

Оптическая и тепловая ориентация локализованных экситонов в твердых растворах при резонансном возбуждении в продольном магнитном поле

© А.Н. Резницкий, А.В. Корниевский, А.А. Киселев, А.А. Клочихин*, С.А. Пермогоров, С.Ю. Вербин**, Л.Н. Тенишев, Н. Gerlach***, М. Hetterich***, М. Grün***, С. Klingshirn***

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук,
188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

** Научно-исследовательский институт физики при Санкт-Петербургском государственном университете,
198904 Петродворец, Россия

*** Institut für Angewandte Physik, Universität Karlsruhe,
D-76128 Karlsruhe, Deutschland

Теоретически и экспериментально исследовано влияние продольного магнитного поля на оптическую ориентацию и магнито-циркулярную поляризацию люминесценции локализованных экситонов в твердых растворах полупроводников. Показано, что рекомбинация происходит через два типа излучающих состояний, существенно различающихся по степени анизотропии, g -фактору и времени спиновой релаксации. Сделаны оценки величин g -факторов, анизотропного и обменного расщеплений, времен жизни и спиновой релаксации локализованных состояний в эпитаксиальном слое твердого раствора $\text{CdS}_{0.96}\text{Se}_{0.04}/\text{GaAs}$.

При резонансном возбуждении хвоста плотности состояний линейно поляризованным светом люминесценция локализованных экситонов оказывается линейно поляризованной преимущественно в направлении поляризации возбуждения [1]. Продольное магнитное поле B вызывает вращение дипольного момента экситона, что приводит к уменьшению степени поляризации люминесценции $\rho_{lin} = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$, причем зависимость $\rho_{lin}(B)$ имеет лоренцевский характер с полушириной, определяемой в общем случае расщеплением радиационного дублета $\hbar\omega_r$ и соотношением времен жизни (τ_0) и спиновой релаксации электронов (τ_e) и дырок (τ_h).

С ростом B возникает также линейная поляризация излучения в осях X' и Y' , повернутых на угол 45° относительно осей X и Y , по которым ориентирована поляризация возбуждения [2].

Внешнее продольное поле приводит к дополнительному зеемановскому расщеплению $\hbar\Omega = (g_h - g_e)\mu B$ и при достаточно большом B , когда $\Omega \gg \omega_r$, экситонные состояния $|X\rangle$ и $|Y\rangle$ превращаются в "чистые" $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$, излучение из которых циркулярно поляризовано. При возбуждении циркулярно поляризованным светом существуют два вклада в циркулярную поляризацию излучения ρ_{circ} : 1) за счет оптической ориентации спинов экситонов $\rho_{opt.or}$, в этом случае знак эффекта зависит от ориентации поляризации возбуждения, и 2) вследствие тепловой ориентации экситонов, обусловленной установлением термодинамического равновесия в системе расщепленных излучательных состояний (магнито-циркулярная поляризация люминесценции ρ_{MCPL}). Поскольку знак ρ_{MCPL} определяется направлением магнитного поля, разделить эти вклады возможно, например, сравнивая ρ_{circ} в полях противоположной ориентации. При стационарном возбуждении циркулярно-

поляризованным светом $\rho_{opt.or} = \{\rho_{circ}(N) + \rho_{circ}(S)\}/2$ и $\rho_{MCPL} = \{\rho_{circ}(N) - \rho_{circ}(S)\}/2$ (где N и S — условное обозначение направления магнитного поля).

Мы исследовали влияние продольного магнитного поля на оптическую и тепловую ориентацию экситонов при резонансном возбуждении локализованных экситонных состояний с целью оценки основных параметров экситонного квартета: g -факторов носителей и времен τ_0 , τ_e и τ_h , а также величин расщеплений в нулевом поле — обменного расщепления $\hbar\omega_0$ и расщеплений $\hbar\omega_r$ ($\hbar\omega_{nr}$) для дублета излучательных (безызлучательных) состояний с моментом $J_z = \pm 1 (\pm 2)$.

