

## ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МАГНИТОСМЕШАННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $Zn_{1-x}Mn_xSe$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А.В.Комаров, С.М.Рябченко, Ю.Г.Семенов<sup>1)</sup>*

*Институт физики АН УССР  
252650, Киев*

<sup>1)</sup>*Институт полупроводников АН УССР  
252650, Киев*

Поступила в редакцию 4 июня 1991 г.

В кубическом магнитосмешанном полупроводнике  $Zn_{0,99}Mn_{0,01}Se$  экспериментально обнаружена резкая зависимость интенсивности и формы спектра экситонной люминесценции (ЭЛ) от направления внешнего магнитного поля. Показано, что эффект обусловлен зависимостью кинетики ЭЛ от наведенной магнитным полем анизотропии эффективных масс свободных экситонов в этом кристалле.

В магнитосмешанных полупроводниках (МСП) внешнее магнитное поле  $\vec{H}$  вызывает при низких температурах гигантское спиновое расщепление энергетических зон свободных электронов и дырок. При этом соответствующие экситонные состояния образуются кулоновски связанными носителями заряда из определенных спиновых подзон<sup>1</sup>. Такие состояния, известные в литературе как спиновые экситоны (СЭ)<sup>1</sup>, в широкощелевых МСП с кубической решеткой обладают энергией связи  $E_{ex}$  практически одинаковой для всех направлений  $\vec{H}$  и для всех возможных спиновых подзон, отвечающих определенным проекциям спина электрона  $n = \pm 1/2$  и эффективного спина дырки  $p = \pm 3/2, \pm 1/2$  на направление  $\vec{H}$ <sup>2,3</sup>. Отмеченная в<sup>2</sup> независимость  $E_{ex}$  от  $\vec{H}/|\vec{H}|$ ,  $n$  и  $p$  связана с независимостью инерционных эффективных масс спиновых экситонов от данных факторов в кубическом МСП<sup>3</sup>. Вместе с тем для эффективной массы  $M$ , связанной с поступательным движением спинового экситона, в условиях гигантского спинового расщепления должна возникнуть заметная анизотропия<sup>2</sup>. Например, для энергетически нижайшего СЭ ( $n = -1/2, p = +3/2$ ) направлению вдоль  $\vec{H}$  отвечает  $M_{||}$  существенно более тяжелая, чем эффективная масса  $M_{\perp}$  в поперечном к полю направлении. Для спинового экситона с  $p = \pm 1/2$  ситуация качественно обратная:  $M_{||} < M_{\perp}$ . Данные эффекты обусловлены соответствующей анизотропией эффективных масс в дырочных спиновых подзонах, образованных в результате гигантского спинового расщепления эффективным обменным полем  $\vec{G}_h$ <sup>4</sup>, поскольку эффективный спин дырки квантуется теперь не по направлению волнового вектора, а по направлению  $\vec{G}_h \parallel \vec{H}$ .

Указанное различие между  $M_{||}$  и  $M_{\perp}$  могло бы проявиться в эффектах пространственной дисперсии в поляритонных спектрах отражения<sup>5</sup>, однако вследствие сильного уширения спинового экситона в магнитосмешанных полупроводниках данные эффекты до сих пор не были обнаружены.

В настоящем сообщении приведены результаты первого наблюдения проявления анизотропии эффективных масс СЭ в форме и интенсивности линии экситонной люминесценции, которая определяется кинетикой энергетического и пространственного распределения СЭ. В<sup>6</sup> показано, что поскольку экситоны, генерируемые светом у поверхности кристалла, за время жизни перераспределяются вглубь образца, то возникает уменьшение вклада в ЭЛ той части

экситонов, которые в большей степени удалены от поверхности кристалла. В результате изменение эффективной массы, с которой связана подвижность спинового экситона в направлении градиента его концентрации, совпадающего по направлению с нормалью  $\vec{n}$  к плоскости образца, может изменить как интенсивность, так и форму сигнала СЭЛ. Такие изменения  $M$  в магнитосмешанных полупроводниках легко достигаются при повороте  $\vec{H}$  относительно  $\vec{n}$ .

Эксперимент проводился на кристалле  $Zn_{0,99}Mn_{0,01}Se$  с кубической решеткой при  $T = 2K$ . Образец, помещенный внутрь сверхпроводящего соленоида с поперечным разрезом, возбуждался светом He - Cd-лазера с  $h\nu = 2,807$  эВ (мощность  $\leq 10$  мВт). Спектр экситонной люминесценции регистрировался для двух направлений магнитного поля: 1)  $\vec{H} \parallel \vec{n}$  и 2)  $\vec{H} \perp \vec{n}$ . При этом направления волновых векторов падающего  $\vec{k}$  и излучаемого  $\vec{k}' \simeq -\vec{k}$  света оставались нормальными к поверхности скола ( $\vec{k} \parallel \vec{n} \parallel [110]$ ), в то время как поляризации возбуждающего и регистрируемого света совпадали и отвечали  $\sigma^+$  и линейной поляризации  $\vec{E} \perp \vec{H}$  ( $\vec{E}$  - вектор электрической компоненты световой волны) в первом и втором случаях соответственно. Это обеспечило возможность возбуждать и регистрировать экситоны с проекцией суммарного спинового момента электрона и дырки на направление  $\vec{H}$   $n + p = 1$ , отвечающие нижней по энергии спин-экситонной компоненте  $n = -1/2$ ,  $p = 3/2$ . Таким образом в первом случае диффузия экситонов вглубь кристалла контролировалась эффективной массой  $M_{\parallel}$ , а во втором -  $M_{\perp}$ .

