

## ДИСПЕРСИЯ ЭФФЕКТА ФОЙГТА В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $Cd_{1-x}Mn_xTe$

Б.Б.Кричевцов, Р.В.Писарев, А.А.Ржевский, В.Н.Гриднев, Х.-Ю.Вебер\*

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

\* Physics Department, Dortmund University  
44221 Dortmund, Germany

Поступила в редакцию 17 марта 1998

В кубических магнитных полупроводниках  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ( $0 < x < 0.52$ ) выполнены спектральные измерения дупреломления Фойгта  $\Delta n$  с целью исследования зависимости обменного взаимодействия ионов  $Mn^{2+}$  с зонными электронами от волнового вектора электронов. Установлено, что величина  $\Delta n/x^2$  не зависит от  $x$  и направления магнитного поля, то есть эффект связан с ионами  $Mn^{2+}$  и изотропен. Ниже края запрещенной зоны дисперсия дупреломления  $\Delta n$  во всех образцах хорошо описывается необычной зависимостью  $\Delta n \sim (E_g - \hbar\omega)^{-3.5}$ , что можно объяснить уменьшением обменного взаимодействия ионов  $Mn^{2+}$  с зонными электронами при удалении от центра зоны Бриллюэна.

PACS: 75.50.Pp, 78.20.-e

Эффект Фойгта – индуцированное внешним магнитным полем  $\mathbf{B}$  дупреломление света – квадратичен по  $\mathbf{B}$  и поэтому инвариантен по отношению к обращению времени, или  $T$ -четен. Это делает его нечувствительным к знаку  $T$ -нечетных квантовых чисел, характеризующих состояние исследуемого объекта. Как следствие, спектральные измерения эффекта Фойгта обычно менее информативны по сравнению с измерениями линейного по магнитному полю эффекта Фарадея, если речь идет об исследовании спектра электронных возбуждений. Это, в сочетании с относительной малостью индуцированного дупреломления, значительно сужает область применения эффекта Фойгта по сравнению с эффектом Фарадея.

Если же выйти за рамки задачи определения спектра электронных возбуждений в узком смысле, то квадратичность эффекта Фойгта по магнитному полю может, при определенных условиях, оказаться достоинством. Именно с такой ситуацией мы столкнулись при исследовании микроскопической природы магнитооптических эффектов в магнитных полупроводниках (называемых также полумагнитными)  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [1]. Необходимость таких исследований связана с затруднениями, возникшими при интерпретации эффекта Фарадея в условиях, когда преобладающим является вклад переходов между валентной зоной  $\Gamma_8$  и зоной проводимости  $\Gamma_6$  [2], поскольку наблюдаемая в области частот  $\hbar\omega < E_g$  спектральная зависимость угла вращения  $\phi \sim (E_g - \hbar\omega)^{-3/2}$  оказывается более быстрой, чем предсказываемая теорией и наблюдаемая зависимость  $\phi \sim (E_g - \hbar\omega)^{-1/2}$  в кубических немагнитных полупроводниках, см., например, [3]. В работе [2] было показано, что это расхождение между теорией и экспериментом можно устранить, если предположить, опираясь на результаты экспериментов по магнитоотражению [4, 5] и последующий теоретический анализ [6, 7], что расщепления зон  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  в магнитном поле зависят от волнового вектора  $\mathbf{k}$  зонных электронов и существенно уменьшаются при удалении от центра

зоны Бриллюэна. Как известно [8], эти расщепления в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  определяют, в основном, обменным взаимодействием ионов  $\text{Mn}^{2+}$  с зонными носителями и в центре зоны Бриллюэна даются соотношениями  $\Delta E_r = 3rA$  и  $\Delta E_s = sB$ , где  $r = \pm 1$  и  $s = \pm 1, \pm 3$  нумеруют состояния зон  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ , соответственно. Параметры  $A$  и  $B$  описывают обменное взаимодействие ионов  $\text{Mn}^{2+}$  с зонными электронами [8]:  $A = \frac{1}{6}N_0\alpha(\mathbf{k} = 0) < S_z^{Mn} > x$ ,  $B = \frac{1}{6}N_0\beta(\mathbf{k} = 0) < S_z^{Mn} > x$ , где  $N_0$  – число элементарных ячеек на единицу объема,  $< S_z^{Mn} >$  – средний спин ионов  $\text{Mn}^{2+}$ , индуцированный магнитным полем ( $\mathbf{B} \parallel z$ ) и  $\alpha(\mathbf{k})$  и  $\beta(\mathbf{k})$  – обменные интегралы для зоны проводимости и валентной зоны, соответственно.

