



Citation for published version:

Kochereshko, VP, Kats, V, Platonov, AV & Wolverson, D 2014, 'Эффект магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в квантовых ямах', *Proceedings of the XVIII International Symposium on Nanophysics and nanoelectronics*.

Publication date:
2014

Document Version
Early version, also known as pre-print

[Link to publication](#)

University of Bath

Alternative formats

If you require this document in an alternative format, please contact:
openaccess@bath.ac.uk

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Эффект магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в квантовых ямах

В.П.Кочерешко^{1,2}, В.Н.Кац^{1,2}, А.В.Платонов^{1,2}, D.Wolverson³

¹Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.Петербург, Россия

²Лаборатория оптики спина. Физический факультет, С.Петербургский Государственный
Университет, С.Петербург, Россия

³University of Bath, Bath, UK

E-mail: Vladimir.kochereshko@mail.ioffe.ru

В данной работе мы предсказали и наблюдали новый магнитооптический эффект – «эффект четности». Этот эффект проявлялся как перераспределение силы осциллятора экситона между пространственно четными и нечетными состояниями квантования движения центра масс экситона в квантовой яме.

Главной отличительной особенностью экситона в полупроводниковом кристалле является то, что он не локализован в определенном месте, а может свободно перемещаться по кристаллу. Доказательство движения экситона по кристаллу впервые было получено в работах [1]. Несмотря на то, что слово "экситонов" часто используется и для локализованных состояний, все основные особенности свободно движущегося экситона сохраняются и в этом случае.

В наших предыдущих работах было обнаружено, что зеемановские расщепление экситона увеличивается, когда экситон движется через кристалл [2]. Это явление

объясняется смешением относительного движения электрона и дырки в экситоне и движения центра инерции экситона. В результате этого смешивания, $1s$ состояние внутреннего движения в экситоне смешивается со всеми p - состояниями, которые имеют ненулевой орбитальный момент. Это смешивание пропорциональное квадрату волнового вектора центра масс экситона и приводит к росту зеемановского расщепления. Таким образом, наблюдаемый эффект был линейным по магнитному полю и квадратичным по волновому вектору экситона. В данной работе мы предсказываем новое явление, линейное по волновому вектору экситона и магнитному полю, и представляем первые экспериментальные доказательства этого эффекта.

Гамильтониан движения центра масс экситона с учетом линейных по магнитному полю и волновому вектору центра масс может быть построен методом инвариантов [3]:

$$H_{\text{exc}} = H_{\text{exch}}(0) + H_{\text{ex}}(H) + H_{\text{ex}}(K) + H_{\text{ex}}(KH) + H(K^2). \quad (1)$$

$H_{\text{ex}}(H)$ - гамильтониан (линейный по магнитному полю) описывающий зеемановское расщепление;

Здесь,

$$H_{\text{ex}}(0) = E_0 + H_{\text{exch}}$$

H_{exch} - гамильтониан обменного взаимодействия в экситоне;

$$H_{\text{ex}}(H) = g_e \mu_B (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{H}) - 2\mu_B [\tilde{k}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{H}) + \tilde{q}(H_x J_x^3 + H_y J_y^3 + H_z J_z^3)]$$

$H_{\text{ex}}(H)$ - гамильтониан (линейный по магнитному полю) описывающий зеемановское расщепление;

$$H_{\text{ex}}(K) = C[K_x J_x (J_y^2 - J_z^2) + K_y J_y (J_z^2 - J_x^2) + K_z J_z (J_x^2 - J_y^2)]$$

$H_{\text{ex}}(K)$ - гамильтониан линейный по волновому вектору экситона.

В кристаллах T_d симметрии гамильтониан эффективной массы экситона:

$$H(K^2) = \frac{\alpha^2}{2m_e} \hbar^2 K_z^2 I + \frac{\beta^2}{2m_0} \left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) \hbar^2 K_z^2 I - \frac{\gamma}{m_0} \beta^2 \hbar^2 (K_z J_z)^2$$

$$\alpha_{hh, lh} = \frac{m_e}{m_e + m_{hh, lh}} \quad \beta_{hh, lh} = \frac{m_e}{m_e + m_{hh, lh}}$$

$$m_{hh} = \frac{m_0}{\gamma_1 - 2\gamma} \quad m_{lh} = \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\gamma}$$

Билинейный по волновому вектору и магнитному полю гамильтониан [4, 5]:

$$H_{\text{ex}}(KH) = B_1 [K_x H_x (J_y^2 - J_z^2) + c.p.] + B_2 ([\mathbf{HK}]_x \{J_y \cdot J_z\} + c.p.) \quad (2)$$

Где \mathbf{J} оператор полного углового момента $3/2$; σ спиновый оператор; g_e g-фактор электрона; \tilde{k}, \tilde{q} параметры Латтинжера для экситона; H_{exch} обменное взаимодействие в экситоне; m_{hh}, m_{lh} массы тяжелой и легкой дырок; $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, $z \parallel [001]$. Мы пренебрегаем в дальнейшем обменным взаимодействием.