Аналогичная задача описания влияния продольного магнитного поля на оптическую ориентацию экситонов была решена в [3], где анизотропно расщепленные экситонные состояния предполагались ориентированными по выделенным кристаллографическим направлениям. Используя результаты этой работы, после усреднения, которое учитывает случайное распределение анизотропии локализуемого потенциала в случае твердого раствора, можно получить:

$$\rho_{opt.or} \propto \xi(1 + \Omega^2 T^2) / (1 + \Omega^2 T^2 + \xi \omega_r^2 T \bar{T}), \quad (1)$$

$$\rho_{lin} \propto (1 + \xi \omega_r^2 T \bar{T} / 2) / (1 + \Omega^2 T^2 + \xi \omega_r^2 T \bar{T}), \quad (2)$$

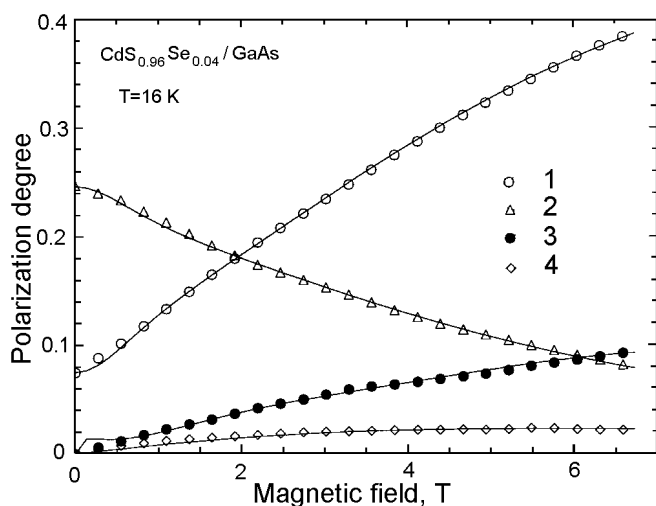
$$\rho'_{lin} \propto \Omega T / (1 + \Omega^2 T^2 + \xi \omega_r^2 T \bar{T}), \quad (3)$$

где $T^{-1} = \tau_0^{-1} + 2\tau_+^{-1}$, $\bar{T}^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_+^{-1}$ и $\tau_+^{-1} = (\tau_e^{-1} + \tau_h^{-1})/2$. Безразмерный параметр ξ определяется вкладом безызлучательных состояний и плавно растет с полем, оставаясь в пределах $1 \leq \xi \leq 4/3$.

На рисунке приведены полевые зависимости величин ρ_{lin} , ρ'_{lin} и $\rho_{opt.or}$, а также ρ_{MCPL} в условиях резонансного возбуждения и регистрации со стоксовым сдвигом 2 meV.

Как известно [4,5], зависимость $\rho_{MCPL}(B)$ при межзонном возбуждении люминесценции локализованных экситонов имеет отчетливо выраженную структуру, обусловленную пересечением уровней оптически активного и неактивного состояний. Из рисунка видно, что в условиях резонансного возбуждения эта структура в спектре MCPL практически полностью отсутствует. Такое поведение следует ожидать, если обмен заселенностями в точке пересечения состояний не меняет интенсивности излучательной рекомбинации через оптически активные состояния. Это возможно, когда единственным процессом, ограничивающим время жизни состояний $|\pm 2\rangle$, является спиновая релаксация в состояния $|\pm 1\rangle$, что, в свою очередь, предполагает малую вероятность безызлучательной рекомбинации локализованных состояний.

Анализ формы зависимости $\rho_{lin}(B)$, приведенной на рисунке, показал, что она заметно отклоняется от лоренцевой, но может быть практически точно описана суммой двух лоренцианов. В то же время, как видно из формулы (2), теоретическая зависимость $\rho_{lin}(B)$ почти не отличается от лоренцевой. Согласно между теорией и экспериментом можно достичь, если предположить, что при каждой энергии существует два набора локализованных состояний, существенно различающихся по своим свойствам, прежде всего по величине анизотропии. Согласно классификации, предложенной в [6], они могут быть сопоставлены с изолированными состояниями ("единичками") и парами таких состояний ("двойками"). Можно ожидать, что анизотропия "единичек" мала или вовсе отсутствует, а "двойки" характеризуются максимальной анизотропией. В этом случае при каждой энергии локализации распределение экситонов по величине анизотропии будет иметь два максимума. Такой характер распределения, очевидно, должен сохраниться и при учете комплексов, состоящих из большего числа



Развертка по магнитному полю степени поляризации сигналов оптической ориентации (1), оптического выстраивания (2), MCPL (3) и линейной поляризации в осях X' и Y' (4). Сплошные линии — теоретическая подгонка с параметрами, приведенными в таблице.

