

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

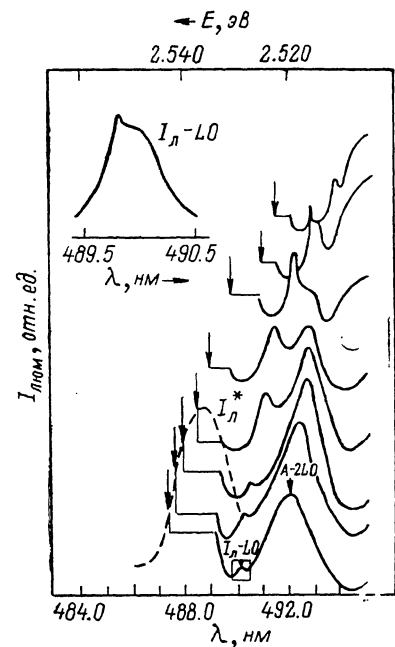
На поведение экситонов в твердых растворах полупроводников (ТРП) заметную роль оказывают процессы их локализации ямами потенциального рельефа, возникающими из-за беспорядка замещения атомов. Хаотичный характер флуктуаций потенциала приводит к тому, что энергия локализации экситонов ϵ_x является случайной 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

которой позволяло связать ее природу с суммарным излучением свободных и локализованных экситонов.

Для решения поставленной задачи в настоящей работе использован метод определения энергетических параметров свободных и локализованных экситонов, основанный на поведении их неравновесной функции распределения $f(E)$ в зависимости от энергии кванта возбуждающего излучения $h\nu$, изменяющейся в пределах $E_{\text{экс}}^{\text{min}} - \Delta\epsilon < h\nu < E_{\text{экс}}^{\text{min}} + \hbar\omega_{LO}$ ($E_{\text{экс}}^{\text{min}}$ — энергия, отвечающая условному дну экситонной зоны; $\hbar\omega_{LO}$ — энергия LO фонона, с участием которого осуществляется энергетическая релаксация экситонов; $\Delta\epsilon$ — энергетическая протяженность хвоста плотности состояний). Для того чтобы установить, является ли порог подвижности экситонов резким или размытым, необходимо определить значения параметров $E_{\text{экс}}^{\text{min}}$ и $E_{\text{экс}}^{\text{max}}$ ($E_{\text{экс}}^{\text{max}}$ — максимальное значение энергии локализованных экситонов). Условие $E_{\text{экс}} = E_{\text{экс}}^{\text{max}}$ соответствует резкому, а $E_{\text{экс}}^{\text{min}} < E_{\text{экс}}^{\text{max}}$ размытому порогу.

Значение $E_{\text{экс}}^{\text{min}}$ мы определяли, основываясь на следующих соображениях. Известно, что при генерации свободных экситонов монохроматическим источником света высокой интенсивности вид $f(E)$ в основном определяется двумя динамическими процессами: упругими экситон-экситонными соударениями и стоксовыми процессами рассеяния экситонов на аку-



Фрагменты СВИ $\text{Pb}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{I}_2$, зарегистрированных при $T=4.5$ К и различных значениях $h\nu$, отмеченных вертикальными стрелками.

Штриховой линией изображена полоса $I_л^*$, проявляющаяся при зона-зонном возбуждении. На вставке в увеличенном масштабе изображена форма полосы $I_л-L0$, зарегистрированная при $h\nu = 2.5425$ эВ.

тических фононах. Эффективность обоих процессов тем выше, чем больше величина волнового вектора рождаемого светом экситона $K_{\text{экс}}$. В случае, если $\tau_R < \tau_T$ (τ_R — радиационное время жизни экситонов, τ_T — время их термализации), а это, как правило, и реализуется в прямозонных полупроводниках при низких T и высоких уровнях возбуждения P , ожидаемы следующие изменения параметров $f(E)$ при изменении $h\nu$, в пределах $E_{\text{экс}}^{\text{min}} < h\nu < E_{\text{экс}}^{\text{min}} + \hbar\omega_{LO}$: при уменьшении $h\nu$, максимум $f(E)$ будет отслеживать изменение $h\nu$, а ширина $f(E)$ резко уменьшаться, отражая тем самым замедление скорости энергетической релаксации экситонов по мере уменьшения $K_{\text{экс}}$. При переходе $h\nu$ через значение $E_{\text{экс}}$ положение максимума $f(E)$ должно стабилизироваться, а интенсивность в максимуме $f(E)$ резко упасть в результате уменьшения эффективности генерации свободных экситонов по мере удаления $h\nu$ от $E_{\text{экс}}^{\text{min}}$. Таким образом, зафиксировав значение $h\nu$, ниже которого резко падает интенсивность и стабилизируется положение максимума $f(E)$ при изменении $h\nu$, определяем $E_{\text{экс}}^{\text{min}}$.