В квантовых ямах D_{2d} симметрии эти гамильтонианы похожи. Однако, теперь коэффициенты при (x, y) и z компонентах - различны. Мы будем рассматривать только геометрию Фарадея.

В этом случае билинейный по H и K вклад :

$$BK_z H_z (J_x^2 - J_y^2)$$

Или

$$BK_z H_z \times \begin{bmatrix} 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Можно написать следующую систему уравнений в линейно поляризованных компонентах для механического экситона:

$$\mathcal{E}_{HH}^0(-i\nabla)|x\rangle_{HH} - iB\nabla_z H_z |x\rangle_{LH} + i\mu g_{HH} H_z |y\rangle_{HH}$$

$$\mathcal{E}_{HH}^0(-i\nabla)|y\rangle_{HH} + iB\nabla_z H_z |y\rangle_{LH} - i\mu g_{HH} H_z |x\rangle_{HH}$$

$$\mathcal{E}_{LH}^0(-i\nabla)|y\rangle_{LH} + iB\nabla_z H_z |y\rangle_{HH} - i\mu g_{LH} H_z |x\rangle_{LH}$$

$$\mathcal{E}_{LH}^0(-i\nabla)|x\rangle_{LH} - iB\nabla_z H_z |x\rangle_{HH} - i\mu g_{HH} H_z |y\rangle_{LH}$$

Здесь $\mathcal{E}_{HH}(-i\nabla)$, $\mathcal{E}_{LH}(-i\nabla)$ энергия основного состояния тяжелого и легкого экситона, $|x\rangle_{HH}$, $|x\rangle_{LH}$ x компоненты волновой функции тяжелого и легкого экситона.

Для экситонного поляритона в линейно поляризованных компонентах:

$$(\mathcal{E}_{HH}^0(-i\nabla) - \hbar\omega)|x\rangle_{HH} - iB\nabla_z H_z|x\rangle_{LH} + i\mu g_{HH} H_z|y\rangle_{HH} = d_x E_x \quad (3a)$$

$$(\mathcal{E}_{HH}^0(-i\nabla) - \hbar\omega)|y\rangle_{HH} + iB\nabla_z H_z|y\rangle_{LH} - i\mu g_{HH} H_z|x\rangle_{HH} = d_y E_y \quad (3b)$$

$$(\mathcal{E}_{LH}^0(-i\nabla) - \hbar\omega)|y\rangle_{LH} + iB\nabla_z H_z|y\rangle_{HH} - i\mu g_{LH} H_z|x\rangle_{LH} = \frac{d_y}{3} E_y \quad (3c)$$

$$(\mathcal{E}_{LH}^0(-i\nabla) - \hbar\omega)|x\rangle_{LH} - iB\nabla_z H_z|x\rangle_{HH} - i\mu g_{LH} H_z|y\rangle_{LH} = \frac{d_x}{3} E_x \quad (3d)$$

Здесь d_i - дипольный матричный элемент соответствующего экситонного перехода, E_x - x компонента электрического поля.

В спектральной области вблизи резонанса тяжелого экситона, пренебрегая зеемановским расщеплением легкого экситона по сравнению с расщеплением между легким и тяжелым экситоном получим:

$$(\mathcal{E}_{HH}^0 - \hbar\omega)|x\rangle_{HH} + i\mu g_{HH} H_z|y\rangle_{HH} = d_x E_x + BH_z \frac{1}{3} \frac{d_x}{|\mathcal{E}_{LH}^0 - \mathcal{E}_{HH}^0|} i\nabla_z E_x \quad (4a)$$

$$(\mathcal{E}_{HH}^0 - \hbar\omega)|y\rangle_{HH} - i\mu g_{HH} H_z|x\rangle_{HH} = d_y E_y - BH_z \frac{1}{3} \frac{d_y}{|\mathcal{E}_{LH}^0 - \mathcal{E}_{HH}^0|} i\nabla_z E_y. \quad (4b)$$

Здесь d_i - дипольный матричный элемент соответствующего экситонного перехода, E_x - x компонента электрического поля.

