

Научное направление конференции: **Физика квантовых структур**

## **Измерение времени жизни экситона в двойной полумагнитной квантовой яме с помощью магнитооптического эффекта Керра**

Г.Р. Дейсадзе<sup>1</sup>, М.М. Афанасьев<sup>1</sup>, Б.Ф. Грибакин<sup>2</sup>, К.В. Кавокин<sup>2</sup>, Ю.Г. Кусраев<sup>1</sup>,  
В.К. Калевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: kalevich@solid.ioffe.ru

### **Аннотация**

Магнитооптический эффект Керра, возникающий в слабом переменном магнитном поле в геометрии Фарадея, использован для измерения радиационного  $\Gamma_0$  и нерадиационного  $\Gamma$  уширения экситонного резонанса в полумагнитной квантовой яме  $\text{Cd}_{0.984}\text{Mn}_{0.016}\text{Te}$ , отделенной от более широкой немагнитной ямы  $\text{CdTe}$  туннельно прозрачным барьером. Измеренные значения, выраженные в энергетических единицах, составили  $\hbar\Gamma_0 \approx 114$   $\mu\text{eV}$  и  $\hbar\Gamma \approx 4.6$   $\text{meV}$ . Большому значению  $\Gamma$  соответствует туннелирование носителей заряда из узкой ямы за время короче 0.1 ps.

**Ключевые слова:** полумагнитные полупроводниковые наноструктуры, магнитооптический эффект Керра.

Экситонные эффекты оказывают существенное влияние на оптические свойства квантоворазмерных полупроводниковых структур и должны учитываться при проектировании перспективных устройств оптоэлектроники. Теория экситонных вкладов в спектры поглощения, отражения и фотолюминесценции [1], ключевыми параметрами которой являются радиационное,  $\hbar\Gamma_0$ , и нерадиационное,  $\hbar\Gamma$ , уширения экситонной

линии, хорошо развита и подтверждается многочисленными экспериментами [1-5]. В то же время, экспериментальное определение ключевых параметров экситонных резонансов в конкретных структурах может сталкиваться со значительными трудностями. В частности, в двойных квантовых ямах (КЯ), разделенных тонким барьером, туннелирование фотовозбужденных носителей из узкой ямы в широкую может приводить к существенному сокращению времени жизни экситонов [6] и уширению экситонного резонанса в узкой яме, что затрудняет использование стандартных методов спектроскопии люминесценции и отражения.

Настоящая работа посвящена измерению величин  $\hbar\Gamma_0$  и  $\hbar\Gamma$  в узкой (8 nm) квантовой яме из  $\text{Cd}_{0.984}\text{Mn}_{0.016}\text{Te}$ , отделенной от более широкой (20 nm) ямы из  $\text{CdTe}$  туннельно-прозрачным (1.6 nm) барьером из  $\text{Cd}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{Te}$ . Структура выращена методом МЛЭ на (100)-подложке из GaAs. Буферный слой из  $\text{Cd}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{Te}$  толщиной  $\approx 4 \mu\text{m}$ , отделяет широкую яму от подложки. Узкая яма, и, следовательно, вся структура прикрыта слоем  $\text{Cd}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{Te}$  толщиной 50 nm.

Недавние исследования спектров экситонного отражения в изолированных (одиночных) КЯ  $\text{A}_2\text{B}_6$  показали, что радиационное уширение  $\hbar\Gamma_0$  практически не зависит от ширины ямы и составляет несколько десятков  $\mu\text{eV}$ , см., например, данные для КЯ  $\text{CdTe}/\text{CdZnTe}$  в [5]. Величина нерадиационного уширения  $\hbar\Gamma$  может меняться в широких пределах в зависимости от условий эксперимента. Так, экситонное рассеяние, связанное с резервуаром темных экситонов, сопровождается увеличением  $\hbar\Gamma$  до нескольких сотен  $\mu\text{eV}$  [5]. Можно предположить, что в двойной КЯ этот эффект существенно ослабляется для экситонов в узкой яме за счет их ухода в широкую яму. С другой стороны, само по себе туннелирование в широкую яму должно приводить к увеличению  $\hbar\Gamma$  за счет сокращения эффективного времени жизни экситонов. При этом радиационное уширение  $\hbar\Gamma_0$  не должно существенно меняться.

