

термических ионизации  $r$ -центров и усиления рекомбинации  $r$ -центрами. При высоких температурах, когда  $r$ -центры полностью ионизируются, рекомбинация управляется  $s$ -центрами и в релаксации фототока медленный участок исчезает. Если учесть, что при росте температуры в  $\text{ZnIn}_2\text{Se}_4$  изменяется концентрация свободных электронов вследствие ионизации донорных уровней и уровней прилипающих [6], определить глубину залегания  $r$ -центров по температурной зависмости  $\tau_r$  трудно.

В заключение можно прийти к выводу, что фоточувствительность нелегированных монокристаллов  $\text{ZnIn}_2\text{Se}_4$  обусловлена присутствием в запрещенной зоне на расстоянии  $\sim 0.54$  эВ от потолка валентной зоны однозарядных акцепторных уровней, как и в случае  $\text{CdIn}_2\text{Se}_4$  [7]. Сечения захвата дырок  $r$ -центрами в  $\text{CdIn}_2\text{Se}_4$  и  $\text{ZnIn}_2\text{Se}_4$  мало различаются. Однако сечение захвата электронов в  $\text{ZnIn}_2\text{Se}_4$  оказывается в десятки раз меньше, чем в  $\text{CdIn}_2\text{Se}_4$ , что делает  $\text{ZnIn}_2\text{Se}_4$  одним из самых фоточувствительных среди соединений  $\text{A}^{II}\text{B}_2^{III}\text{C}_4^{\text{VI}}$  [8, 9]. Возможно, по сравнению с  $\text{CdIn}_2\text{Se}_4$  в  $\text{ZnIn}_2\text{Se}_4$  отсутствуют благоприятные условия для образования антиструктурных дефектов [9].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Мехтиев Н. М., Гусейнов З. З., Салаев Э. Ю. — Изв. АН АзССР, сер. физ.-тех. и мат. наук, 1984, № 6, с. 72—75.
- [2] Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейнман М. К. Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев, 1981. 264 с.
- [3] Мехтиев Н. М., Гусейнов З. З., Салаев Э. Ю. — ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 1088—1090.
- [4] Manca P., Raga F., Spiga A. — Nuovo Cimento, 1974, v. 198, N 1, p. 15—28.
- [5] Filipowicz J., Romeo N., Tarricone L. — Sol. St. Commun., 1981, v. 28, N 7, p. 619—623.
- [6] Мехтиев Н. М., Гусейнов З. З. — ФТП, 1988, т. 22, в. 4, с. 700—703.
- [7] Мехтиев Н. М., Гусейнов З. З., Салаев Э. Ю. — ФТП, 1985, т. 19, в. 9, с. 1642—1646.
- [8] Fortin E., Raga F. — Sol. St. Commun., 1974, v. 14, N 9, p. 847—850.
- [9] Георгобини А. Н., Радаудан С. И., Тагиняну И. М. — ФТП, 1985, т. 19, в. 2, с. 193—212.