Уменьшение  $\Delta E_{r,s} = \Delta E_r - \Delta E_s$  с ростом  $k$  приводит к увеличению относительного вклада межзонных переходов с малыми  $k$  в магнитооптические эффекты и, как следствие, к более резкой частотной зависимости этих эффектов при  $\hbar\omega < E_1 < E_g$ , где  $E_1$  – энергетический параметр, зависящий от характера изменения  $\Delta E_{r,s}$  с  $k$ : чем меньше размер  $k_0$  области вблизи центра зоны Бриллюэна, внутри которой обменные интегралы  $\alpha(\mathbf{k})$  и  $\beta(\mathbf{k})$  существенно не изменяются, тем ближе  $E_1$  к  $E_g$ . Так, изменение показателя  $\nu$  от  $\nu = -1/2$  до  $\nu = -3/2$  в дисперсии фарадеевского вращения  $\phi \sim (E_g - \hbar\omega)^\nu$  в широкой области частот  $\hbar\omega < E_g$  возможно лишь при условии, что  $k_0$  достаточно мало, по крайней мере на порядок меньше размера зоны Бриллюэна  $k_B$  [2].

Отметим, что в самом факте зависимости расщеплений энергетических зон от  $k$  нет ничего удивительного, поскольку от  $k$  зависят эффективные гамильтонианы зонных электронов. Однако обусловленное этим фактором изменение  $\Delta E_{r,s}$  [6, 7] значительно меньше наблюдаемых экспериментально [4, 5] и поэтому в работе [7] было высказано предположение о том, что основной причиной уменьшения  $\Delta E_{r,s}$  при удалении от центра зоны Бриллюэна является зависимость от  $k$  обменных интегралов  $\alpha$  и  $\beta$ . Как отмечено в [7], расчет функций  $\alpha(\mathbf{k})$  и  $\beta(\mathbf{k})$  в достаточно реалистичной модели является сложной задачей. Изложенные выше соображения показывают, что экспериментальные исследования этой проблемы, в том числе и магнитооптически методами, являются в настоящее время актуальными.

Для того чтобы получить более надежную информацию о характере зависимости обменных интегралов от волнового вектора, естественно исследовать те эффекты, в которых такая зависимость проявлялась бы наиболее сильно. Эффект Фойгта как раз и принадлежит к числу таких эффектов, поскольку он квадратично зависит от обменных интегралов. Это обстоятельство и обусловило наш выбор эффекта Фойгта для исследования сформулированной выше проблемы. Отметим, что в работе [9] измерения двупреломления Фойгта в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  выполнены при низких температурах в узкой спектральной области вблизи экситонного резонанса и поэтому хорошо описываются параметрами обменного взаимодействия, относящимися к центру зоны Бриллюэна. Дисперсия обменных интегралов может проявиться лишь при частотах, не слишком близких к экситонному переходу или краю запрещенной зоны в случае, когда межзонные переходы вносят преобладающий вклад в эффект. Поэтому мы предприняли исследования дисперсии двупреломления Фойгта в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  в области  $\hbar\omega < E_g$ .

