

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПОЛУМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $Cd_{1-x}Fe_xTe$

© С.В.Мельничук, П.И.Никитин, А.И.Савчук, Д.Н.Трифоненко

Черновицкий государственный университет им. Ю.Федьковича,
274012 Черновцы, Украина
(Получена 25 августа 1995 г. Принята к печати 9 декабря 1995 г.)

Исследуется влияние внутрицентровых переходов на характер зависимости константы Верде $V(E)$ в Fe-содержащем полумагнитном полупроводнике. Показано, что внутрицентровый переход ${}^5G_3({}^5D) \rightarrow {}^3G_4({}^3H)$ отчетливо проявляется в низкотемпературном спектре поглощения. В то же время, вследствие одинаковой вероятности переходов для компонент света, поляризованных по правому и левому кругу, вблизи края фундаментального поглощения, вклад от внутрицентровых переходов в константу Верде отсутствует.

В предыдущих работах по эффекту Фарадея в Fe-содержащих полумагнитных полупроводниках (ПМП) [1-4] обращалось внимание как на общий характер многих наблюдаемых закономерностей, так и на отличительные особенности этих материалов по сравнению с ПМП, содержащими ионы Mn^{2+} . Принципиальное отличие между этими двумя группами материалов обусловлено различным числом электронов в $3d$ -оболочке Fe и Mn, симметрией и энергетическим положением основных и возбужденных уровней. Поскольку основное состояние ионов Fe^{2+} в кубическом кристаллическом поле с учетом спин-орбитального взаимодействия является синглетом, их постоянный магнитный момент равен нулю, а возникновение магнитных моментов у этих ионов возможно только во внешнем магнитном поле. Это приводит к проявлению температурно-независимого парамагнетизма Ван-Флека в отличие от юри-вейссовского парамагнетизма для Mn-содержащих ПМП. Ранее в работе [1] было показано, что эта особенность отражается на температурной зависимости фарадеевского вращения в кристаллах $Cd_{1-x}Fe_xTe$. Для этих кристаллов характерно также наличие целой серии переходов внутрицентрового характера, которые отчетливо проявляются в спектрах поглощения в ближнем ИК диапазоне [5-7]. Однако неясно, могут ли эти внутрицентровые переходы в ионах Fe^{2+} существенным образом влиять на спектральную зависимость константы Верде в Fe-содержащих ПМП. С целью выяснить этот вопрос и предпринято настоящее теоретическое и экспериментальное исследование спектральной зависимости фарадеевского вращения в кристаллах твердых растворов $Cd_{1-x}Fe_xTe$.

1. Экспериментальные методики

Монокристаллы $Cd_{1-x}Fe_xTe$ ($x \leq 0.05$) были выращены видоизмененным методом Бриджмена и методом горизонтально направленной кристаллизации. Состав твердых растворов задавался загрузкой исходных компонент и контролировался с помощью атомно-абсорбционного и микрозондового анализов. Дополнительный контроль за составом осуществлялся путем наблюдения за экситонной структурой в спектре отражения кристаллов при 4.2 К. Образцы для магнитооптических исследований представляли собой вырезанные вдоль плоскости [100] пластинки толщиной $d = (0.2-3.0)$ мм.

Измерения угла фарадеевского вращения θ_F выполнялись на двух многофункциональных установках, отличающихся источником магнитного поля. В случае использования стационарных магнитных полей напряженностью H до 32 кЭ, создаваемых электромагнитом СП-58Б, применялась двухлучевая схема измерений. При выключенном электромагните ($H = 0$) в схеме производился баланс сигналов путем уравнивания интенсивностей потоков излучения в обоих каналах, а сигнал разбаланса при $H \neq 0$ записывался на ленте самопишущего потенциометра. Для получения монохроматического излучения в интервале 700–1000 нм служил решеточный монохроматор МДР-23, а в качестве фотоприемника использован фотоумножитель ФЭУ-62.