На рисунке приведены СВИ $\text{Pb}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{I}_2$, зарегистрированные при $T=4.5$ К, пиковой мощности импульса возбуждения $P=30$ кВт и нескольких значениях $h\nu$, соответствующих различным участкам полосы $I_л$. Возбуждение образцов осуществлялось с помощью перестраиваемого лазера «Спектра-63», длительность импульса возбуждающего излучения которого составляла $\tau_{\text{им}} \approx 5$ нс, а спектральная ширина линии возбуждения была не больше 1 \AA . Проследим за поведением полосы излучения свободных экситонов с одновременной эмиссией $2LO$ фононов

($A-2LO$), форма которой, как известно [5], отображает вид $f(E)$. Из рисунка следует, что при уменьшении $h\nu_b$ полоса $A-2LO$ сужается, а ее максимум отстегивает изменение $h\nu_b$ вплоть до $h\nu_b=2.540$ эВ. Ниже этой энергии с уменьшением $h\nu_b$ корреляция между положением максимума полосы $A-2LO$ и $h\nu_b$ исчезает, а интенсивность полосы $A-2LO$ резко падает. На основании этого делаем вывод: $E_{\text{ЭКС}}^{\text{min}}=2.540$ эВ.

Для определения значения $E_{\text{Л}}^{\text{max}}$ мы воспользовались методом, который ранее для аналогичных целей использовался в работах [6, 7]. Метод основан на том, что при селективном возбуждении локализованных экситонов форма LO фононных спутников соответствующих им полос (I_x-nLO , n — целое число) приобретает характерную дублетную структуру: узкая коротковолновая компонента обусловлена высвечиванием (с одновременной эмиссией LO фононов) резонансно-возбужденных локализованных экситонов, а более широкая длинноволновая — высвечиванием локализованных экситонов, протуннелировавших в состояния с более низкой энергией. Следовательно, значение $E_{\text{Л}}^{\text{max}}$ можно определить по максимальной величине $h\nu_b$, при которой в СВИ наблюдаются полосы I_x-nLO указанной выше формы.

Для определения величины $E_{\text{Л}}^{\text{max}}$ мы провели исследования СВИ при различных $h\nu_b$ и P , отвечающих различному усилению света в области полос I_x-LO и $A-2LO$. В результате удалось показать, что максимальное значение $h\nu_b$, при котором в спектре наблюдается полоса I_x-LO описанной выше формы (вставка к рисунку), соответствует энергии 2.5425 эВ. Его мы и приняли за величину $E_{\text{Л}}^{\text{max}}$.

Сопоставляя значения $E_{\text{ЭКС}}^{\text{min}}$ и $E_{\text{Л}}^{\text{max}}$ видим, что $E_{\text{Л}}^{\text{max}} > E_{\text{ЭКС}}^{\text{min}}$. Это дает основание сделать вывод, что порог подвижности экситонов в $\text{Pb}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{I}_2$ размытый и простирается в энергетической области $E_{\text{ЭКС}}^{\text{min}}-E_{\text{Л}}^{\text{max}}$ протяженностью в 2.5 мэВ.

По наименьшему значению $h\nu_b$, при котором полосы I_x-nLO с выраженной дублетной структурой исчезают из спектра, определяем минимальное значение энергии локализованных экситонов $E_{\text{Л}}^{\text{min}}$. Судя по данным, приведенным на рисунке, $E_{\text{Л}}^{\text{min}}=2.524$ эВ. Следовательно, $\Delta\varepsilon = E_{\text{Л}}^{\text{max}}-E_{\text{Л}}^{\text{min}} \geq 18$ мэВ, что более чем на порядок превосходит величину соответствующего параметра, рассчитанного в работе [4] с использованием известных выражений работы [1]. Расхождение значений параметра $\Delta\varepsilon$, определенного экспериментальным и расчетным путем, можно объяснить различием функции распределения дефектов структуры ТРП $A_{1-x}B_x$ при малых x по сравнению с используемой в работе [1]. Однако этот вопрос еще нуждается в более строгой теоретической проработке.

Авторы выражают благодарность А. И. Савчуку и Б. Е. Деркачу за предоставленные образцы и обсуждение некоторых вопросов настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л. — ФТТ, 1988, т. 25, № 2, с. 353—356.
- [2] Permogorov S., Reznitsky A., Verbin S., Lysenko V. Sol. St. Commun., 1983, vol. 47, N 1, p. 5—9.
- [3] Бродин М. С., Блонский И. В., Деркач Б. Е. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 6, с. 1723—1729.
- [4] Бродин М. С., Блонский И. В., Каратаев В. Н. ФТТ, 1988, т. 30, № 4, с. 702—706.
- [5] Гросс Е. Ф., Пермогоров С. А., Рабирич Б. С. ФТТ, 1966, т. 8, № 5, с. 616—621.
- [6] Muller G., Flogel P., Nikiforova M. et al. Phys. St. Sol. (b), 1981, vol. 113, N 2, p. 589—596.
- [7] Cohen E., Sturge M. D. Phys. Rev. B, 1982, vol. 25, N 7, p. 3838—3836.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
10 мая 1988 г.