Институт физики АН АзССР  
Баку

Получено 18.02.1988  
Принято к печати 2.06.1988

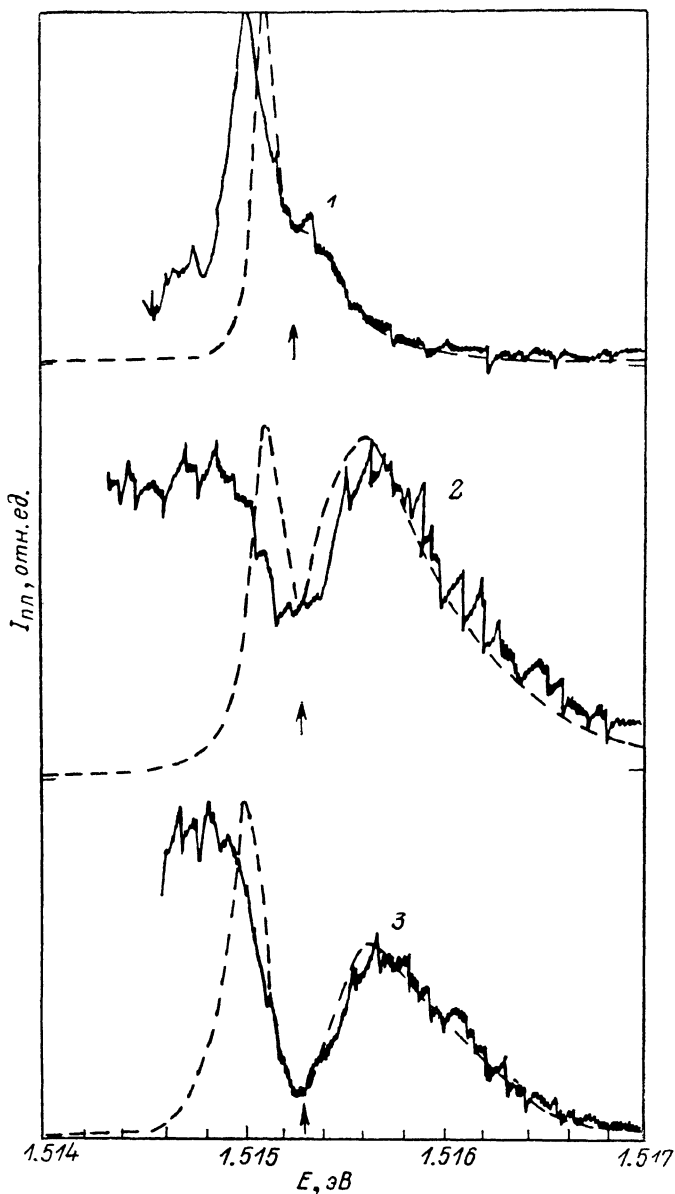
*ФТП, том 22, вып. 10, 1988*

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАЧЕСТВА КРИСТАЛЛОВ GaAs

**Жиляев Ю. В., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В.**

Исследование спектров низкотемпературной фотолюминесценции может быть источником обширной информации о различных параметрах кристаллов. Спектры люминесценции связанных экситонов и спектры донорно-акцепторной люминесценции характеризуют такие параметры кристалла, как степень компенсации, суммарная концентрация мелких примесей, их химическая природа (см., например, [1, 2]). Кинетические параметры прямозонных кристаллов могут быть определены по форме спектров поляритонной люминесценции (ПЛ) [3]. Причем это может быть сделано при стационарных условиях возбуждения без проведения сложных экспериментов по непосредственному исследованию кинетики процессов энергетической релаксации, рассеяния и пространственной диффузии. Связано это с тем, что спектры ПЛ в значительной мере определяются пространственно-энергетической функцией распределения поляритонов. При этом даже слабые изменения этой функции сильно проявляются в спектре ПЛ из-за больших абсолютных значений коэффициента поглощения и острых спектральных зависимостей коэффициентов пропускания и поглощения. В данной работе показана возможность использования спектров ПЛ для оценки качества кристаллов GaAs.

Исследовались чистые, специально не легированные слои GaAs (толщиной  $\sim 30$  мкм), полученные осаждением из газовой фазы на полуизолирующих подложках GaAs. Чтобы продемонстрировать диагностические возможности исследования спектров ПЛ, использовались образцы заведомо разного качества, выращенные в различных технологических условиях (образцы Г30.1 и В6).



Спектры ПЛ кристаллов GaAs.

Образцы: 1 — Г30.1, 2 — Г30.1 (облученный), 3 — В6. Интенсивность возбуждения, мВт/см<sup>2</sup>: 1 — 5; 2, 3 — 300. Сплошные кривые — эксперимент, штриховые — теория. Стрелками указано положение  $E_L$ .

Кроме того, свойства образца Г30.1 изменялись за счет облучения  $\gamma$ -квантами от источника <sup>60</sup>Co. Известно [4], что при  $\gamma$ -облучении в GaAs образуются центры рассеяния и рекомбинации. Спектры фотолуминесценции исследовались при температуре 1.7 К.

