Ноябрь 1990 г. *Том 160, вып. 11*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

621.315.592

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

П. И. Никитин, А. И. Савчук

(Институт общей физики АН СССР, Москва; Черновицкий государственный университет)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 167
2. Теоретические представления о механизмах усиления эффекта Фарадея в полумагнитных полупроводниках (ПМП) 169
3. Эффект Фарадея в полупроводниках $A^2B^6\langle Mn\rangle$ и $A^2_{1-x}Mn_xB^6$: аномалии спектральной, концентрационной, температурной и магнитополевой зависимостей 172
4. Эффект Фарадея в других ПМП 178
4.1. $GaAs\langle Mn\rangle$. 4.2. $CdP_2\langle Mn\rangle$. 4.3. $Pb_{1-x}Mn_xI_2$.
5. Фарадеевское вращение (ФВ) и фазовый переход парамагнетик — спиновое стекло 181
6. Временные эффекты в ФВ ПМП 184
7. Спин-идуцированный эффект Фарадея на свободных носителях в $Hg_{1-x}Mn_xTe$ 186
8. Светоиндуцированная намагниченность (обратный эффект Фарадея) в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Hg_{1-x}Mn_xTe$ 187
9. Эффект Фарадея в тонких пленках ПМП и спиновых сверхрешетках . . 190
10. Прикладные аспекты эффекта Фарадея в ПМП 191
11. Заключение 193
Список литературы 194

1. Введение. Полумагнитные полупроводники ПМП (в литературе встречаются также термины: разбавленные магнитные полупроводники, магнитосмешанные или магнитолегированные полупроводники) являются новым классом материалов, сочетающих в себе свойства обычных и магнитных полупроводников. К ПМП относят полупроводниковые кристаллы, легированные Sd-ионами переходных металлов, либо твердые растворы, содержащие магнитные компоненты. Период бурного исследования ПМП начался с публикаций по кристаллам легированных ионами марганца [1], и твердым растворам $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [2]. Именно в этих работах впервые сообщается о наблюдении гигантских спиновых расщеплений зонных состояний электронов, дырок, экситонов и гигантском эффекте Фарадея, обусловленных обменным взаимодействием зонных носителей с локализованными магнитными моментами ионов Mn^{2+}. Необычность обнаруженных эффектов состояла в том, что в небольших внешних магнитных полях (напряженностью $H\approx 30$ кЭ) зарегистрированы большое спиновое расщепление экситонной линии (до десятков мэВ) и значительное усиление фарадеевского вращения (ФВ) в соответствующей спектральной области.

Основное качественное отличие между ПМП и обычными полупроводниками (например, между $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Cd_{1-x}Zn_xTe$) состоит в суще-

ственности для первых обменного взаимодействия между магнитными ионами и зонными носителями заряда, которое начинает проявляться только при наложении внешнего магнитного поля. В отсутствие же магнитного поля характер протекания электронных процессов и перестройка зонной структуры при изменении x для кристаллов указанных типов во многом сходны.

С другой стороны — ПМП можно рассматривать и как промежуточный класс веществ между немагнитными и магнитными полупроводниками. Изменяя содержание магнитной компоненты в кристаллах и внешние условия (температуру, магнитное поле), можно осуществлять переход от одного крайнего типа полупроводников к другому и выделить те особенности, которые обусловлены наличием локализованных магнитных моментов.

В настоящем обзоре сделана попытка систематизировать имеющиеся в литературе сведения лишь об одном из упомянутых выше эффектов в ПМП — эффекте Фарадея. Такой выбор предопределен тем, что, по нашему мнению, именно эффект Фарадея в достаточной мере отражает разнообразные специфические свойства новых материалов, объединяя и синтезируя два мощных раздела физики — оптику и магнетизм и, что немаловажно, обладает наряду с фундаментальной, четкой прикладной направленностью.

Необходимо отметить, что к настоящему времени уже опубликован ряд обзоров, посвященных ПМП [3—9], однако эффекту Фарадея в них уделено мало места и они не дают полного представления об этом направлении в интенсивных исследованиях ПМП.