Во второй установке сильное магнитное поле с максимальной напряженностью до 250 кЭ создавалось импульсным магнитом, представляющим собой медный соленоид с внутренним диаметром 6 мм и батареею конденсаторов (с общей емкостью $C = 2400$ мкФ и рабочим напряжением до 5 кВ). Исследуемый образец монтировался в центре соленоида вместе с пробной катушкой и Ge-датчиком для контроля за напряженностью H и температурой соответственно. Использование гелиевого оптического криостата и терморегулируемой системы УТРЕКС позволило проводить измерения в интервале температур 5–295 К.

На обеих установках одновременно с измерениями дисперсии фарадеевского вращения можно было записывать спектры оптического поглощения и отражения.

2. Теоретическая часть

Измеренная спектральная зависимость постоянной Верде $V(E) = \frac{\theta_F}{dH} Cd_{1-x}Fe_xTe$ в отличие от аналогичного спектра $Cd_{1-x}Co_xTe$ [8] имеет монотонный характер (рис. 1). Внутрицентровые переходы, нарушающие монотонную спектральную зависимость $V(E)$ в Co -содержащем ПМП, не проявляются в данном случае.

Спектр угла фарадеевского вращения в общем случае может быть представлен соотношением, в котором можно разделить вклад от переходов зона-зона и вклад от внутрицентровых переходов

$$\theta_F = \theta_{bb} + \theta_{ic}. \quad (1)$$

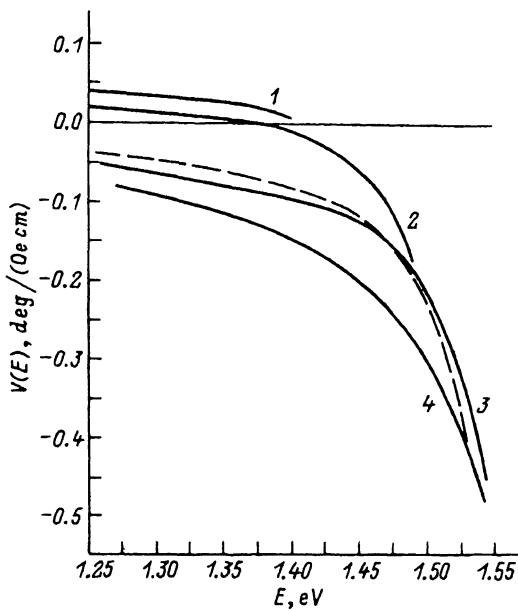


Рис. 1. Спектральная зависимость константы Верде. 1 — $x = 0.01$, $T = 295$ К; 2 — $x = 0.01$, $T = 80$ К; 3 — $x = 0.01$, $T = 5$ К; 4 — $x = 0.03$, $T = 5$ К. Штриховая линия — расчет по формуле (2).

Вклад первых с учетом sp - d -обменного взаимодействия зонных носителей и магнитных моментов Fe можно представить в виде [9]

$$\theta_{bb} = F_0^{1/2} \frac{d}{2\hbar c} E^2 (N_0\alpha - N_0\beta) \frac{\langle S_Z \rangle}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

где $N_0\alpha$, $N_0\beta$ — обменные интегралы электронов и дырок с моментами ионов Fe, N_0 — число катионов в единице объема, E_0 — энергия пика экситонной полосы поглощения, F_0 — постоянная, в которую входит сила осциллятора экситонного перехода.

Вклад внутрицентровых переходов [10]

$$\theta(E) = \frac{\pi e^2 E x N_0 ((n)^2 + 2)^2}{9mc(n)} \sum_{a,b} \left[\frac{(E + i\frac{\gamma_{ba}}{2})}{E_{ba} (E_{ba}^2 - E^2 + \frac{\gamma_{ba}^2}{4}) - iE\gamma_{ba}} \right] (f_{ba}^+ - f_{ba}^-), \quad (3)$$

где f_{ba}^\pm — сила осциллятора электро-дипольных внутрицентровых переходов для лево- и правополяризованного света

$$f_{ba}^\pm = (2mE_{ba}/\hbar e^2) \left| \left\langle b \left| \left(\frac{e}{mE} \right) imE_{ba}\gamma_\pm \right| a \right\rangle \right|^2 \rho_a^0, \quad (4)$$

(n) — показатель преломления матрицы, γ_{ba} учитывает ширину уровней и является параметром. Суммирование в (3) ведется по энергетическим разностям $E_{ba} = E_b - E_a$ с учетом бoльцмановского заполнения ρ_a^0 нижних уровней.