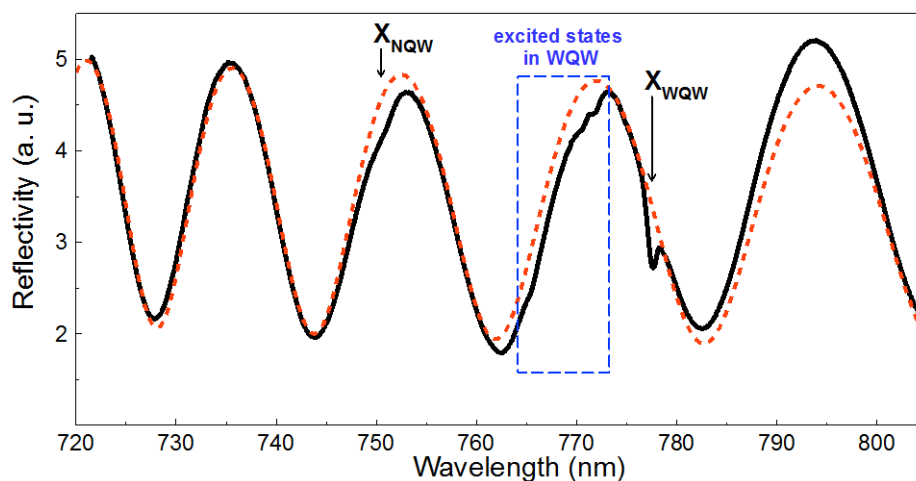


Рис. 1. Спектр отражения исследованной структуры, измеренный в нулевом магнитном поле при температуре  $T = 6$  К (сплошная линия). Вертикальные стрелки показывают резонансные длины волн для экситонов  $X_{WQW}$  и  $X_{NQW}$  в широкой и узкой ямах, штриховой прямоугольник показывает область возбужденных состояний в широкой яме. В качестве источника света использовалась лампа накаливания. Штриховая кривая представляет спектр отражения, рассчитанный по формуле (3) с учетом зависимости показателя преломления в эпитаксиальном слое  $Cd_{0.88}Mg_{0.12}Te$  от длины волны.

Экспериментально проверить эти предположения, применив обычно используемые для этой цели методы, основанные на измерении ширины экситонной линии в спектрах фотолюминесценции или пропускания, оказалось невозможным. Дело в том, что фотолюминесценция из узкой ямы не наблюдается вследствие быстрого туннелирования фотовозбужденных носителей заряда в широкую яму. Исследованная структура выращена на подложке из GaAs, поэтому она является непрозрачной для длин волн в области экситонного резонанса в узкой яме. Использовать стандартный метод отражения излучения лампы накаливания также оказалось затруднительным, поскольку экситонный резонанс в узкой яме сильно уширен за счет короткого времени жизни экситонов, а спектр отражения структуры сильно искажен в результате интерференции со светом, отраженным от GaAs подложки (Рис. 1).

Поэтому для измерения  $\hbar\Gamma_0$  и  $\hbar\Gamma$  мы воспользовались тем обстоятельством, что материал узкой квантовой ямы,  $Cd_{0.984}Mn_{0.016}Te$ , является магниторазбавленным

(полумагнитным) полупроводником, и использовали магнитооптический эффект Керра, который эффективен для изучения намагниченности и определения параметров экситонов в структурах на основе магниторазбавленных полупроводников [1,7]. Обменное взаимодействие носителей заряда с  $d$ -электронами ионов  $Mn^{2+}$  значительно усиливает расщепление спиновых состояний носителей и экситонов при приложении магнитного поля [7], что позволяет регистрировать магнитооптические эффекты даже в слабых магнитных полях порядка 1 Г.

В основе использованного нами метода лежит то обстоятельство, что измеряемый в эффекте Керра малый угол поворота плоскости линейной поляризации отраженного луча равен  $\theta = (I_1 - I_2) / 2(I_1 + I_2)$ , где  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивности отраженных компонент, линейно поляризованных под углами  $+45^\circ$  и  $-45^\circ$  к плоскости поляризации падающего света, которые одновременно регистрируются фотодиодами 1 и 2, входящими в состав балансного фотоприемника [8]. Обычно угол  $\theta$  мал, поэтому  $I_1 \approx I_2$ , и влияние нечувствительной к поляризации интерференционной компоненты отраженного света на измеряемый угол существенно подавлено.