Для измерения двупреломления использовалась экспериментальная установка, основными элементами которой являются: источник света (лазер He-Ne,  $\lambda=0.633$  мкм и 1.15 мкм, и лазер  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ ,  $\lambda=(0.7-0.83)$  мкм), поляризатор, приз-

ма Глана, образец в зазоре электромагнита  $\mathbf{B} \perp \mathbf{q}$  ( $\mathbf{q}$  – волновой вектор света), перестраиваемая четвертьволновая пластинка, фарадеевский модулятор, анализатор и фотодиод. При измерении двупреломления поляризация света после поляризатора должна быть параллельна одной из осей пластинки  $\lambda/4$  и составлять угол  $45^\circ$  с главными направлениями сечения оптической индикатрисы кристалла. Величина двупреломления определяется соотношением  $\Delta n = \lambda\alpha/\pi d$ , где  $\alpha$  – угол поворота анализатора, соответствующий погасанию, равен половине сдвига фаз между линейно поляризованными нормальными волнами,  $d$  – толщина образца. Мы использовали геометрию, в которой поляризация падающего света и ось пластинки  $\lambda/4$  направлены под углом  $45^\circ$  к  $\mathbf{B}$ . Кристалл мог вращаться в зазоре электромагнита вокруг оси, совпадающей с направлением  $\mathbf{q}$ , в диапазоне азимутальных углов  $0 < \theta < 360^\circ$ . Магнитное поле изменялось в диапазоне  $\pm 1.5$  Тл. В отсутствие магнитного поля определялась величина линейного двупреломления, обусловленного внутренними напряжениями в кристалле и двупреломлением Лоренца. Чувствительность измерений угла поворота плоскости поляризации составляла  $10''$ . Измерения проводились при температуре  $T = 294$  К. Во всех кристаллах измерялась дисперсия показателя преломления путем измерения поворота плоскости поляризации света, отраженного от поверхности кристалла при различных углах падения. Коэффициент преломления  $n$  рассчитывался по формулам Френеля.

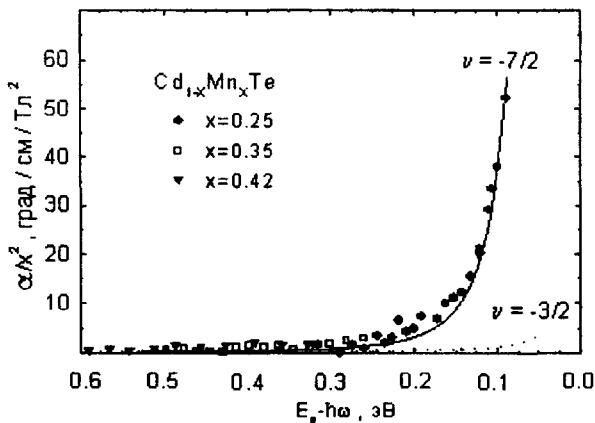
Измерения проводились на монокристаллах  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  с концентрацией ионов  $\text{Mn}^{2+}$   $x = 0, 0.25, 0.35, 0.42, 0.52$ . Величина запрещенной зоны  $E_g$  рассчитывалась по формулам, приведенным в [1]. Образцы вырезались в плоскостях типа (110), (111) и представляли собой полированные пластинки с размерами около  $2 \times 3 \times 0.7$  мм. Ориентация образцов проводилась рентгенографически методом брэгговского отражения. Для проверки степени совершенства кристаллов, наличия в них двойников и сростков исследовались их лауэграммы в отражении. Спонтанное двупреломление исследованных образцов было не больше  $\Delta n \simeq 5 \cdot 10^{-6}$ .

Поскольку кристаллы  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  нецентросимметричны (точечная группа  $T_d$ ), то измеряемый угол  $\alpha$  определяется не только квадратичным по магнитному полю  $\mathbf{B}$  эффектом Фойгта, но и линейным по  $\mathbf{B}$  эффектом магнитоиндуцированной пространственной дисперсии, связанным с билинейными членами типа  $\Delta\epsilon_{ij} = \gamma_{ijkl}q_k B_l$  в тензоре диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}$ . Этот эффект также приводит к двупреломлению света, и поэтому полевые зависимости  $\alpha(B)$  во всех исследованных образцах несимметричны относительно значения  $B=0$  и описываются суммой квадратичного и линейного по магнитному полю вкладов. Разный характер зависимости этих вкладов от  $\mathbf{B}$  позволяет просто и надежно их разделить. Результаты измерений и анализ линейного по  $\mathbf{B}$  эффекта магнитоиндуцированной пространственной дисперсии представляет самостоятельный интерес и опубликован в [10]. В данной работе мы рассматриваем только квадратичный по  $\mathbf{B}$  эффект Фойгта.