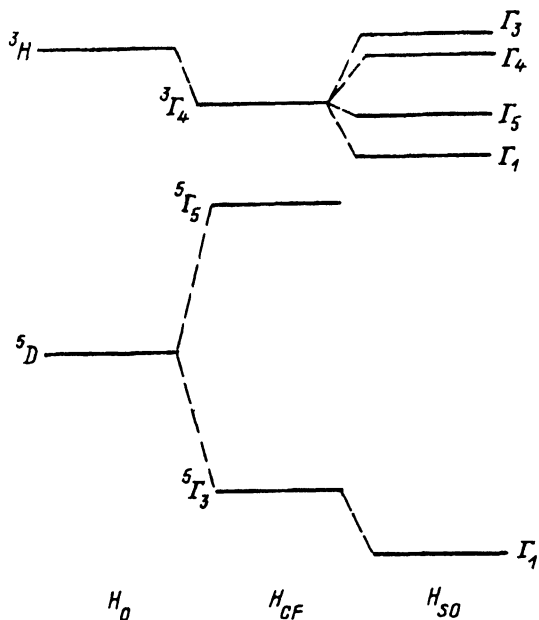


Рис. 2. Схема энергетических уровней иона Fe^{3+} .

Спектр иона Fe определим как собственные значения уравнения Шредингера $H\Psi = E\Psi$ с гамильтонианом

$$H = H_0 + H_{CF} + H_{SO} + H_Z, \quad (5)$$

где H_0 — гамильтониан изолированного иона; H_{CF} описывает кристаллическое поле симметрии T_d , H_{SO} учитывает спин-орбитальное взаимодействие и H_Z — зеемановское взаимодействие.

Если учесть кристаллическое поле в первом порядке, а H_{SO} — во втором порядке теории возмущений, то получим набор энергетических уровней иона Fe. В исследуемой области спектра активными внутрицентровыми переходами являются переходы между уровнями $\Gamma_1(^5G_3(^5D))$ и $\Gamma_1, \Gamma_5, \Gamma_4, \Gamma_3(^3G_4(^3H))$ (рис. 2). Волновые функции спин-орбитальных уровней $\Psi_{\Gamma\gamma}$ строились как линейные комбинации орбитальных функций $|L M_L\rangle$, $L = 2$ для основного атомного уровня 5D и $L = 5$ для возбужденного уровня 3H , а также спиновых функций $|S M_S\rangle$ $S = 2$ и $S = 1$ соответственно.

Учет больцмановского заполнения уровней позволяет принять во внимание только нижний спин-орбитальный синглет $\Gamma_1(^5G_3(^5D))$, волновая функция которого

$$\Psi_{\Gamma_1} = 1/\sqrt{8} (|22\rangle + |2\bar{2}\rangle + 2|00\rangle + |\bar{2}2\rangle + |\bar{2}\bar{2}\rangle). \quad (6)$$

Спин-орбитальные уровни, происходящие от возбужденного состояния 3H изолированного атома, описываются волновыми функциями:

$$\Psi_{\Gamma_1} = 1/\sqrt{3} (a_1(|\bar{5}1\rangle + |5\bar{1}\rangle) + a_2(|\bar{1}1\rangle + |1\bar{1}\rangle) + a_3(|31\rangle + |\bar{3}\bar{1}\rangle) - 1/\sqrt{2}(|40\rangle + |\bar{4}1\rangle)),$$

$$\Psi_{\Gamma_3}^1 = 1/\sqrt{6} \left(a_1(|\bar{5}1\rangle + |5\bar{1}\rangle) + a_2(|\bar{1}1\rangle + |1\bar{1}\rangle) + a_3(|31\rangle + |\bar{3}\bar{1}\rangle) + 2(|40\rangle + |\bar{4}0\rangle) \right),$$

$$\Psi_{\Gamma_3}^2 = a_1|\bar{5}\bar{1}\rangle + a_2|\bar{1}\bar{1}\rangle + a_3|3\bar{1}\rangle,$$