Из вопросов, которые будут обсуждаться в дальнейшем, выделим выяснение природы усиления магнитооптической активности ПМП (раздел 2), поскольку понимание механизмов явления гигантского ФВ имеет значение как в общефизическом плане, так и с точки зрения практического применения ПМП. При этом будем исходить из общего для обычных полупроводников представления о том, что величина вращения плоскости поляризации света определяется, главным образом, зеемановским расщеплением уровней энергии во внешнем магнитном поле. Для широкозонных ПМП, в частности, для кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$, основными типами электронных переходов являются экситонные, междузонные, внутризонные, внутрицентровые в ионах Mn^{2+}, а также переходы, связанные с примесями и дефектами решетки. При низких температурах в области края фундаментального поглощения доминирующая роль принадлежит экситонным переходам, поэтому гигантское спиновое расщепление основной экситонной полосы в магнитном поле является определяющим фактором при возникновении большого ФВ в ПМП. Величина эффекта Фарадея в ПМП непосредственно связана с константами обменного взаимодействия магнитных ионов с зонными носителями, входящими в состав экситона, и пропорциональна намагниченности магнитной подсистемы. Вместе с тем экситонный вклад может изменяться в широких пределах в зависимости от длины волны излучения, концентрации магнитных ионов в ПМП и температуры, и в определенных условиях необходимо учитывать в суммарном эффекте вклады от других типов переходов.

Действительно, проведенный в разделах 3, 4 анализ экспериментальных результатов для целого ряда ПМП свидетельствует о правомерности отмеченного выше подхода, а обнаруженные аномалии в спектральной, концентрационной и температурной зависимостях ФВ подтверждают участие в формировании эффекта Фарадея, по крайней мере, трех различных, вкладов.

Характерной особенностью ПМП является их способность в зависимости от содержания магнитной компоненты и температуры существовать в диамагнитном, парамагнитном, антиферромагнитном или ферро-

магнитном состояниях и в состоянии спинового стекла. Эффект Фарадея оказался весьма эффективным при изучении перехода парамагнетик - спиновое стекло (раздел 5). Напомним, что спиновое стекло представляет собой неупорядоченный магнетик, в котором ниже определенной температуры T_s магнитные моменты «замораживаются» хаотическим образом [10]. Своеобразие спинового стекла в том, что охлаждение в магнитном поле и включение поля после охлаждения до $T<T_s$ приводят к различным значениям магнитного момента. Это различие удается зафиксировать в измерениях ФВ образцов ПМП с различной предысторией. Данные исследования ФВ позволяют определить температуру фазового перехода T_s и на этой основе построить магнитную фазовую диаграмму для исследуемых ПМП. Использование эффекта Фарадея для изучения перехода парамагнетик — спиновое стекло также важно с точки зрения выявления механизмов, ответственных за образование спинового стекла не только в ПМП, а и в других системах.

Для ПМП предсказывалось сильное проявление индуцированной светом спиновой поляризации, которой должно способствовать наличие обменного взаимодействия электронов с магнитными ионами. Этот эффект намагничивания вещества мощным циркулярно-поляризованным излучением, называемый еще по другому — обратным эффектом Фарадея, наблюдался в ПМП $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (раздел 8). Однако вопреки ожиданиям, величина обнаруженного эффекта оказалась очень малой. В частном случае кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ аномально малая величина обратного эффекта Фарадея объясняется передачей магнитного момента от подсистемы магнитных ионов к дырочной подсистеме, т. е. образованием мощного канала утечки, создаваемой светом намагниченности магнитной подсистемы. Тем не менее, важность наблюдения обратного эффекта Фарадея в ПМП заключается в возможности получения новой информации о процессах спинового обмена и спин-решеточной релаксации в такого рода кристаллах.

Первоначальные исследования ПМП проводились на объемных кристаллических образцах, выращенных преимущественно методом Бриджмена, однако в последнее время в связи с прогрессом в освоении эпитаксиальных методов получения тонких слоев полупроводников, заметно возрос интерес к пленочным образцам ПМП (раздел 9). Особого внимания заслуживают создаваемые на их основе многослойные структуры, получившие название спиновых сверхрешеток [11]. Примечательно, что магнитооптические эффекты, открытые в объемных кристаллах ПМП, сохраняют свои особенности и в случае их пленочного исполнения. Кроме того, для спиновых сверхрешеток при изменении ширины слоя в ФВ удается наблюдать новые закономерности, обусловленные квантовым эффектом ограничения электронов в пределах ямы (слоя).