Во всех кристаллах квадратичный по магнитному полю вклад в пределах ошибки эксперимента не зависит от направления  $\mathbf{B}$ , что свидетельствует об изотропности эффекта. Отметим, что для образцов типа (110) кубическая симметрия допускает анизотропию эффекта Фойгта.

На рисунке представлены спектральные зависимости нормированных значений эффекта Фойгта  $\alpha/x^2$  для всех исследованных образцов. Как видно из рисунка, эти зависимости универсальны, то есть не зависят от  $x$ . Следовательно, эффект Фойгта

квадратичен по  $x$ . Такая зависимость свидетельствует о преобладающем вкладе ионов  $Mn^{2+}$  в эффект Фойгта. Дисперсия эффекта Фойгта в различных образцах хорошо описывается зависимостью  $(E_g - \hbar\omega)^{-3.5}$ .



Спектральная зависимость нормированных значений эффекта Фойгта  $\alpha/x^2$  от  $(E_g - \hbar\omega)$  в кристаллах с различной концентрацией магнитных ионов  $Mn^{2+}$ . Сплошная и пунктирная линии соответствуют расчетным зависимостям с указанными значениями индекса  $\nu$

Измеренная частотная зависимость  $\alpha(\omega) \sim \omega \Delta n(\omega)$  оказалась существенно более резкой, чем предсказываемая теорией в немагнитных полупроводниках, где  $\Delta n \sim (E_g - \hbar\omega)^{-3/2}$  (см., например, [11]). Поскольку, как отмечалось в [2], более резкая спектральная зависимость линейных магнитооптических эффектов может быть связана с зависимостью обменных интегралов от  $k$ , мы рассчитаем вклад переходов из валентной зоны  $\Gamma_8$  в зону проводимости  $\Gamma_6$  с учетом такой зависимости для квадратичного эффекта Фойгта.

Разлагая тензор диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{B})$  по магнитному полю  $\mathbf{B}$  и удерживая только наиболее быстро меняющийся с частотой вблизи  $E_g$  резонансный член, получим следующее выражение для тензора  $\beta_{ijkl}$ , определяющего эффект Фойгта в феноменологическом соотношении  $\Delta\epsilon_{ij} = \beta_{ijkl} B_k B_l$ :

$$\beta_{ijkl} = \frac{4\pi\hbar e^2}{\omega V} \frac{\partial}{\partial B_l} \frac{\partial}{\partial B_k} \sum_{r,s,k} \frac{v_{s\mathbf{k},r\mathbf{k}}^i v_{r\mathbf{k},s\mathbf{k}}^j}{E_{r\mathbf{k},s\mathbf{k}}(E_{r\mathbf{k},s\mathbf{k}} - \hbar\omega)} \Big|_{\mathbf{B} \rightarrow 0}, \quad (1)$$

где  $V$  – объем кристалла;  $E_{r\mathbf{k},s\mathbf{k}}$  – энергия перехода между состояниями валентной зоны ( $s = \pm 1, \pm 3$ ) и зоны проводимости ( $r = \pm 1$ );  $\mathbf{v}$  – оператор скорости электронов. В группе  $T_d$  симметричный по индексам  $i, j$  и  $k, l$  тензор  $\beta_{ijkl}$  имеет три линейно независимых компоненты  $\beta_{11}, \beta_{12}$  и  $\beta_{44}$ . Так как в исследованном нами спектральном интервале  $\Delta n$  не зависит от направления  $\mathbf{B}$ , то можно принять приближение изотропной среды, в котором  $2\beta_{44} = \beta_{11} - \beta_{12}$  и  $\Delta n = 2\beta_{44} B^2 / n$ .

