с большой концентрацией Mn, а также гибридизации p - и d -состояний. Оценка $\alpha_{Mn} = -2$ мэВ/кбар из теории кристаллического поля [3] оказалась значительно ниже экспериментальной, на основании чего авторы [3] приписали край поглощения в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ с $x \geq 0.5$ переходу из гибридизированных $p-d$ -состояний потолка валентной зоны на первое возбужденное состояние $3d$ -уровней Mn^{2+} .

Для объяснений всей совокупности спектроскопических свойств $Cd_{1-x}Mn_xTe$ к вышеперечисленным соображениям нужно добавить сильную конкуренцию между двумя каналами излучательной рекомбинации (переходы с участием уровней Mn и экситонные переходы), которая позволяет объяснить следующие экспериментальные данные: 1) отсутствие полосы 2 эВ в фотолюминесценции $Cd_{0.7}Mn_{0.3}Te$ (спектр 2 на рис. 1), несмотря на то что «оптическое окно» кристалла при $x=0.3$ способно пропустить это излучение; 2) быстрое ослабление люминесценции ФЭ с ростом x ($x > 0.3$) — как абсолютное, так и относительно полосы 2 эВ.

Эти данные показывают, что основным фактором, влияющим на спектр фотолюминесценции $Cd_{1-x}Mn_xTe$, является соотношение энергий ФЭ $E_{ФЭ}$ и порога возбуждения полосы Mn E_{Mn} : при $E_{ФЭ} > E_{Mn}$ возбуждение переносится от ФЭ на уровни Mn, при $E_{ФЭ} < E_{Mn}$ в обратном направлении. То, что затухание излучения экситонов при $x > 0.3$ не связано с ухудше-

нием качества образцов при росте концентрации Mn, доказывається ослаблением излучения ФЭ в кристаллах с $x=0.25$ и $x=0.3$, подвергнутых все-стороннему сжатию, после того как $E_{ФЭ}$ становится больше, чем E_{Mn} (рис. 3).

В работе [6] мы предложили схему энергетических уровней $Cd_{1-x}Mn_xTe$, согласно которой уровни $3d$ -электронов Mn при больших значениях x образуют зоны, способные обмениваться электронами с другими энергетическими состояниями, т. е. имеет место передача возбуждения между Mn^{2+} и обычными зонными состояниями.¹

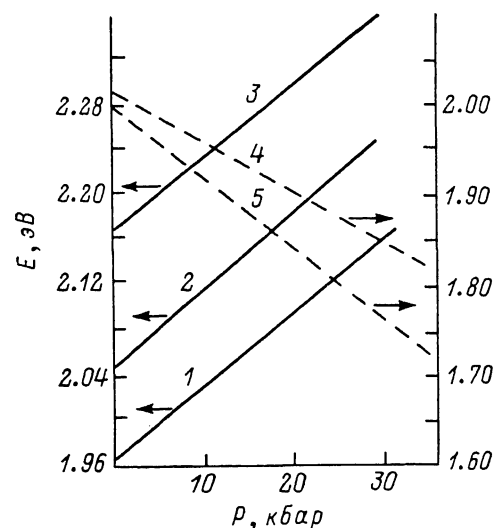


Рис. 2. Энергетический сдвиг полос флуоресценционных экситонов в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ с $x=0.25$ (1), 0.3 (2), 0.4 (3) ($T=2$ К) и полосы Mn (4 — 2, 5 — 77 К) при все-стороннем сжатии кристалла.

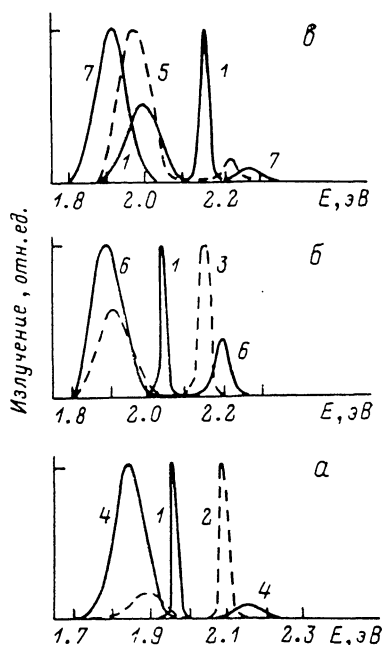


Рис. 3. Спектры фотолуминесценции кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при все-стороннем сжатии P при $x=0.25$ (а), 0.3 (б), 0.4 (в).

P , кбар: 1 — 0, 2 — 9.4, 3 — 16.6, 4 — 17.0, 5 — 20.3, 6 — 23.3, 7 — 30.6. Спектры нормированы по максимальной интенсивности.

Зависящее от концентрации марганца соотношение энергии E_{II} дна первой возбужденной зоны Mn (D -зона) и $E_{ФЭ}$ и определяют направление «механического» переноса возбуждения.

