

## ЭФФЕКТ ХАНЛЕ В АСИММЕТРИЧНОЙ ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ CdTe/CdMnTe

*Б.П.Захарченя, А.В.Кудинов, Ю.Г.Кусраев*  
*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН*  
*194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 10 января 1996 г.

Сообщается о наблюдении оптической ориентации экситонов и эффекта Ханле в асимметричной двойной квантовой яме CdTe/CdMnTe. Обсуждаются присущие квантовым ямам CdTe/CdMnTe особенности магнитной деполяризации излучения.

PACS 73.20.Dx

Возбуждение полупроводников циркулярно поляризованным светом может в определенных условиях приводить к ориентации спинов носителей и экситонов (оптическая ориентация). В свою очередь, при рекомбинации ориентированных по спину носителей излучение оказывается частично поляризованным. Измерение степени поляризации излучения и ее зависимости от поперечного магнитного поля (эффекта Ханле) позволяет измерять времена жизни и спиновой релаксации носителей вплоть до пикосекундного диапазона, исследовать тонкую структуру энергетических уровней в кристалле. Эффективность метода оптической ориентации продемонстрирована для обширного класса полупроводниковых материалов [1, 2].

Эффект оптической ориентации легко наблюдается в условиях непрерывного возбуждения тогда, когда время спиновой релаксации  $\tau_s$  не слишком мало по сравнению с временем жизни  $\tau$ . Однако такое соотношение времен выполняется далеко не всегда.

В настоящей работе представлены результаты исследования оптической ориентации экситонов в квантоворазмерных структурах CdTe/CdMnTe, в которых барьеры образованы типичным полумагнитным полупроводником CdMnTe. Подобные структуры интенсивно исследуются с начала 90-х годов, когда был достигнут решительный прогресс в технологии их получения. Сильный магнетизм барьеров позволяет наблюдать в этих структурах уникальные магнитооптические эффекты, такие как гигантское спиновое расщепление зонных и экситонных состояний, образование квазидвумерных магнитных поляронов, индуцированный магнитным полем переход тип I – тип II в сверхрешетках и так далее [3–5]. Все эти эффекты обусловлены обменным взаимодействием носителей заряда с магнитными ионами в барьере. В то же время именно сильное взаимодействие с магнитными ионами приводит к высокоэффективной спиновой релаксации носителей за счет их обменного рассеяния [6]. Релаксация спина, обусловленная этим механизмом, определяет малость  $\tau_s$ , поэтому возможность осуществить оптическую ориентацию зачастую проблематична.

В структурах с немагнитными квантовыми ямами и полумагнитными барьерами скорость обменного рассеяния на магнитных ионах высока в меру проникновения волновых функций носителей в барьеры. Поэтому ясно, что увеличение ширины квантовой ямы приведет к уменьшению скорости спиновой релаксации. В работе [7] было показано, что в ямах шириной  $L$  порядка

100 А времена обменного рассеяния уже оказываются сравнимыми с временем жизни экситонов.

Другая возможность создать благоприятные условия для наблюдения оптической ориентации состоит в том, чтобы уменьшить время жизни носителей, например в условиях резонансного комбинационного рассеяния или при создании искусственного оттока носителей из ямы.

Мы предприняли попытку реализовать оба эти подхода, выбрав в качестве объекта исследования туннельно-связанные квантовые ямы различной ширины (асимметричную двойную квантовую яму, АДКЯ). Невысокая скорость обменного рассеяния носителей в широкой яме и большая скорость ухода носителей из узкой ямы через туннельно-прозрачный барьер должны были обеспечить достаточную поляризацию носителей и экситонов как в широкой, так и в узкой ямах. Кроме того, АДКЯ с тонким промежуточным барьером оказалась удобным объектом для исследования комбинационного рассеяния света, поскольку из-за туннельного ухода носителей люминесценция из узкой ямы слаба и не мешает регистрировать сигнал комбинационного рассеяния.

Квантоворазмерные структуры  $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ,  $x = 0.18$ , были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках  $\text{InSb}$  ориентации (100). Каждая структура содержала две квантовые ямы шириной 40 и 80 А, разделенные барьером. Ширина промежуточного барьера составляла 25 А (структура I), 60 А (структура II) и 150 А (структура III). Образцы возбуждались перестраиваемым лазером на кристалле  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ . Магнитное поле до 6.5 Тл, направленное вдоль плоскости слоев, создавалось сверхпроводящим соленоидом. Степень циркулярной поляризации излучения измерялась с помощью фотоупругого модулятора поляризации и двухканальной схемы счета фотонов.

