

СПЕКТРОСКОПИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МАГНИТООТРАЖЕНИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ И НЕЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ A_2B_6

А.В.Платонов⁺¹⁾, В.П.Кочерешко⁺, Д.Р.Яковлев^{++}, В.Oссай^{*2)},*
*А.Вааг^{*2)}, Г.Ландвер^{*2)}, Ф.Бассани^{□2)}, Р.Т.Кокс^{□2)}*

⁺Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*}*Physicalisches Institut der Universität Würzburg,
Würzburg, Germany*

[□]*Laboratoire de Spectrometrie Physique et CENG/CEA
Grenoble, France*

Поступила в редакцию 19 ноября 1996 г.

Разработан метод регистрации и анализа спектров дифференциального магнитоотражения (магнитопропускания) от полупроводниковых структур с квантовыми ямами. Этим методом определены величины g -фактора экситона в полумагнитных CdTe/(Cd,Mn)Te гетероструктурах с квантовыми ямами. В немагнитных структурах с квантовыми ямами, содержащих двумерный электронный газ, обнаружена зависимость экситонного затухания от спинового состояния экситона. Эффект объясняется обменным вкладом в процессы экситон-электронного рассеяния.

PACS: 73.20.Dx

1. Спектроскопия отражения успешно используется для исследования и характеризации полупроводниковых гетероструктур, квантовых ям, сверхрешеток и квантовых нитей. Данный метод позволяет определить экситонные параметры (резонансную частоту, силу осциллятора и затухание экситона) [1], их зависимость от вида и типа исследуемой гетероструктуры [2] и изменение этих параметров при внешних воздействиях [3].

Однако обработка спектров отражения от квантовых ям (КЯ) бывает осложнена сильным фоновым отражением от поверхности образца, маскирующим сигнал от КЯ. Один из способов решения этой проблемы состоит в использовании эффекта Брюстера, когда спектр снимается при наклонном падении света на образец под углом, близким к углу Брюстера, и тем самым поверхностное отражение минимизируется [1]. Распространены также и модуляционные методики, для которых измеряемой величиной является производная спектра по какому-либо экситонному параметру: электроотражение, фотоотражение, пьезоотражение, термоотражение и т.д. [4]. Все эти методы требуют специально подготовленных образцов: легирования подложки и изготовления контактов, встроенного электрического или пьезоэлектрического поля и тому подобного. Кроме технологических трудностей такой подготовки, для многих структур сделать это оказывается практически невозможным.

Использование магнитного поля для модуляции спектров позволяет избежать проблем, связанных с выбором и подготовкой образцов. Такая возможность была успешно использована рядом исследователей [5, 6], но в этих же работах указаны и трудности такого подхода. В традиционных модуляционных методиках необходимо изменять величину возмущения с достаточно большой

¹⁾e-mail: platon@semimag.ioffe.rssi.ru

²⁾W.Ossau, A.Waag, G.Landwehr, F.Bassani, R.T.Cox

амплитудой и частотой, что для магнитного поля затруднительно ввиду высокой инерционности систем, создающих это поле.

В данной работе предложен метод измерения и анализа спектров дифференциального магнитоотражения в котором модулируется не внешнее возмущение, а поляризация регистрируемого сигнала во внешнем магнитном поле, то есть измеряется спектр степени циркулярной поляризации отраженного света $P_{circ} = (R_{\sigma+} - R_{\sigma-})/(R_{\sigma+} + R_{\sigma-})$, где коэффициенты отражения света в σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях.

2. В постоянном магнитном поле основное состояние оптически активного экситона с тяжелой дыркой $e1 - hh1$ ($1S$) в КЯ расщепляется на два зеемановских подуровня с $J = \pm 1$. Каждый из них может взаимодействовать только с электромагнитной волной, соответствующей циркулярной поляризации, правой или левой. В этом случае циркулярно поляризованный компонента коэффициента отражения содержит вклад только от одного из подуровней и характеризуется собственным набором экситонных параметров, вообще говоря, отличным от соответствующего набора для второго зеемановского подуровня.