Как видно из рис. 2, 3, в отношении относительного движения уровней $E_{ФЭ}$ и E_{II} все-стороннее сжатие $Cd_{1-x}Mn_xTe$ эквивалентно повышению концентрации Mn.

Значение P , при котором пересекаются уровень ФЭ и дно D -зоны Mn (возгорание полосы Mn), можно определить по следующей формуле ($T=2$ К):

$$P(x) [\text{кбар}] = (2.17 - E_{ФЭ}(x) |_{P=0} [\text{эВ}]) / 0.01,$$

где $E_{ФЭ}(x) = 1.593 + 1.53x$ [эВ].

Уменьшение интенсивности люминесценции $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при увеличении сжатия может быть связано с образованием новых каналов рекомбинации, особенно в области фазовых переходов, один из которых имеет место около $P=30$ кбар [8, 9]. При этом переходе, который сопровождается значительным уменьшением объема решетки, кристалл меняет цвет и люми-

¹ Согласно работам [6, 7], сильное отличие свойств $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Zn_{1-x}Mn_xTe$ свидетельствует о значительной гибридизации $3d$ -орбиталей Mn и тетраэдрических валентных связей решетки, имеющей симметрию цинковой обманки.

неспещия исчезает. После разгрузки кристалла снова появляется люминесценция, но на 2 порядка слабее первоначальной, что свидетельствует о лишь частичном восстановлении первоначальной симметрии образца.

Л и т е р а т у р а

- [1] Müller E., Gebhardt., Rehwald W. J. Phys. C, 1983, vol. 16, N 31, p. L1141—L1144.
- [2] Ambrazevičius G., Babonas G., Marcinkevičius S. et al. Sol. St. Commun., 1984, vol. 49, N 7, p. 651—655.
- [3] Wei Shan, Shen S. C., Zhu H. R. Sol. St. Commun., 1985, vol. 55, N 5, p. 475—478.
- [4] Агекян В. Ф., Фан Зунг. Вестник ЛГУ. Сер. физ., 1984, № 16, с. 6—13.
- [5] Агекян В. Ф., Фан Зунг. ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 1216—1219.
- [6] Maheswaranathan P., Sladek R. J., Debska U. Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 12, p. 7910—7914.
- [7] Maheswaranathan P., Sladek R. J., Debska U. Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 8, p. 5212—5216.
- [8] Strössner K., Ves S., Dveterich W. et al. Sol. St. Commun., 1985, vol. 56, N 7, p. 563—565.
- [9] Qadri S. B., Skelton E. F., Webb A. W. et al. Phys. Rev. B, 1987, vol. 35, N 13, p. 6868—6872.

Ленинградский государственный
университет им. А. А. Жданова
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
7 мая 1988 г.

УДК 621.315

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

О ПОРОГЕ ПОДВИЖНОСТИ ЭКСИТОНОВ В $Pb_{1-x}Mn_xI_2$

М. С. Бродин, И. В. Блонский, А. А. Добровольский, В. Н. Каратаев

На поведение экситонов в твердых растворах полупроводников (ТРП) заметную роль оказывают процессы их локализации ямами потенциального рельефа, возникающими из-за беспорядка замещения атомов. Хаотичный характер флуктуаций потенциала приводит к тому, что энергия локализации экситонов ϵ_x является случайной величиной. Вследствие этого локализованным экситонам соответствует хвост плотности состояний $\rho(E)$, прилегающий со стороны высоких энергий к состояниям свободных экситонов, а различным изоэнергетическим сечениям $\rho(E)$ отвечает различная степень возмущения экситонов флуктуациями состава [1]. Учитывая, что эффективность миграции экситонов, соответствующих различным изоэнергетическим сечениям зависимости $\rho(E)$, резко отличается (в области хвоста $\rho(E)$ миграция осуществляется благодаря туннельному механизму переноса, и в области более высоких значений энергий соответствует диффузионному механизму), при описании транспортных свойств экситонов в ТРП часто используют идеи теории протекания и андерсоновского перехода. Аналогом последнего для экситонов рассматривают их переход из локализованных в распространенные состояния, а энергию E_n (или энергетическую область), разделяющую эти два типа экситонных возбуждений, называют порогом подвижности экситонов [2]. В настоящее время активно дискутируется вопрос о том, является ли такой порог подвижности экситонов в ТРП резким или размытым.

Определение порога подвижности экситонов, а также других параметров, описывающих состояния локализованных и свободных экситонов в ТРП $Pb_{1-x}Mn_xI_2$, и посвящена настоящая работа. Выбор $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$ в качестве модельного объекта исследований основывался на том, что ранее [3, 4] в низкотемпературных ($T \leq 40$ К) спектрах вторичного излучения (СВИ) этого состава ТРП была обнаружена полоса I_n^* , ряд свойств