На рис.1 представлен спектр фотонной люминесценции структуры II при надбарьерном возбуждении фотонами с энергией  $\hbar\omega_{ex} = 1.96$  эВ. Линия с максимумом  $\hbar\omega = 1.708$  эВ соответствует рекомбинации экситонов в узкой яме, а линия с  $\hbar\omega = 1.636$  эВ – рекомбинации в широкой яме. Интенсивности этих линий относятся как 1:120; для сравнения укажем, что в структуре III это отношение равно 3:1, а в структуре I люминесценция из узкой ямы вовсе не наблюдается. Очевидно, что в структурах I и II промежуточный барьер туннельно прозрачен.

Точками на рис.1 изображен спектр излучения при квазирезонансном возбуждении экситонов в узкой яме. Наблюдаемый в этом случае спектр формируется за счет аннигиляции экситонов с испусканием акустических (крыло) и оптических (узкая линия) фононов, а также за счет туннельного переноса с последующей рекомбинацией в широкой яме (линия 1.636 эВ). Процессы с испусканием фононов можно трактовать как резонансное комбинационное рассеяние [8].

Оптическую ориентацию экситонов в широкой (80 А) яме удалось наблюдать только при возбуждении, близком к резонансному. С ростом энергии квантов возбуждающего света сигнал поляризации быстро пропадает [9]. На рис.2 показана зависимость степени циркулярной поляризации излучения  $\rho$  от поперечного магнитного поля  $H$ . Из рисунка видно, что простейший случай лоренцевской кривой  $\rho(H)$  не реализуется. Аналогичная зависимость наблюдалась ранее в сверхрешетках  $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$  [10]. В работе [9] указывалось, что наблюдаемое поведение  $\rho(H)$  можно объяснить отдельной деполаризацией

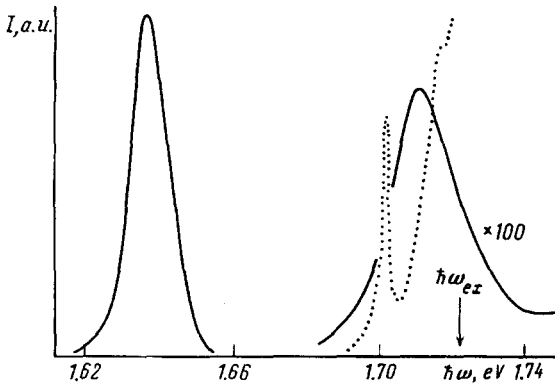


Рис.1. Спектры излучения структуры II при надбарьерном возбуждении ( $\hbar\omega_{ex} = 1.96$  эВ, сплошная кривая) и при резонансном возбуждении экситонов в узкой яме ( $\hbar\omega_{ex} = 1.722$  эВ, пунктирная кривая);  $T = 2$  К

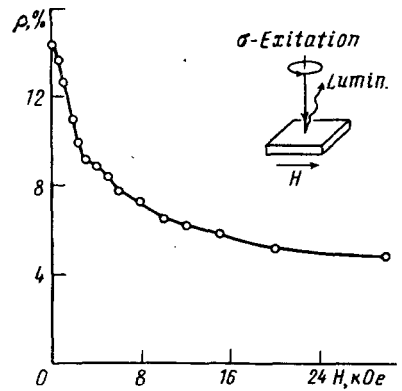


Рис.2. Зависимость степени циркулярной поляризации экситонного излучения от поперечного магнитного поля в структуре I;  $T = 2$  К. На вставке изображена геометрия эксперимента

электронов (в области слабых полей  $H < 5$  кЭ) и дырок (в области сильных полей  $H > 5$  кЭ).