Если экситонные параметры для двух поляризаций различаются слабо, то в линейном по изменению параметров ($\Delta\omega_0$, $\Delta\Gamma$ и $\Delta\Omega_{LT}$) приближении сигнал поляризации отражения можно представить в виде

$$P_{circ} = \frac{R_{\sigma+} - R_{\sigma-}}{R_{\sigma+} + R_{\sigma-}} = \frac{\Delta R_{\pm}}{2R} = \frac{1}{2R} \left(\frac{\partial R}{\partial \Gamma_0} \Delta\omega_0 + \frac{\partial R}{\partial \Gamma} \Delta\Gamma + \frac{\partial R}{\partial \omega_{LT}} \Delta\omega_{LT} \right). \quad (1)$$

Эта формула вместе с выражением для коэффициента отражения света от структуры с КЯ [1]

$$R = R_b \left\{ 1 + \frac{4n \sin \delta}{n^2 - 1} \frac{\omega_{LT}}{\Gamma} \frac{\sin \Phi + x \cos \Phi}{x^2 + 1} \right\}, \quad x = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma} \quad (2)$$

может быть использована для численного анализа спектров дифференциального магнитоотражения. В (2) R_b – коэффициент отражения света от поверхности структуры, n – фоновый показатель преломления света, $\delta = KL_z$ – набег фазы световой волны при прохождении КЯ, $K = (\omega/c)n$ – волновой вектор света, L_z – ширина квантовой ямы, $\Phi = 2Kd$ – набег фазы световой волны при прохождении пути от поверхности структуры до квантовой ямы и обратно, d – толщина слоя структуры от поверхности до КЯ; ω_0 – резонансная частота перехода, ω_{LT} – продольно-поперечное расщепление, Γ – затухание – параметры, описывающие экситонный вклад в сигнал отражения.

Характерный вид контуров отражения и дифференциального отражения при изменении ω_0 , ω_{LT} или Γ для $\Phi = \pi$ и $\Phi = \pi/2$, рассчитанный по формулам (1)–(2), представлен на рис.1. Видно сильное различие в форме дифференциальных контуров при изменении различных параметров. Это дает возможность различать вклады в измеренный дифференциальный спектр от каждого из членов в правой части (1) и тем самым уменьшить число подгоночных параметров при анализе спектров.

Для надежного определения экситонных параметров не всегда достаточно только обычного спектра отражения. Дифференциальный спектр позволяет повысить точность определения экситонных параметров, описывающих спектр отражения, что особенно важно для слабых резонансов, а также определить дополнительные параметры, например, величину g -фактора экситона, описывающие спектр производной коэффициента отражения. Если магнитное поле приводит только к зеемановскому расщеплению экситонных уровней и не влияет на другие экситонные параметры, то сигнал дифференциального магнитоотражения P_{circ} оказывается пропорциональным величине зеемановского

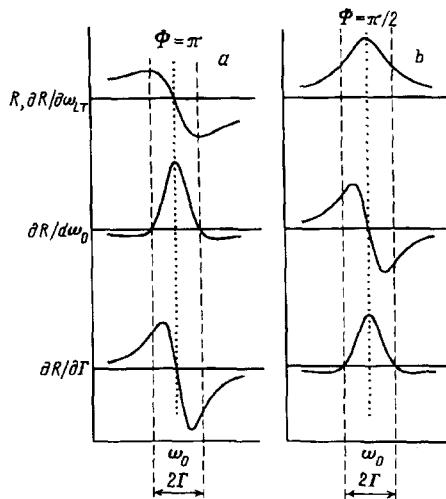


Рис.1. Форма контура экситонного отражения и дифференциального магнитоотражения, рассчитанная по формулам (1), (2) в предположении, что доминирует вклад только одного из слагаемых в (1) при двух величинах набега фазы Φ

расщепления экситона $\Delta\omega_0 = \mu g H$ (где μ – магнетон Бора, g – эффективный g -фактор экситона) и тем самым величине его g -фактора. Это позволяет измерять величину g -фактора экситона, измеряя амплитуду сигнала дифференциального магнитоотражения P_{circ} .

Выражение (1) справедливо также для коэффициента пропускания, то есть метод может быть использован для исследования спектров дифференциального магнитопропускания.

3. Измерения проводились в стеклянном гелиевом криостате при температурах 1.6 и 4.2 К, магнитное поле (до 4.5 Тл) создавалось сверхпроводящим соленоидом, в центре которого располагался образец. Неполяризованный свет от галогенной лампы КГМ-12-100 после отражения под нормалью от поверхности образца попадал на кварцевый модулятор, работающий в режиме пластиинки $\lambda/2$ с частотой переключения 50 кГц, позади которого находился линейный поляризатор. Регистрация сигнала проводилась в режиме счета фотонов по двухканальной схеме [7]. Уровень шумов сигнала поляризации определяется флуктуациями числа фотонов и равен $1/\sqrt{N} \approx 0.3\%$ при характеристическом числе регистрируемых фотонов $\approx 10^5$ шт/с. Это позволяло измерять степень поляризации P_{circ} с точностью до 0.1%.