Видно, что экситон – фотонное взаимодействие содержит не только электромагнитное поле, но и его градиент.

В широкой квантовой яме, движение центра масс экситона квантуется в поперечном направлении (z). Состояния размерного квантования экситона определяется условием $K_z L = \pi N$, где L ширина квантовой ямы, K - волновой вектор центра масс. Волновые функции этих квантованных состояний являются четными или нечетными по отношению к отражению в центре квантовой ямы. В случае, если ширина квантовой ямы удовлетворяет условию $KL = \pi 2N$, только пространственно четные состояния могут взаимодействовать со светом, если же ширина квантовой ямы удовлетворяет условию $K_z L = \pi(2N + 1)$, то только нечетные состояния являются оптически активными [6]. Этот эффект возникает из-за различного перекрытия электромагнитного поля и экситонных волновых функций.

Как видно из (4а) и (4б), в случае билинейного вклада это правило отбора не работает, и как четные так и нечетные состояния, становятся оптически активными в КЯ любой ширины L . Из формул (4а) и (4б) кроме того следует, что перераспределение силы осциллятора можно наблюдать только когда падающий и отраженный свет линейно поляризован в направлениях: (100) или (010) или (001). Также эффект от перераспределения силы осциллятора можно наблюдать, если падающий свет линейно поляризован в направлении (100) или (010) или (001), а анализируется циркулярно поляризованный свет. В то же время эффект должен отсутствовать в линейных поляризациях вдоль (110) или (011) или (101). Для случая, когда падающий и отраженный свет циркулярно поляризован мы увидим только обычное зеемановское расщепление.

Все эти выводы подтверждаются экспериментом. На рисунке 1 показан спектр отражения от структуры с квантовой ямой GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 300 нм, при нормальном падении света. В спектре видны, состояния размерного квантования

поляритонов. Этот спектр был записан, когда падающий свет был линейно поляризован, а анализировались циркулярно поляризованные компоненты отраженного света σ^+ и σ^- (σ^+ и σ^- спектры совпадают в отсутствие магнитного поля). В связи с тем, что толщина квантовой ямы близка к $\lambda/2$, в этом спектре отражения мы видим только четные состояния.

В магнитном поле, в дополнительно к обычному зеемановскому расщеплению мы можем найти перераспределение интенсивностей линий с разной четностью. На рисунке 2 показаны спектры отражения, от той же структуры в магнитном поле 5 Тл. Падающий свет было линейно поляризовано в (100) и отраженный свет была проанализирована в σ^+ и σ^- поляризациях. На этом рисунке мы вычли зеемановское расщепление экситонных линий, чтобы подчеркнуть «эффект четности». Видно, что в магнитном поле нечетные состояния экситонов квантования становятся наблюдаемыми в дополнение к четным состояниям. Все эти факты подтверждают теоретические выводы, содержащиеся в формулах (4).

Перераспределение силы осциллятора между четными и нечетными состояниями, в соответствии с формулами (4), имеет место в основном для экситонов с тяжелой дыркой, которые близки по энергии к экситонным состояниям с легкой дыркой. Когда энергетическое расстояние между экситонами с легкой и тяжелой дыркой возрастает этот эффект исчезает. Этот вывод полностью подтверждается спектрами структур CdTe/CdMgTe с квантовыми ямами, в которых расщепление тяжелых и легких дырок велико из-за деформации.

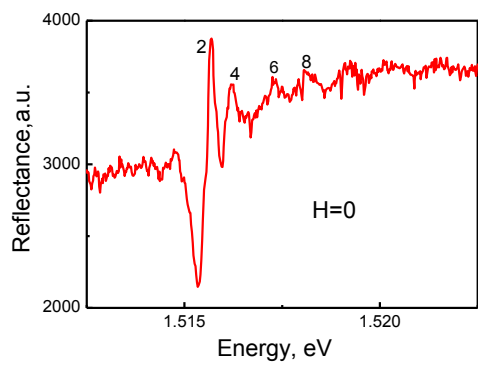
На рисунке 3 показан спектр отражения исследуемого образца в линейных поляризациях вдоль направления (110). Можно видеть, что в этой геометрии наблюдается только обычный эффект зеемана, что согласуется с формулами (4). Действительно, складывая формулы 3a и 3b можно видеть, что вклад членов с градиентом электрического поля исчезает для поляризации вдоль (110)

Выводы: В оптических спектрах структур с квантовыми ямами предсказан и обнаружен новый магнитно-оптический эффект - «эффект четности». Этот эффект проявляется в перераспределении силы осциллятора от нечетных, к четным состояниям квантования центра масс экситона и наоборот от четных к нечетным состояниям, когда приложено магнитное поле.