На рисунке (спектры 1, 2) сплошными линиями показаны экспериментальные спектры ПЛ образца Г30.1 до и после облучения  $\gamma$ -квантами (доза  $\sim 3 \times 10^6$  рад). В спектре ПЛ необлученного кристалла наблюдается интенсивная

Образец	Интенсивность возбуждения, мВт/см <sup>2</sup>	$\tau_{nr}$ , с	$L$ , мкм	$T^*$ , К	$b$
Г30.1	5	$1.6 \cdot 10^{-9}$	1.1	4	4
Г30.1	300	$6.0 \cdot 10^{-9}$	2.2	7	10
Г30.1 (облученный)	300	$3.3 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-2}$	8.5	50
В6	300	$3.4 \cdot 10^{-11}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	5	600

линия, отвечающая излучению нижней поляритонной ветви (НПВ), с плечом, соответствующим излучению верхней поляритонной ветви (ВПВ). После облучения в спектре появляется ярко выраженный провал в области экситонного резонанса, компоненты поляритонного дублета существенно раздвигаются спектрально и практически сравниваются по интенсивности. Следует отметить и значительно меньшую интенсивность люминесценции облученного кристалла.

Количественный анализ полученных спектров ПЛ выполнен в рамках модели [3]. Применимость этой модели для описания спектров ПЛ показана в работах [5, 6]. Основными подгоночными параметрами модели, характеризующими процессы пространственно-энергетической релаксации поляритонов, являются эффективная температура  $T^*$ , безызлучательное время жизни экситонов  $\tau_{nr}$ , диффузионная длина  $L$ , эффективность упругого рассеяния  $b$ , равная отношению вероятностей упругого рассеяния экситонов и рассеяния на акустических фононах на энергии продольного экситона  $E_L$ . Величина  $E_L$  определалась из положения «спайка» в спектре отражения.

Результаты расчета (см. рисунок, штриховые линии, и таблицу) показали, что вследствие облучения уменьшаются величины  $\tau_{nr}$  и  $L$ , а величина  $b$  увеличивается. Указанные изменения параметров являются естественным следствием образования центров безызлучательной рекомбинации и рассеяния. В таблице для необлученного кристалла приведены параметры для двух интенсивностей возбуждения, большая из которых равна интенсивности возбуждения облученного кристалла, а меньшая соответствует одинаковому уровню сигнала люминесценции облученного и необлученного кристаллов. Рост эффективной температуры поляритонов объясняется уменьшением  $\tau_{nr}$  и более неравновесным в связи с этим распределением по энергии. Смещение и увеличение относительной интенсивности излучения ВПВ связаны с ростом  $T^*$  и сдвигом функции распределения поляритонов в область больших энергий. Появление ярко выраженного провала объясняется увеличением пленения поляритонов на центрах упругого рассеяния.

Результаты по  $\gamma$ -облучению подтверждают непосредственную связь между формой ПЛ и качеством кристалла. Наличие такой связи вытекает и из сопоставления формы спектров ПЛ образцов, выращенных в разных условиях. На рисунке (спектр 3) показаны экспериментальный и расчетный спектры ПЛ образца В6. Форма спектра и результаты расчета (см. таблицу) показывают, что образец В6 отличается от образца Г30.1 значительно большей концентрацией центров рассеяния и рекомбинации.

Возможность использования поляритонного приближения для описания экситонного излучения кристаллов GaAs ставится под сомнение в работе [7]. Это сомнение основано на измеренном авторами времени фазовой когерентности экситонов  $\tau \sim 7 \cdot 10^{-12}$  с, малая величина которого обусловлена, по мнению авторов, релаксацией на акустических фононах. Однако эксперимент в [7] относится, и это существенно, лишь к оптически тонким кристаллам толщиной 0.18 мкм. В объемных кристаллах затухание вследствие релаксации на акустических фононах для GaAs, как отмечается и в [7], составляет  $\hbar\Gamma \sim 10^{-3}$  мэВ. Эта величина, как впрочем и величина затухания  $\Gamma$ , соответствующая  $\tau = 7 \cdot 10^{-12}$  с [7] ( $\hbar\Gamma = \hbar/\tau = 0.094$  мэВ), заметно меньше критической величины затухания  $\Gamma_c$ , которая определяет границу применимости поляритонного под-

хода.<sup>1</sup> В нашем случае даже в облученном образце расчетная величина полного затухания в районе экситонного резонанса меньше критического значения  $\Gamma_c$ .