Для исследований использовались полумагнитные CdTe/Cd_{0.9}Mn_{0.1}Te и немагнитные CdTe/Cd_{0.85}Zn_{0.15}Te структуры с квантовыми ямами и сверхрешетки. Образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на нелегированных подложках Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te. В структурах на основе Cd/TeCd_{0.85}Zn_{0.15}Te энергия экситонного резонанса в КЯ лежит ниже ширины запрещенной зоны подложки, что позволяло исследовать спектры пропускания в этих структурах.

4. На рис.2 приведены экспериментальные спектры отражения и дифференциального магнитоотражения от структуры с одиночной КЯ CdTe/Cd_{0.9}Mn_{0.1}Te шириной 60 Å в окрестности резонанса тяжелого экситона $e1 - hh1$ в КЯ. Сравнивая этот спектр с модельными спектрами на рис.1 ($\Phi = \pi$), можно заключить, что основной вклад в дифференциальный спектр, как и следовало ожидать для полумагнитных структур, связан с зеемановским расщеплением экситонных уровней. На рис.2 приведены подгоночные кривые, при построении которых использовались выражения (1), (2) с параметрами $\omega_0 = 1.646$ эВ, $\omega_{LT} = 1.7$ мэВ, $\Gamma = 1.05$ мэВ. Хорошее качество исходного спектра позво-

ляет определить все экситонные параметры (ω_0 , ω_{LT} и Γ) и использовать дифференциальный спектр только для определения эффективного g -фактора экситона. На рис.3 приведены зависимости величины расщепления от магнитного поля для набора полумагнитных квантовых ям различной ширины. Для всех квантовых ям в представлении области магнитных полей эта зависимость близка к линейной, а ее наклон определяет величину эффективного g -фактора экситона. Данные по найденным экситонным параметрам и g -факторам собраны в таблице. Гигантские величины g -фактора экситона в полумагнитных гетероструктурах обусловлены обменным усилением зеемановского расщепления в магнитных полупроводниках [8]. Возрастание величины эффективного g -фактора при уменьшении ширины КЯ (см. таблицу) связано с большим проникновением волновых функций носителей в полумагнитные барьеры в узких КЯ. Эти методом можно измерять величины g -факторов экситона не только в полумагнитных, но и в немагнитных гетероструктурах, например GaAs/GaAlAs или CdTe/CdZnTe. Действительно, величина сигнала $P_{circ}(\omega_{LT}/\Gamma)g$; таким образом, можно получить заметный сигнал дифференциального магнитоотражения как за счет большой величины g -фактора, так и за счет большой силы осциллятора или малого затухания экситона.

Экситонные параметры в CdTe/Cd_{0.9}Mn_{0.1}Te структурах с КЯ

КЯ, Å	ω_0 , эВ	ω_{LT} , мэВ	Γ , мэВ	g
32	1.677	5.5	3.1	218
60	1.646	1.7	1.05	69
80	1.624	1.2	0.8	57

5. Предлагаемый метод позволяет измерять не только величину g -фактора экситона, определяющую изменение резонансных частот, но также и другие экситонные параметры и их изменение в магнитном поле ($\Delta\omega_{LT}$, $\Delta\Gamma$). Такая задача возникает при исследовании спектров пропускания и отражения структур с КЯ, содержащих двумерный электронный газ (2DEG). Мы исследовали модулированно легированные структуры с квантовыми ямами CdTe/Cd_{0.85}Zn_{0.15}Te. Структуры состояли из 10-ти КЯ CdTe шириной 100 Å, разделенных барьерами Cd_{0.85}Zn_{0.15}Te шириной 450 Å. Центр каждого из барьеров легировался донорами (In) для получения концентрации электронов $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в каждой КЯ.

Спектр пропускания в магнитном поле такой структуры в области экситонного резонанса представлен на рис.4а в двух противоположных циркулярных поляризациях σ^+ и σ^- . В спектре наблюдаются две линии поглощения, связанные с возбуждением тяжелого экситона ($e1 - hh1$) с энергией 1.606 эВ и с оптическими переходами в состояние отрицательно заряженного экситона (триона), представляющего собой связанное состояние экситона и одного дополнительного электрона с энергией связи порядка 3 мэВ [9] (X^- на рис.4). Переходы с возбуждением триона наблюдаются только в одной из поляризаций $-\sigma^-$. Это связано с тем, что для триона связанное состояние существует только для синглета, когда два электрона в трионе имеют противоположно направленный спин [9]. В достаточно сильном магнитном поле, когда все дополнительные электроны заселяют только нижний зеемановский подуровень, это приводит к сильной поляризации линии поглощения триона.