Характеристики изотропных и анизотропных состояний локализованных экситонов

	Изотропные (изолированные) состояния	Анизотропные (парные) состояния
$g_{ex} = g_h - g_e^*$	< 0.1	3
$\hbar\omega_0, \text{meV}$		0.2
$\hbar\omega_r, \text{meV}$	0.003	0.5
$\hbar\omega_{nr}, \text{meV}$	0.08	0.10
v_e^{**}, meV		0.09
v_h^{**}, meV	0.08	0.06
τ_0, ns	0.9	1.0
τ_e, ns		50
τ_h, ns	0.2	10
β^{***}		0.7

* Электронный g-фактор полагался равным $g_e = 1.7$ — средневзвешенному значению величин g-факторов CdS и CdSe.

** v_e и v_h — матричные элементы возмущения, смешивающего радиационные и нерадикационные состояния [4].

*** β — относительная концентрация анизотропных и изотропных состояний локализованных экситонов.

потенциальных ям ("тройки", "четверки" и т.п.), обладающих промежуточной анизотропией.

Мы провели модельный расчет полевых зависимостей измеряемых величин ρ_{lin} , ρ'_{lin} и $\rho_{opt.or}$, а также ρ_{MCPL} . Результаты подгонки приведены на рисунке сплошными линиями, а полученные значения варьировавшихся параметров приведены в таблице.

Как видно, некоторые характеристики, такие как анизотропные расщепления, g-фактор и время спиновой релаксации существенно различаются для "единичек" и "двоек", в то время как другие, например, излучательное время жизни оказываются для этих состояний практически одинаковыми. Следует отметить также, что результаты подгонки оказываются чувствительными главным образом к отношению g_{ex}/ω_r , а не к величинам g_{ex} и ω_r как таковым.

Таким образом, исследование влияния магнитного поля на оптическую и тепловую ориентацию экситонов дает богатую информацию как о тонкой структуре энергетического спектра, так и о динамических характеристиках локализованных состояний. Можно надеяться, что имеющуюся неопределенность в оценке некоторых параметров удастся уменьшить, привлекая результаты независимых измерений характерных параметров. В этом отношении прямое измерение экситонного g-фактора по спектрам рассеяния света с переворотом спина представляется наиболее привлекательным.

Авторам приятно поблагодарить Е.Л. Ивченко за многочисленные полезные дискуссии, а также за ознакомление с результатами работы [3] до ее опубликования.

Работа выполнена при частичной поддержке фондами ИНТАС (грант 94-324) и РФФИ (гранты 96-02-16933 и 97-02-18138).

Список литературы

- [1] С.Ю. Вербин, С.А. Пермогоров, А.Н. Резницкий. ФТТ **25**, 2, 346 (1983).
- [2] Г.Е. Пикус, Е.Л. Ивченко. В сб.: Экситоны / Под ред. Э.И. Рашба и М.Д. Стерджа. Наука, М. (1985). Гл. 6.
- [3] R.I. Dzhioev, H.M. Gibbs, E.L. Ivchenko, G. Khitrova, V.L. Korenev, M.N. Tkachuk, B.P. Zakharchenya. Phys. Rev. **B56**, 20, 13405 (1997).
- [4] Е.Л. Ивченко, А.Ю. Каминский. ФТТ **37**, 5, 1418 (1995).
- [5] A. Resnitsky, A. Tsekoun, S. Verbin, S. Permogorov, E.L. Ivchenko, A.Yu. Kaminskii. Mater. Sci. Forum **182-184**, 297 (1995).
- [6] А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров, А.Н. Резницкий. ФТТ **39**, 7, 1170, (1997).