Эффект Керра возникает из-за различия фаз амплитудных коэффициентов отражения от структуры световых волн, поляризованных по правому ( $r_+$ ) и левому ( $r_-$ ) кругу [1,9]. В условиях нашего эксперимента, когда вклад экситона в узкой квантовой яме в общий амплитудный коэффициент отражения структуры  $r_0 = (r_+ + r_-) / 2$  мал, керровский угол равен (см. главу 3 в [1]):

$$\theta = -\text{Im} \left[ \frac{r_+ - r_-}{2r_0} \right]. \quad (1)$$

При вычислении  $r_0$  можно пренебречь вкладом квантовой ямы и учесть только отражение от поверхности структуры и от гетерограницы с подложкой. В результате с учетом формулы (3.242) в [1] получаем

$$r_0 = -\frac{n-1}{n+1} \cdot \frac{1 - \frac{n+1}{n-1} |r_m| \exp(2i\varphi_{m0} + i\varphi_m)}{1 - \frac{n-1}{n+1} |r_m| \exp(2i\varphi_{m0} + i\varphi_m)}, \quad (2)$$

где  $n$  – показатель преломления эпитаксиального слоя  $\text{Cd}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{Te}$ ,  $|r_m|$  и  $\varphi_m$  – модуль и фаза коэффициента отражения световой волны от границы с подложкой,  $\varphi_{m0} = 2\pi nL / \lambda$  – набег фазы световой волны при проходе через эпитаксиальный слой толщиной  $L$ ,  $\lambda$  – длина волны света в вакууме. Соответственно, коэффициент отражения по интенсивности равен

$$R = |r_0|^2 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \cdot \frac{1 + \left(\frac{n+1}{n-1}\right)^2 |r_m|^2 - 2 \frac{n+1}{n-1} |r_m| \cos(2\varphi_{m0} + \varphi_m)}{1 + \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 |r_m|^2 - 2 \frac{n-1}{n+1} |r_m| \cos(2\varphi_{m0} + \varphi_m)}. \quad (3)$$

Подгонка спектральной зависимости интенсивности отраженного от структуры света

(Рис. 1) этой формулой позволяет определить значения  $|r_m|$ ,  $\varphi_m$  и  $L$ .

Экситонные вклады в коэффициент отражения структуры для двух циркулярных поляризаций [10-11, см. также формулу (3.241) в [1]] даются следующим выражением:

$$r_{\pm} = r_{\pm}^{ex} \frac{4n}{(n+1)^2} \exp(2i\varphi_w) \left( \frac{1 + |r_m| \exp(2i\varphi_{mw} + i\varphi_m)}{1 - \frac{n-1}{n+1} |r_m| \exp(2i\varphi_{m0} + i\varphi_m)} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь  $r_{\pm}^{ex}(\omega) = i\Gamma_0 / [\omega_{0,\pm} - \omega - i(\Gamma_0 + \Gamma)]$ ,  $\omega$  – частота световой волны,  $\omega_{0,\pm}$  – частоты экситонного резонанса для право и лево поляризованных компонент,  $\Gamma_0$  и  $\Gamma$  – радиационное и нерадиационное уширения экситонного уровня,  $\varphi_w$  – набег фазы световой волны, отраженной от ямы, на пути от середины КЯ до поверхности структуры,  $\varphi_{mw}$  – набег фазы световой волны на пути между гетерограницей с подложкой и квантовой ямой [1]. В магнитном поле  $B$ , приложенном в геометрии Фарадея,  $\omega_{0,\pm} = \omega_0 \mp (\omega_e + \omega_h) / 2$ , где расщепление экситонного уровня складывается из наведенных магнитным полем

расщеплений электронного и дырочного уровней  $\hbar\omega_e$  и  $\hbar\omega_h$  и равно  $\hbar(\omega_e + \omega_h) = \hbar AB$ . В полумагнитном полупроводнике величина  $A$  определяется  $s/p-d$  обменным взаимодействием электронов и дырок с ионами марганца и в линейном по магнитному полю приближении равна:

$$A = \frac{(P_e \alpha N_0 - P_h \beta N_0)}{\hbar} \cdot \frac{S(S+1)}{3} x_{eff} \frac{g_{Mn} \mu_B}{k_B(T+T_0)}, \quad (5)$$

где  $\alpha N_0 = 0.22 \text{ eV}$  и  $\beta N_0 = -0.88 \text{ eV}$  – константы обменного взаимодействия электронов и дырок с ионами марганца,  $S = 5/2$  и  $g_{Mn} = 2$  – спин и  $g$ -фактор иона Mn,  $T_0 = 0.54 \text{ K}$  и  $x_{eff} \approx [0.265 \exp(-43.34x) + 0.735 \exp(-6.19x)]x = 0.013$  – феноменологические параметры, учитывающие антиферромагнитное обменное взаимодействие ионов марганца [7],  $x = 0.016$  – содержание марганца в полумагнитной яме. Значения интегралов перекрытия квадратов волновых функций электрона и дырки с полумагнитной ямой  $P_e = 0.71$  и  $P_h = 0.73$  мы получили путем численного расчета, в котором учитывался как квантоворазмерный потенциал структуры [12], так и кулоновское взаимодействие электрона и дырки. Параметры полупроводниковых слоев взяты из работы [13].