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность использования спектров ПЛ для количественной оценки качества кристаллов GaAs. На практике использование предлагаемого метода ограничено, конечно, лишь весьма чистыми кристаллами ( $N_D + N_A \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Однако именно для чистых образцов GaAs использование традиционных методов оценки качества встречает серьезные затруднения. Бесконтактный, неразрушающий способ оценки качества по спектрам поляритонной люминесценции GaAs может быть весьма полезным.

Авторы благодарят Г. Р. Маркаряна и А. Е. Черенкова за предоставление образцов, М. А. Литовского за проведение облучения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Ashen D. J., Dean P. J., Hurlle D. T. J., Mullin J. B., White A. M., Greene P. D. — J. Phys. Chem. Sol., 1975, v. 36, N 10, p. 1041—1047.
- [2] Zhilyaev Yu. V., Krivolapchuk V. V., Rodionov A. V., Rossin V. V., Rossina T. V., Sveshnikov Yu. N. — Phys. St. Sol. (a), 1985, v. 89, N 1, p. K61—K64.
- [3] Травников В. В., Криволапчук В. В. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 6, с. 2087—2106.
- [4] Ломачко В. М., Новоселов А. М. — ФТП, 1976, т. 10, в. 5, с. 900—905.
- [5] Ботнарчук В. М., Жильев Ю. В., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 1, с. 201—207.
- [6] Жильев Ю. В., Маркарян Г. Р., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 9, с. 2688—2696.
- [7] Shultheis L., Kuhl J., Honold A., Tu C. W. — Phys. Rev. Lett., 1986, v. 57, N 14, p. 1797—1800.
- [8] Tait W. C. — Phys. Rev. B, 1972, v. 5, N 2, p. 648—661.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 23.02.1988  
Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

## ИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕТОМ СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский Э. И.

В полумагнитных полупроводниках (ПМП) сильное обменное взаимодействие электронов с парамагнитными ионами приводит к взаимной ориентации их спинов. Если электроны ориентируются по спину, например, при возбуждении кругополяризованным светом, то обменное взаимодействие должно привести к заметной поляризации подсистемы магнитных ионов. Однако экспериментальные данные [1] свидетельствуют о том, что полученная таким образом намагнитченность оказывается аномально малой. Как показано в настоящей статье, намагнитченность мала вследствие того, что магнитные ионы сильно взаимодействуют с рожденными светом дырками. Происходит передача магнитного момента подсистемой магнитных ионов дырочной подсистеме. В то же время спин дырки в кристаллах со структурой цинковой обманки (к ним принадлежит и полупроводник  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , который исследовался в работе [1]) релаксирует

<sup>1</sup> Критическая величина затухания определяется по формуле [8]  $\lambda\Gamma_c = 2E_T \times \sqrt{2\varepsilon_D E_{LT}} / Mc^2$ , где  $\varepsilon_D$  — фоновая диэлектрическая проницаемость,  $M$  — масса экситона,  $E_{LT}$  — энергия продольно-поперечного расщепления,  $E_T$  — энергия дна экситонной зоны. При  $\varepsilon_D = 12.56$ ,  $M = 0.6m_D$ ,  $E_{LT} = 0.13$  мэВ,  $E_T = 1.515$  эВ  $\lambda\Gamma_c = 0.31$  мэВ. Если взять  $E_{LT} = 0.08$  мэВ, а остальные параметры оставить неизменными, то  $\lambda\Gamma_c = 0.25$  мэВ.