Спектр излучения, зарегистрированный в поле 26 кЭ по разному направлению по отношению к  $\vec{n}$ , представлен на рисунке. Интенсивности экситонной люминесценции, приведенные на рисунке, связаны для возможности сопоставления путем нормировки каждой из них к амплитудам излучения в соответствующих поляризациях и конфигурациях эксперимента для  $H = 0$ . При этом амплитуда излучения для  $\vec{H} \perp \vec{k}$  (кривая 2) дополнительно умножена на коэффициент  $r_{\perp} = 2$ , отражающий ожидаемое отношение интенсивностей в сильном поле к интенсивности в  $H = 0$  в условиях эксперимента с учетом соответствующих матричных элементов и факта полного перезаселения экситонов на нижайшее по энергии спиновое состояние. Видно, что при смене направления  $\vec{H}$  относительно  $\vec{n}$  изменение интенсивности значительно отличается от ожидавшегося множителя 2, а кроме того существенно меняется форма полосы. Так в случае  $\vec{H} \parallel \vec{n}$  максимальная нормированная к  $H = 0$  интенсивность превышает эту же величину для  $\vec{H} \perp \vec{n}$  практически в шесть раз, т. е. втрое сильнее, чем ожидалось.

Для описания полученных результатов учтем вклады нижней  $I_1(\epsilon)$  и верхней  $I_2(\epsilon)$  поляритонных ветвей в интенсивность  $\sigma^+$ -ЭЛ, отвечающей нижайшему спиновому экситону <sup>6</sup>:

$$I_i(\epsilon) = I_{1i}(\epsilon) + I_{2i}(\epsilon) = \frac{r_i \Phi_1(\epsilon)}{L_i \alpha_1(\epsilon) + 1} + I_2(\epsilon), \quad (1)$$

где индекс  $i = \parallel, \perp$  различает конфигурации  $\vec{H} \parallel \vec{n}$  и  $\vec{H} \perp \vec{n}$ ,  $r_{\parallel} = 1$ ,  $r_{\perp} = 2$ ,  $\Phi_1(\epsilon)$  - фактор, не зависящий от направления переноса энергии,  $\alpha_1(\epsilon)$  - коэффициент оптического поглощения,  $L_i$  - диффузионная длина спинового экситона, определяемая в направлении градиента концентрации СЭ ( $\parallel \vec{n} \parallel \vec{k}$ ). Низкоэнергетическую часть спектра описывает главным образом  $I_1(\epsilon)$ , в то время как в коротковолновое крыло вносят вклад обе поляритонные ветви. Таким образом интенсивность основного на рисунке максимума линии экситонной люминесценции приближенно определяется первым слагаемым в (1).

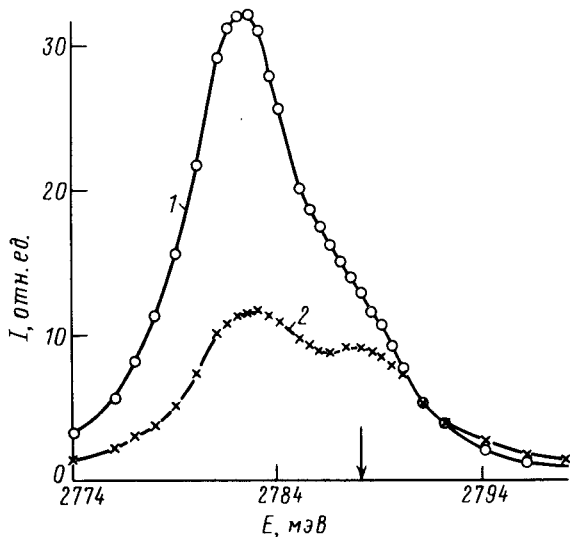


Рис. 1. Нормированные к амплитуде люминесценции в  $H = 0$  и соответствующих поляризациях спектры излучения в экситонной области для  $\vec{H} \parallel \vec{n}$  (1) и  $\vec{H} \perp \vec{n}$  (2) в поле  $H = 26$  кЭ при  $T = 2$  К. Кривая 2 умножена для удобства сравнения на множитель 2, обсужденный в тексте. Стрелкой показана энергия нижайшего  $\sigma^+$ -экситона, полученная из спектров отражения при том же поле и температуре

Это позволяет представить относительное изменение указанной интенсивности, связанное с изменением направления  $\vec{H}$ , в виде

$$\frac{I_{\parallel}(\epsilon_{m1})}{I_{\perp}(\epsilon_{m1})} \approx 2 \frac{1 + \xi(M_{\parallel}/M_{\perp})^{\gamma}}{1 + \xi}, \quad (2)$$