$$\Psi_{\Gamma_4}^1 = a_1|51\rangle + a_2|11\rangle + a_3|\bar{3}\bar{1}\rangle,$$

$$\Psi_{\Gamma_4}^2 = 1/\sqrt{2} \left(a_1|\bar{5}0\rangle + a_2|\bar{1}0\rangle + a_3|30\rangle + 1/\sqrt{2}(|4\bar{1}\rangle + |\bar{4}\bar{1}\rangle) \right),$$

$$\Psi_{\Gamma_4}^3 = 1/\sqrt{2} \left(a_1|50\rangle + a_2|10\rangle + a_3|\bar{3}0\rangle + 1/\sqrt{2}(|41\rangle + |\bar{4}1\rangle) \right),$$

$$\Psi_{\Gamma_5}^1 = 1/\sqrt{2} \left(a_1|50\rangle + a_2|10\rangle + a_3|\bar{3}0\rangle - 1/\sqrt{2}(|41\rangle + |\bar{4}1\rangle) \right),$$

$$\Psi_{\Gamma_5}^2 = 1/\sqrt{2} \left(a_1(|\bar{5}1\rangle - |5\bar{1}\rangle) + a_2(|\bar{1}\bar{1}\rangle - |1\bar{1}\rangle) + a_3(|31\rangle - |\bar{3}\bar{1}\rangle) \right),$$

$$\Psi_{\Gamma_5}^3 = 1/\sqrt{2} \left(a_1|\bar{5}0\rangle + a_2|\bar{1}0\rangle + a_3|30\rangle - 1/\sqrt{2}(|4\bar{1}\rangle + |\bar{4}\bar{1}\rangle) \right), \quad (7)$$

где $a_1 = \sqrt{5/128}$, $a_2 = \sqrt{21/64}$, $a_3 = \sqrt{81/128}$.

Приложение внешнего магнитного поля напряженности H приводит к полному снятию вырождения спин-орбитальных уровней уже в 1-м порядке теории возмущений.

Определение силы осциллятора в методе эквивалентных операторов [11] сводится к вычислению матричных элементов операторов L_+ и L_- на функциях основного состояния (6) и линейных комбинациях возбужденных состояний (7). Структура волновых функций такова, что ненулевые значения матричных элементов для операторов L_+ и L_- равны между собой. В результате вклад внутривалентных переходов в угол фарадеевского вращения отсутствует ($\theta_{ic} = 0$) и полный угол вращения (1) состоит только из составляющей θ_{bb} (2).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведена спектральная зависимость константы Верде $V(E)$ для кристаллов различных составов при нескольких температурах. Отметим, что приведенные данные сняты для преимущественно ориентированных образцов в геометрии опыта $H \parallel [100]$, для которой фарадеевское вращение достигает максимальных значений [3]. Видно, что для приведенных кривых $V(E)$ характерна тенденция к изменению знака вращения с положительного на отрицательный по мере понижения температуры образцов и дальнейший рост значений V по абсолютной величине. Аналогичная тенденция имеет место при фиксированной температуре с увеличением содержания компоненты Fe в кристаллах твердых растворов. В целом приведенные результаты согласуются с данными предыдущих экспериментов для CdTe:Fe [1,2] и $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ [3,4].

Установлено удовлетворительное согласие также между экспериментальной кривой $V(E)$ для состава $x = 0.01$ и зависимостью, рассчитанной по формуле (2), полученной в рамках простой одноосцилляторной модели (штриховая линия на рис. 1). В расчетах использовано