Обращает на себя внимание тот факт, что форма контура экситонного поглощения не вполне одинакова для двух циркулярных поляризаций. Однако ввиду слабого различия этих контуров надежно установить различие

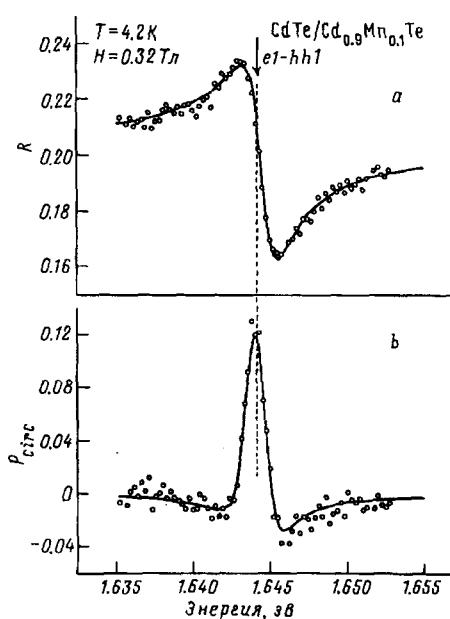


Рис.2. Спектры отражения (а) и дифференциального магнитоотражения (б) от структуры с одиночной квантовой ямой CdTe/Cd_{0.9}Mn_{0.1}Te толщиной 60 Å в области экситонного резонанса в магнитном поле $H = 0.32$ Тл. Точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет

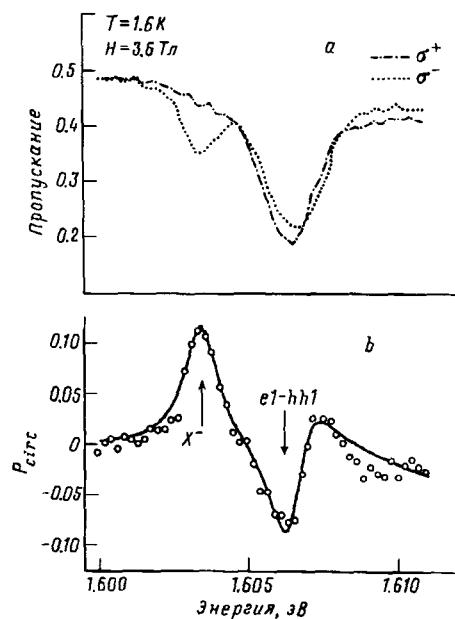


Рис.4. а) Спектры пропускания структуры с квантовыми ямами CdTe/Cd_{0.85}Zn_{0.15}Te в области экситонного резонанса в магнитном поле $H = 3.6$ Тл для двух циркулярных поляризаций σ^+ и σ^- . б) Спектр дифференциального магнитопропускания этой структуры. Кружки – эксперимент, сплошная кривая – расчет

экситонных параметров из анализа этих двух спектров не удается. Это легко сделать, анализируя спектры дифференциального магнитопропускания. На рис.4б представлен спектр дифференциального магнитопропускания в окрестности экситонного резонанса в КЯ, снятый в магнитном поле $H = 3.6$ Тл. Сигнал в области 1.603 эВ, очевидно, связан с поляризацией линии поглощения триона, заметной на обычном спектре рис.4а. Анализируя сигнал в области линии поглощения экситона, можно прийти к выводу, что он связан с различием величины экситонного затухания Γ для двух поляризаций σ^+ и σ^- . Сплошной кривой на рис.4б показан результат подгонки экспериментального спектра и расчетного с параметрами: $\omega_0 = 1.606$ эВ, $\Gamma = 0.92$ мэВ, $\omega_{LT} = 0.45$ мэВ, в σ^+ ;