Для увеличения чувствительности измерения мы использовали переменное магнитное поле  $B(t) = B_1 \cos(\Omega t)$  и синхронное детектирование. В этом случае  $\theta(\omega, t) = \theta_0(\omega) \cos(\Omega t)$ , где при выполнении условия  $\Gamma_0 \ll \Gamma$

$$\theta_0(\omega) = \frac{2n|D|}{n^2 - 1} \text{Im} \left\{ \frac{i\Gamma_0 AB_1 \exp[2i\varphi_w + \arg(D)]}{(\omega_0 - \omega)^2 - \Gamma^2 - 2i\Gamma(\omega_0 - \omega)} \right\}. \quad (6)$$

Здесь безразмерный комплексный множитель

$$D = \frac{[1 + |r_m| \exp(2i\varphi_{mw} + i\varphi_m)]^2}{\left[1 - \frac{n-1}{n+1} |r_m| \exp(2i\varphi_{m0} + i\varphi_m)\right] \cdot \left[1 - \frac{n+1}{n-1} |r_m| \exp(2i\varphi_{m0} + i\varphi_m)\right]} \quad (7)$$

учитывает отражение от подложки.

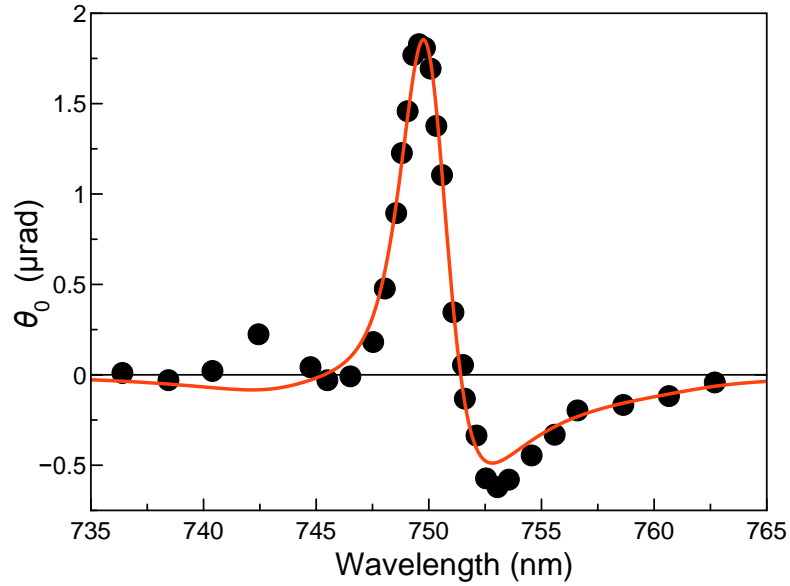


Рис. 2. Экспериментальная (кружки) и расчетная (сплошная кривая) спектральные зависимости амплитуды керровского угла в области экситонного резонанса в полумагнитной квантовой яме в продольном магнитном поле  $B(t) = B_1 \cos(\Omega t)$  при  $B_1 = 0.8$  G,  $\Omega = 130$  Hz и температуре  $T = 6$  K.

Спектральная зависимость амплитуды керровского угла  $\theta_0(\omega)$ , измеренная в области экситонного резонанса в полумагнитной квантовой яме в продольном магнитном поле  $B(t) = B_1 \cos(\Omega t)$  при температуре  $T = 6$  K для  $B_1 = 0.8$  G и  $\Omega = 130$  Hz, показана кружками на Рис. 2. Эта зависимость имеет ярко выраженный резонансный характер. Ее аппроксимация с помощью формулы (6) (сплошная кривая) показала, что энергия экситонного резонанса  $\hbar\omega_0 = 1.6531$  eV, радиационное уширение  $\hbar\Gamma_0 \approx 114$   $\mu\text{eV}$ , а нерадиационное уширение  $\hbar\Gamma \approx 4.6$  meV. При таком соотношении  $\Gamma_0$  и  $\Gamma$  наблюдаемая ширина резонанса определяется нерадиационным уширением, в то время как радиационное уширение задает его амплитуду.