Легко показать, что при  $\rho_e \cdot \rho_h \ll 1$  поляризация экситонного излучения может быть представлена в виде суммы вкладов электронов  $\rho_e$  и дырок  $\rho_h$ :  $\rho = \rho_e + \rho_h$ . Оказалось, что электронный вклад в  $\rho(H)$  можно хорошо описать классической лоренцевской зависимостью (рис.3):

$$\rho_e(H) = \frac{\rho_e(0)}{1 + (\Omega T_s)^2}. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_e(0) = \tau_s / (\tau + \tau_s) = \tau_s / T_s$ ;  $\tau$ ,  $\tau_s$  и  $T_s$  – времена жизни экситона, спиновой релаксации и жизни спина соответственно,  $\Omega = \mu_B g^* H / \hbar$ ,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g^*$  – эффективный  $g$ -фактор электрона<sup>1</sup>). Теперь, измерив  $\rho_e(0)$  и полуширину кривой Ханле  $H_{1/2} = \hbar / \mu_B g^* T_s$ , можно определить времена  $\tau$  и  $\tau_s$ . Величину  $g^*$  мы извлекли из данных по расщеплению экситонных состояний в продольном магнитном поле (структура I, [11]), считая, что вклады электронов и дырок в расщепление соотносятся как соответствующие обменные константы,  $\alpha/\beta = 1/4$ , и что  $g$ -фактор электрона в  $s$ -зоне изотропен. Определенные таким образом времена  $\tau$  и  $\tau_s$  составили примерно 50 и 5 пс. Однако непосредственные измерения времени жизни экситонов в близких по параметрам квантовых ямах методом спектроскопии с временным разрешением [11, 12] дают значения  $\tau$  в диапазоне 200–400 пс, то есть заметно больше найденного нами. Это весьма существенное расхождение может быть интерпретировано двояким образом. Во-первых, времена жизни экситонов, формирующих коротковолновый край и область максимума спектра излучения, могут быть

<sup>1</sup>) Прецессия неравновесного электронного спина происходит в суммарном поле: внешнее поле + обменное поле магнитных ионов, причем, в интересующем нас диапазоне полей до 20 кЭ связь между обменным и внешним полями линейна. Это позволяет учесть обменное поле путем перенормировки электронного  $g$ -фактора.

различными, если время жизни "коротковолновых" экситонов определяется их энергетической релаксацией, то есть если за коротковолновый край спектра ответственны нетермализованные экситоны. Как аргумент в пользу такой трактовки можно рассматривать спад поляризации люминесценции по мере удаления от лазерной линии [9]. При этом важно, что время спиновой релаксации мало по сравнению с временем жизни экситона, так что изменение  $\tau$  не приведет к сколько-нибудь заметному изменению  $T$ , и полуширина кривой Ханле не будет зависеть от длины волны регистрации (что и наблюдается экспериментально). Во-вторых, серьезное влияние на деполяризацию может оказывать электрон-дырочное обменное взаимодействие в экситоне [13]. Предварительный анализ механизма деполяризации при учете электрон-дырочного обмена показал, что в некоторых предельных случаях кривые деполяризации имеют, как и (1), лоренцевский характер, но полуширина их зависит от обменной константы  $\Delta_{e-h}$ . Если реализуется этот механизм, то проведенное нами выше определение времен  $\tau$  и  $\tau_s$ , неправомерно.

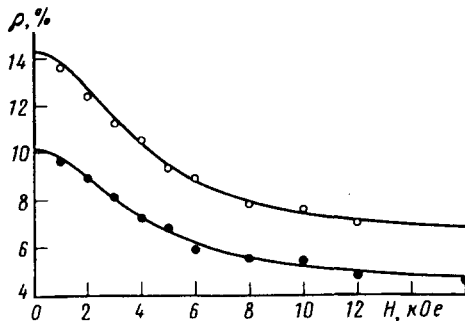


Рис.3. Кривые магнитной деполяризации экситонного излучения из широкой ямы (структура II) для  $\hbar\omega_{ex} = 1.627$  эВ и двух энергий квантов регистрируемого света:  $\hbar\omega$ .  $\circ$  -  $\hbar\omega = 1.625$  эВ,  $\bullet$  -  $\hbar\omega = 1.623$  эВ, кривые - расчет с параметрами  $H_{exch} = 4$  кЭ,  $\rho_c(0) = 8.0\%$ ,  $\rho_h = 6.3\%$  (верхняя кривая) и  $\rho_c(0) = 5.7\%$ ,  $\rho_h = 4.4\%$  (нижняя кривая)