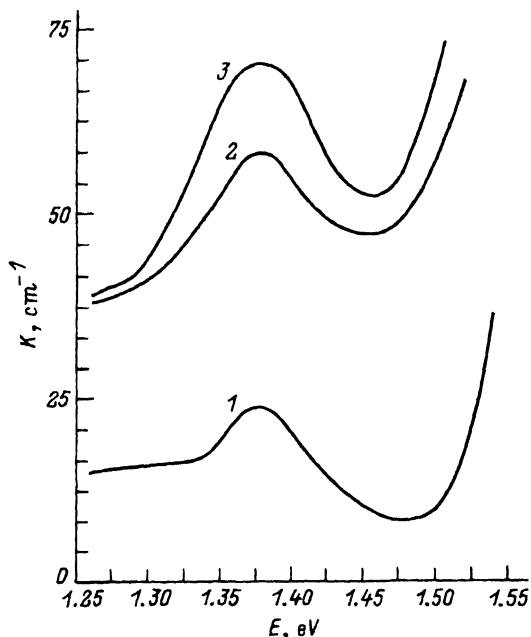


Рис. 3. Спектр поглощения $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ в области внутрицентрового перехода ${}^5\Gamma_3({}^5D) \rightarrow {}^3\Gamma_4({}^3H)$ при $T = 5\text{ K}$. x : 1 — 0.01, 2 — 0.05, 3 — 0.03.

значение $E_0 = 1.598\text{ эВ}$ из спектров экситонного отражения, а параметр $\langle S_Z \rangle$ оценен по данным о макроскопической намагниченности [12]. Значения обменных констант, характеризующих s , p - d -обменное взаимодействие $N_0\alpha = 0.30\text{ эВ}$, $N_0\beta = -1.27\text{ эВ}$, взяты из работы [12].

Вместе с тем результаты измерений спектров поглощения на тех же образцах и в том же спектральном интервале при гелиевой температуре (рис. 3) свидетельствуют о наблюдении полосы поглощения с максимумом при $E = 1.377\text{ эВ}$. Интенсивность этой полосы возрастает до $x = 0.03$, однако затем уменьшается для состава с $x = 0.05$. Наблюдаемую полосу в соответствии с рассчитанной схемой уровней Fe (рис. 2) можно сопоставить с внутрицентровым переходом ${}^5\Gamma_3({}^5D) \rightarrow {}^3\Gamma_4({}^3H)$. Аналогичный максимум наблюдался в CdTe, легированном Fe [5], и в спектре люминесценции данного материала [6]. Вероятности таких переходов для лево- и правовращающихся компонент складываются. С другой стороны, из проведенного теоретического рассмотрения следует отсутствие вклада от данного внутрицентрового перехода в эффект Фарадея.

Представляет интерес проведение дополнительных исследований подобного рода в области внутрицентровых переходов, проявляющихся в более длинноволновой области спектра.

Список литературы

- [1] A.I. Savchuk, B.E. Derkach, O.R. Klichuk and P.I. Nikitin. IEEE Trans. Magn., **28**, 3246 (1992).
- [2] Н.П. Гавалешко, А.И. Савчук, П.И. Никитин, Б.Е. Деркач, О.Р. Кличук, С.В. Медынский. Неорг. матер., **28**, 2429 (1992).
- [3] A.I. Savchuk, O.R. Klichuk, P.I. Nikitin. Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 393 (1993).

- [4] Chenjia Chen, Rongming Wang, Xuezhong Wang, A. Borghesi, A. Sassela. *Sol. St. Commun.*, **92**, 725 (1994).
- [5] G.A. Slack, S. Roberts, J.I. Vallin. *Phys. Rev.*, **187**, 522 (1969).
- [6] Ю.П. Гнатенко, И.А. Фарина, Р.В. Гамарник, А.С. Крочук, П.И. Бабий. *ФТП*, **27**, 1639 (1993).
- [7] A. Holda, A. Rodzik, A.A. Melnikov, P.W. Zukowski. *Acta Phys. Polon.*, **87**, 357 (1995).
- [8] С.В. Мельничук, А.И. Савчук, Д.Н. Трифоненко. *ФТТ*, **38**, 1320 (1996).
- [9] П.И. Никитин, А.И. Савчук. *УФН*, **160**, 167 (1990).
- [10] Y.R. Shen. *Phys. Rev.*, **133**, 511 (1964).
- [11] А. Абрагам, Б. Блيني. *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов* (М., Мир, 1964).
- [12] C. Testelin, C. Rigaux, A. Mycielski, M.M. Menent, M. Guillot. *Sol. St. Commun.*, **78**, 659 (1991).

Редактор В.В. Чалдышев

Faraday effect in a semi-magnetic $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ semiconductor

S.V. Melnichuk, P.I. Nikitin, A.I. Savchuk, D.N. Trifonenko

Chernovtsy State University, 274012 Chernovtsy, the Ukraine