где параметр  $\xi = L_{\parallel}\alpha_1(\epsilon_{m1})$  определяется при энергии максимума ЭЛ  $\epsilon_{m1}$  в геометрии Фарадея ( $H \parallel n$ ), а  $\gamma$  определяется соотношением  $L_{\parallel}/L_{\perp} = (M_{\parallel}/M_{\perp})^{-\gamma}$  и меняется в пределах  $1 \div 1,5$  в зависимости от механизма рассеяния экситонов<sup>7</sup>. Видно, что отношение (2) заметно может превысить единицу, если  $\xi$  не слишком мало и  $M_{\parallel} > M_{\perp}$ . Для расчета  $M$  мы воспользовались формулами работы<sup>3</sup> и зонными параметрами чистого ZnSe:  $\gamma_1 = 3,77$ ;  $\gamma_2 = 1,24$ ;  $\gamma_3 = 1,67$ ;  $m_e = 0,14m_0$ . В результате вычислений  $M_{\parallel} = 1,69m_0$  и  $M_{\perp} = (0,32 \div 0,34)m_0$  удастся количественно описать экспериментально наблюдаемое отношение (2) ( $\approx 5,8$ ) при  $\gamma = 5/4$ ,  $\xi = 0,4$ . Данному значению  $\xi$  при  $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$  отвечают  $L_{\parallel} \approx 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  и  $L_{\perp} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , что по порядку величины согласуется с установленными в<sup>6,8</sup> значениями  $L$  для кристаллов, проявляющих в экситонной люминесценции дублетную структуру.

Появление высокоэнергетического горба на линии ЭЛ при переходе к  $\vec{H} \perp \vec{n}$  объясняется в рассматриваемой модели как результат относительного возрастания  $I_2(\epsilon)$  на фоне уменьшения парциального вклада  $I_{1\perp}(\epsilon)$  в (1) вследствие возросшей подвижности спинового экситона в направлении  $\vec{n} \perp \vec{H}$ . Данное объяснение вследствие того, что экситонное затухание велико (сравнимо либо больше продольно-поперечного расщепления) может быть не полным и природа двугорбости в ЭЛ согласно<sup>8</sup> может быть также связана с резонансной зависимостью  $\alpha_1(\epsilon)$  при  $L_i\alpha_i(\epsilon) > 1$  (эффект перепоглощения при эффективной диффузии). Заметим однако, что неоднозначность в интерпретации причины провала в ЭЛ не влияет на вывод о связи наблюдаемого эффекта в целом с анизотропией трансляционной массы экситона и не меняет оценок, сделанных на основе анализа низкоэнергетического максимума.

Отметим, что вообще говоря, глубина поглощения света в условиях нашего эксперимента увеличивается в поле  $H \perp K$  после того как активная в  $\sigma$ -свете высокоэнергетическая спинэкситонная компонента отщепляется на

энергию большую превышения энергии возбуждающего света над энергией экситона  $H = 0$ , что реализуется для  $H \geq 10$  кЭ. В отсутствие экситонной диффузии это обстоятельство никак не должно сказаться на интенсивности и форме люминесценции поскольку коэффициент поглощения для излучаемого из кристалла света меняется в той же мере, что и для поглощения при возбуждении. В условиях же наличия диффузии это обстоятельство в соответствии с (1) может лишь снижать в определенной мере обнаруженное проявление анизотропии трансляционных эффективных масс, поскольку уменьшает отношение диффузионной длины  $L$  к глубине поглощения  $\alpha^{-1}$ .

В заключение отметим, что изменение  $I(\epsilon)$  при переориентации  $\vec{H}$ , подобное описанному выше, наблюдалось не только при почти резонансном экситонном возбуждении, но и при возбуждении с  $h\nu = 3,397$  эВ, что значительно превосходит энергию спинового экситона. Это согласуется с общей схемой интерпретации, приведенной выше. Эффект однако был выражен слабее, чем при возбуждении с  $h\nu = 2,807$  эВ. Последнее обстоятельство должно анализироваться с учетом возможных процессов пространственного перераспределения экситонов при их энергетической релаксации.

- 
1. Рябченко С.М. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, 440.
  2. Рябченко С.М., Семенов Ю.Г. Кн. Спектроскопия кристаллов, Л., "Наука", 1983, с. 206.
  3. Семенов Ю.Г. ФТП, 1985, 19, 2047.
  4. Gaj J.A., Ginter M., Galazka R.R. Phys. stat. sol. b, 1978, 89, 655.
  5. Пекар С.И. Кристаллооптика и добавочные световые волны. Киев, "Наукова думка", 1982, 295 с.
  6. Травников В.В., Криволапчук В.В. ЖЭТФ, 1983, 85, 2087.
  7. Агранович В.М., Галанин М.Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М.: "Наука", 1978, с.383.
  8. Травников В.В., Криволапчук В.В. ФТТ, 1982, 24, 961.