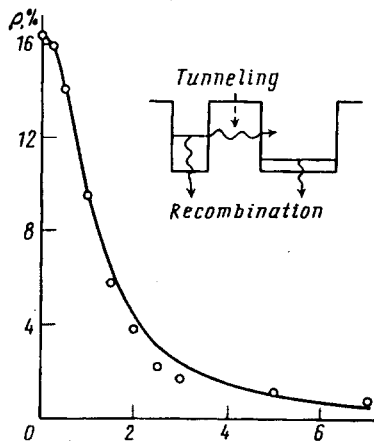


Рис.4. Кривая Ханле для узкой ямы (структура II) при резонансном возбуждении экситонов,  $T = 2$  К. На вставке показаны возможные каналы ухода экситонов из ямы

Перейдем теперь к обсуждению результатов по оптической ориентации в узкой яме. При резонансном возбуждении узкой ямы в структуре II (см. рис.1) циркулярно поляризованным светом излучение на LO-линии также циркулярно поляризовано ( $\rho \cong 15\%$ ), в то время как остальная часть спектра поляризована слабее ( $\rho \leq 4\%$ ). Учитывая, что ожидаемая эффективность спиновой релаксации в узкой яме велика, наблюдаемую в эксперименте сравнительно высокую степень поляризации можно объяснить уменьшением времени жизни в узкой яме за счет туннельного ухода носителей из ямы или за счет быстроты процесса комбинационного рассеяния. Магнитная деполяризация излучения (рис.4) хорошо аппроксимируется лоренцевской зависимостью с полушириной

около  $1\text{кЭ}$ . В отличие от широкой ямы, здесь нет дырочного вклада в поляризацию. Времена  $\tau$  и  $\tau_s$ , определенные из этих измерений с помощью (1), составили 40 и 4 пс.

Таким образом, в работе исследованы оптическая ориентация и эффект Ханле в АДКЯ с полумагнитными барьерами. Выяснено, что участки кривых Ханле, соответствующие спиновой деполяризации электронов, хорошо описываются зависимостями лоренцевского типа. В то же время найденные методом оптической ориентации значения времен жизни экситонов существенно отличаются от определенных ранее. Причиной этого расхождения может быть неоднородность времени жизни по контуру излучения или неприменимость стандартной процедуры определения времен из-за существенного влияния электрон-дырочного обмена на эффект Ханле.

Авторы признательны Б.Ланну и Д.Ашенфорду<sup>2)</sup> за предоставление структуры CdTe/CdMnTe. Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 95-02-04102. Работа А.Кудинова была поддержана грантом INTAS 93-2492, присужденным в рамках исследовательской программы Международного центра фундаментальной физики в Москве.

1. *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П.Захарчеви и Ф.Майера, Л.: Наука, 1989.
2. C.Weisbuch, in *Semiconductors and Semimetals* **24**, 1 (1988).
3. *Diluted Magnetic Semiconductors*, Ed. J.K.Furdyna and J.Kossut in *Semiconductors and Semimetals*, ed. R.K.Willardson and A.C.Beer, **25**, Academic Press, New York, 1988.
4. D.R.Yakovlev, W.Ossau, G.Landwehr et al., *Solid State Commun.* **82**, 29 (1992).
5. X.Liu, A.Petrou, J.Warnock et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2280 (1989).
6. M.R.Freeman, D.D.Awshalom, J.M.Hong, and I.L.Chang, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2430 (1990).
7. G.Bastard and L.L.Chang, *Phys. Rev. B* **41**, 7899 (1990).
8. С.А.Пермогоров, в сб. *Экситоны*, под ред. Э.И.Рашба и М.Д.Стерджа, М.: Наука, 1985, с.120.
9. Yu.G.Kusrayev, A.V.Koudinov, B.P.Zakharchenya et al., *Solid State Commun.* **95**, 149 (1995).
10. I.N.Uraltsev, E.L.Ivchenko, P.S.Kopev et al., *Phys. Stat. Solidi (b)* **150**, 673 (1988).
11. W.Heimbrodt, O.Goede, Th.Kopp et al., *J. Crystal Growth* **117**, 859 (1992).
12. Th.Pier, В.Ненninger, S.Abdallah et al., *Mater. Sci. Forum* **182-184**, 759 (1995).
13. Е.Ф.Гросс, А.И.Екимов, Б.С.Разбирин, В.И.Сафаров, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 108 (1971).

---

<sup>2)</sup>B.Lunn, D.E.Ashenford, University of Hull, Hull, UK.