Следует заметить, что видимая ширина экситонного резонанса может увеличиваться вследствие неоднородного уширения, обусловленного, например, технологическими флуктуациями ширины квантовой ямы. Однако в одиночных полумагнитных квантовых ямах аналогичного состава и такой же температуре кристалла неоднородное уширение

экситонного резонанса составляет  $\hbar\Gamma_{inh} \sim 0.7 \text{ meV}$  [14], что почти на порядок меньше измеренной нами величины  $\hbar\Gamma \approx 4.6 \text{ meV}$ . Соответственно, влиянием неоднородного уширения на ширину резонанса и величины определенных в наших экспериментах параметров можно пренебречь. Поэтому можно сделать вывод, что в исследованной структуре с двойной квантовой ямой значительная ширина экситонного резонанса в узкой яме обусловлена быстрым туннелированием носителей заряда в широкую яму, характерное время которого  $\tau = 1/2\Gamma \approx 0.1 \text{ ps}$ .

Таким образом, мы продемонстрировали потенциал магнитооптического эффекта Керра в качестве метода измерения параметров экситонного резонанса, в том числе излучательного и безызлучательного времен жизни. Метод позволяет исследовать экситонные состояния в структурах с короткими безызлучательными временами, где традиционные методы спектроскопии фотolumинесценции, пропускания и отражения могут быть неприменимы или неэффективны.

### **Благодарности**

Авторы благодарны G. Karczewski за предоставление структуры для исследования.

### **Финансирование работы**

Измерение эффекта Керра и спектров отражения выполнены (Г.Р.Д., М.М.А. и В.К.К.) в рамках проекта Российского Научного Фонда № 23-12-00205, Б.Ф.Г. и К.В.К. благодарят научный проект 122040800257-5 Санкт-Петербургского Государственного Университета за поддержку теоретических расчетов, анализ полученных результатов проведен при поддержке проекта РФФ № 22-12-00125 (Ю.Г.К.).

### **Конфликт интересов**

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.



## Список литературы

- [1] E.L. Ivchenko, *Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures* (Springer, 2007).
- [2] E.S. Khramtsov, P.S. Grigoryev, D.K. Loginov, I.V. Ignatiev, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, P.Yu. Shapochkin, E.L. Ivchenko, M. Bayer, *Phys. Rev. B*, **99**, 035431 (2019).  
DOI:10.1103/PhysRevB.99.035431
- [3] O.V. Borovkova, F. Spitzer, V.L. Belotelov, I.A. Akimov, A.N. Poddubny, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, A.K. Zvezdin, D.R. Yakovlev, M. Bayer, *Nanophotonics*, **8**(2), 287 (2019). DOI.org/10.1515/nanoph-2018-0187
- [4] Д.Ф. Мурсалимов, А.В. Михайлов, А.С. Курдюбов, А.В. Трифонов, И.В. Игнатъев, *ФТП*, **55**(11), 963 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2021.11.51547.43
- [5] А.В. Михайлов, А.С. Курдюбов, Е.С. Храмцов, И.В. Игнатъев, Б.Ф. Грибакин, S. Cronenberger, D. Scalbert, М.Р. Владимирова, R. Andr'е, *ФТП*, **57**(7), 603 (2023).  
DOI: 10.61011/FTP.2023.07.56837.23k
- [6] V. Agekyan, N. Filosofov, G Karczewski, A. Serov, I. Shtrom, A. Reznitsky, *Journal of Physics: Conference Series*, **2103**, 012102 (2021). DOI:10.1088/1742-6596/2103/1/012102
- [7] *Introduction to the physics of diluted magnetic semiconductors*, eds. J. Kossut, J.A. Gaj, (Springer, 2010).
- [8] В качестве балансного фотоприемника был использован Nirvana Auto-balanced Photoreceiver (model 2007).
- [9] М.М. Глазов, *Физика твердого тела*, **54**(1), 3 (2012).
- [10] C. Gourdon, V. Jeudy, M. Menant, D. Roditchev, Le Anh Tu, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, *Solid State Communication*, **123**, 299 (2002).
- [11] C. Gourdon, G. Lazard, V. Jeudy, C. Testelin, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 230 (2003). <http://dx.doi.org/10.1063/1.1534617>
- [12] E. Kirstein, N.V. Kozyrev, М.М. Afanasiev, V.N. Mantsevich, I.S. Krivenko, V.K. Kalevich, M. Salewski, S. Chusnutdinov, T. Wojtowicz, G. Karczewski, Yu.G. Kusrayev, E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, *Phys. Rev. B*, **101**, 035301 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.101.035301
- [13] A.A. Kiselev, E.L. Ivchenko, A.A. Sirenko, T. Ruf, M. Cardona, D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, *J. Cryst. Growth*, **184-185**, 831 (1998).
- [14] G.V. Astakhov, *et al.*, *Eur. Phys. J.*, **B 24**, 7 (2001). DOI: org/10.1007/s100510170016