Поскольку нас интересует в первую очередь частотная зависимость  $\Delta n$  вблизи  $E_g$ , то есть наиболее сингулярная часть  $\Delta n$ , то при вычислении (1) мы сделаем ряд упрощений. Мы пренебрежем зависимостью матричных элементов скорости от  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{k}$ , то есть будем считать их константами. Кроме того, мы пренебрежем анизотропией спектра, как кристаллической, так и связанной с магнитным полем. Все эти факторы существенны только при вычислении абсолютной величины  $\Delta n$ , что может быть сделано лишь численным расчетом спектра и матричных элементов оператора скорости с последующим численным интегрированием в (1). Далее, как показано в

[2], вклад легких дырок в магнитооптические эффекты в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  мал по сравнению с вкладом тяжелых дырок, что также вносит существенное упрощение в расчет  $\Delta n$ . Тогда при не зависящих от  $\mathbf{k}$  обменных интегралах  $\alpha$  и  $\beta$  получаем хорошо известную зависимость  $\Delta n \sim (E_g - \hbar\omega)^{-3/2}$  [11]. Если теперь учесть зависимость  $\alpha$  и  $\beta$  от  $k$ , принимая, как в [2],  $\alpha, \beta \sim k_0^2/(k_0^2 + k^2)$ , то в области энергий фотонов, определяемых значением параметра

$$\kappa = m_{ch} E_g / \hbar^2 k_0^2 (1 - \hbar\omega/E_g) \sim 1, \quad m_{ch}^{-1} = m_c^{-1} + m_{hh}^{-1},$$

происходит изменение характера поведения  $\Delta n$  от  $\Delta n \sim (E_g - \hbar\omega)^{-3/2}$  при  $\kappa \ll 1$  до  $\Delta n \sim (E_g - \hbar\omega)^{-7/2}$  при  $\kappa \gg 1$ . Если допустить, как и в [2], что параметр  $k_0$  мал по сравнению с размером зоны Бриллюэна, то исследованный в данной работе спектральный интервал соответствует условию  $\kappa \gg 1$ , что ведет к зависимости  $\Delta n \sim (E_g - \hbar\omega)^{-7/2}$ , совпадающей с полученной в нашем эксперименте.

Таким образом, полученная в данной работе спектральная зависимость двупреломления Фойгта ниже края межзонного поглощения согласуется с высказанным в [2] предположением о быстром уменьшении обменного взаимодействия ионов  $\text{Mn}^{2+}$  с зонными электронами при удалении от центра зоны Бриллюэна. Подчеркнем, что результаты работы указывают на новые возможности использования эффекта Фойгта для исследования микроскопических механизмов магнитооптических явлений и обменного взаимодействия в широком классе полупроводниковых материалов, легированных магнитными ионами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, программой "Фундаментальная спектроскопия" и Deutsche Forschungsgemeinschaft.

- 
1. J.K. Furdyna, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
  2. S.Hugonnard-Bruyère, C. Buss, F. Vouilloz et al., Phys. Rev. **B50**, 2200 (1994).
  3. J.G.Mavroides, In: *Optical Properties of Solids*, Ed. F. Abelès, North Holland, Amsterdam, 1972.
  4. E.Dudziak, J.Brzezinski, and L. Jedral, in *Physics of Semiconducting Compounds*, Polish Academy of Sciences, Warsaw, 1982, p. 166.
  5. D. Coquillat, J.P.Lascaray, M.C.Desjardins-Deruelle et al., Solid State Commun. **59**, 25 (1986).
  6. J.Ginter, G.A.Gay, and Le Dang, Solid State Commun. **48**, 849 (1983).
  7. A.K.Bhattacharjee, Phys. Rev. **B41**, 5696 (1990).
  8. J.A.Gaj, in: *Semiconductors and Semimetals*, vol. 25, Eds. J.K.Furdyna and J.Kossut, Academic Press, Boston, 1988, p. 275.
  9. Eunsoon Oh, D.U.Bartholomew, A.K.Ramdas et al., Phys. Rev. **B44**, 10551 (1991).
  10. B.B.Krichevstov, R.V.Pisarev, A.A.Rzhevsky et al., Phys. Rev. B (1998), в печати.
  11. M.Cardona, Helv. Phys. Acta **34**, 796 (1961).