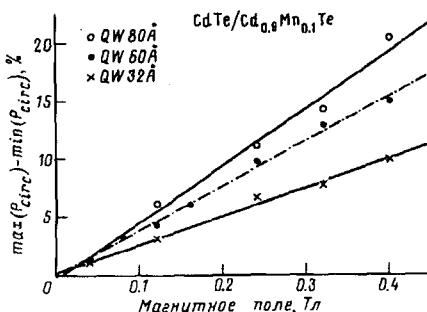


Рис.3. Амплитуда контура дифференциального магнитоотражения в зависимости от величины внешнего магнитного поля для полумагнитных структур с квантовыми ямами различной ширины (амплитуда контура $\max(P_{\text{circ}}) - \min(P_{\text{circ}})$ пропорциональна величине зеемановского расщепления экситонного резонанса

$\omega_0 = 1.606$ эВ, $\Gamma = 1.04$ мэВ, $\omega_{LT} = 0.45$ мэВ в σ^- для экситона и $\omega_0 = 1.603$ эВ, $\Gamma = 0.7$ мэВ, $\omega_{LT} = 0.09$ мэВ и σ^- для триона, в σ^+ -поляризации в магнитном поле трион не наблюдается. Таким образом, результат анализа показывает, что в структурах с квантовыми ямами, содержащих двумерный электронный газ малой плотности, затухание экситона в магнитном поле зависит от его спинового состояния. В то же время остальные экситонные параметры заметно не меняются в исследованном интервале магнитных полей. Различие экситонного затухания в двух поляризациях растет с магнитным полем, выходя на насыщение в полях порядка 2 Тл. Предельная величина этого различия в наших структурах составляет 0.23 мэВ.

Мы связываем наблюдаемую зависимость экситонного затухания от спина экситона с процессами обменного рассеяния экситона на электронах. Действительно, при наличии 2DEG естественно считать, что заметная часть экситонного затухания γ связана с рассеянием экситона на электронах из 2DEG. Прямые процессы при таком рассеянии не обладают спиновой зависимостью, в то же время обменные процессы, когда экситон обменивается электроном с 2DEG, зависят от спина экситона. В магнитном поле, когда электроны в 2DEG полностью поляризованы по спину, обменный вклад в рассеяние существен только для тех экситонов, которые содержат электрон, ориентированный по спину противоположно электронам в 2DEG.

6. Таким образом, в работе предложен метод дифференциального магнитоотражения (магнитопропускания) для исследования полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами. Этим методом измерены величины g -факторов экситонов в квантовых ямах с полумагнитными барьерами на основе CdTe/CdMnTe. Обнаружено, что экситонное затухание в КЯ, содержащих 2DEG малой плотности, во внешнем магнитном поле зависит от спинового состояния экситона. Эта зависимость связывается с вкладом обменных процессов в экситон-электронное рассеяние. Принимая во внимание, что в исследованных структурах неоднородная ширина линии экситонного поглощения порядка однородной, наблюдаемое различие экситонного затухания в 20% указывает на то, что вклад обменных процессов в экситон-электронное рассеяние сравним со вкладом прямых процессов.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (грант 95-02-04061а), INTAS (грант 93-3657), Ext и Volkswagen Stiftung за частичную финансовую поддержку работы, а также Е.Л.Ивченко за полезные обсуждения.

1. Е.Л.Ивченко, П.С.Копьев, В.П.Кочерешко и др., ФТП **22**, 784 (1988); E.L.Ivchenko, G.E.Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena*, Springer Series in Solid State Sciences, vol.110, Springer-Verlag, 1995.
2. E.L.Ivchenko, V.P.Kochereshko, P.S.Kop'ev et al., Solid State Commun. **70**, 529 (1989); I.L.Aleiner, E.L.Ivchenko, V.P.Kochereshko et al., Superlattices and Microstructures **13**, 237 (1993).
3. Е.В.Гончарова, В.П.Кочерешко, М.А.Якобсон и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 879 (1995).
4. M.Cardon, *Modulation Spectroscopy*, Suppl. 11 of Solid State Physics, Eds. by Seitz, D.Turnbull, and H.Ehrenreich, Academic Press, N.-Y., 1969; M.Кардона, *Модуляционная спектроскопия*, М.: Мир, 1972.
5. Р.П.Сейсян, *Спектроскопия диамагнитных экситонов*, М.: Наука, 1984.
6. E.Oh, R.G.Alonso, and A.K.Ramdas, Solid State Commun. **82**, 969 (1992).
7. А.П.Балацюк, В.А.Новиков, В.Г.Флейшер, ПТЭ **1**, 171 (1976).
8. J.A.Gay, R.Planell, and G.Fishman, Solid State Commun. **29**, 435 (1979).
9. K.Kheng, R.T.Cox, Y.Merle d'Aubigne et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1752 (1993).