Работа получила частичную финансовую поддержку программы Санкт-Петербургского государственного университета Грант № 11.37.646.2013, и Министерство образования России гранта № 11.G34.31.0067.

Литература

- [1] *D.G. Thomas and J.J. Hopfield*, Phys.Rev. **124**, 657 (1961);
- [2] *E.F. Gross, B.P. Zakharchenia, O.V. Konstantinov*, Sov.Phys. Solid State **3**, 305 (1961)
- [3] *J.J. Davies, D. Wolverson, V.P. Kochereshko, et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 187403 (2006)
- [4] *G.E. Bir and G.E. Pikus*, “Symmetry and deformation effects in semiconductors” Nauka 1972
- [5] *E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, G.V. Mikhailov, I.N. Uraltsev*, Phys.Stat.Sol. (b), **121**, 221 (1984)
- [6] *O.V. Gogolin, V.A. Tsvetkov, E.G. Tsitsishvilli*, JETP **87**, 1038 (1984)
- [7] *Y. Merle d'Aubigne, Le Si Dang, A. Wasiela, N. Magnea, F. d'Albo and A. Million*, Journal de Physique **48**, C5-363 (1987)



Кочерешко. Рис. 1 Спектры отражения КЯ GaAs/AlGaAs шириной 280 нм. Падающий свет линейно поляризован вдоль [100] и анализируется круговая поляризация отраженного света. Показаны номера экситонных состояний

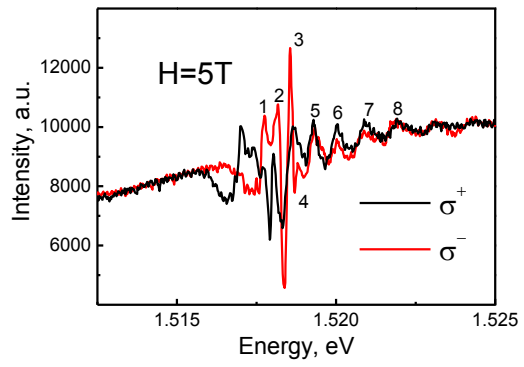


Рис. 2 Спектры отражения снятые от той же структуры в магнитном поле 5 Тл. Падающий свет был линейно поляризован в [100], анализировалась круговая поляризация σ^+ и σ^- отраженного света. Показаны номера размерного квантования экситонных состояний.

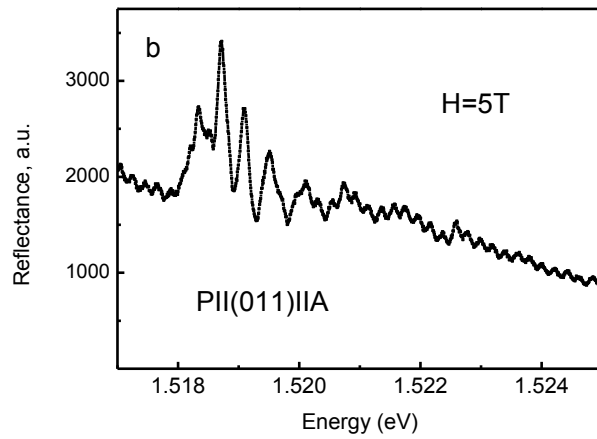
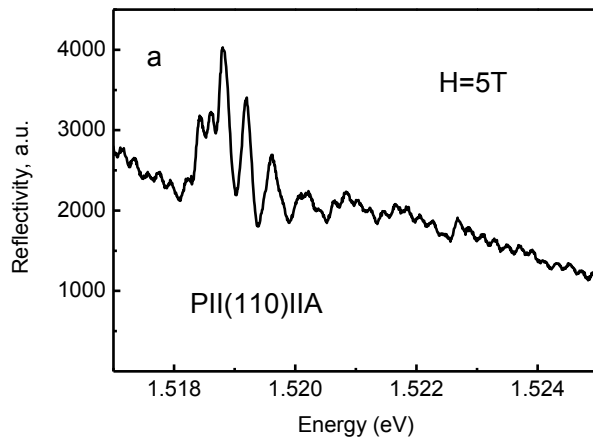


Рис. 3 Спектр отражения того же образца. Падающий свет поляризован линейно вдоль направления (110) анализируется линейно поляризованная компонента вдоль (110) – (a); падающий свет линейно поляризован вдоль (011) анализируется линейно поляризованная компонента вдоль (110) – (b).