Интерес как к объемным кристаллам ПМП, так и к тонким слоям и многослойным структурам, безусловно связан с открывающимися перед ПМП прикладными возможностями. Исследовательский арсенал применительно к ПМП далеко не исчерпан, но уже известны примеры их использования при разработке различных магнитооптических устройств. В разделе 10 проиллюстрировано использование ПМП для создания невзаимных устройств (оптических изоляторов) и высокочастотных волоконнооптических датчиков магнитного поля — приборов, в основу работы которых положен гигантский эффект Фарадея в подобных материалах.

2. Теоретические представления о механизмах усиления эффекта Фарадея в полумагнитных полупроводниках (ПМП). Открытый Майклом Фарадеем в 1845 г. эффект заключается во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного излучения в среде под действием

продольного магнитного поля H [12]. Феноменологически эффект Фарадея представляется следствием возникновения в магнитном поле различий характеристик среды для право- и левополяризованных компонент излучения. Угол вращения плоскости поляризации θ можно записать в виде [13]

$$\theta = \frac{Ed}{2\hbar c}(n^-(E) - n^+(E)), \tag{2.1}$$

где $E=\hbar\omega$ —энергия фотонов, ω —частота излучения, d —расстояние, которое проходит свет в веществе, c — скорость света в вакууме, $n^\pm$ — показатель преломления (индексы плюс и минус соответствуют двум противоположным круговым поляризациям света $\sigma^\pm$).

В рамках Квантовомеханического рассмотрения причиной возникновения разности $\Delta n^\pm(E)$ является воздействие магнитного поля на электронные переходы между уровнями i и j с энергиями $E_{i,j}$

$$n^-(E) - n^+(E) = \frac{\partial n}{\partial E}\Delta E_{ij}. \tag{2.2}$$

Тогда

$$\theta = \frac{Ed}{2\hbar c}\frac{\partial n}{\partial E}\Delta E_{ij}, \tag{2.3}$$

причем под ΔE_{ij} подразумевается энергетическая разность между переходами, наблюдаемыми в σ^+- и σ^--поляризациях.

Взаимодействие электромагнитного излучения различной длины волны λ с полупроводниковым кристаллом сопровождается различного рода электронными переходами (экситонными, междузонными, внутризонными и др.). Все они в той или иной мере могут давать свой вклад в эффект Фарадея.

Если ограничиться областью края фундаментального поглощения полупроводников, где преобладают экситонные переходы, для показателя преломления в модели единичного лоренцовского осциллятора можно записать [14]

$$n^2 = n_0^2 + F_0(E_0^2 - E^2)^{-1}; \tag{2.4}$$

здесь E_0 —энергия перехода на экситонный уровень, F_0—константа, в которую входит сила осциллятора экситонного перехода f_0, а n_0 включает все оставшиеся вклады.

С учетом вышеприведенного и в пренебрежении n_0 для энергий фотонов, близких к E_0, получено [14]

$$\theta = \frac{F_0^{1/2}d}{2\hbar c}\frac{E^2}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}}\Delta E_0. \tag{2.5}$$

Таковы исходные предпосылки рассмотрения эффекта Фарадея для большинства широкозонных полупроводников. В конкретном случае ПМП необходимо исходить из существования в этих материалах сильного s-, p—d-обменного взаимодействия, вызывающего большое спиновое расщепление зонных и экситонных состояний ΔE_0.

Обменное взаимодействие между зонными и локализованными 3d-электронами ионов Mn^{2+} описывается гамильтонианом гейзенберговского вида

$$\mathscr{H}_{ex} = -\sum_{R_i} J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)\, S_i s, \tag{2.6}$$

где $J(\mathbf{r}-\mathbf{R}_i)$ — интеграл обменного взаимодействия между зонными носителями и магнитным моментом иона Mn, $\hat{s}$ и $\hat{S}_i$—операторы спинов зонных и локализованных электронов соответственно.

Пример спинового расщепления валентной зоны и зоны проводимости кристаллов $A^2_{1-x}Mn_xB^6$, вызванного таким обменным взаимодействием (диагональной частью (2.6)) показан на рис. 1. Здесь представлены только переходы, оптически разрешенные в σ^+-и σ^--поляризациях, т. е. те, которые определяют эффект Фарадея.

Величина спинового расщепления экситонного терма ΔE_0 в этом случае складывается из спиновых расщеплений соответствующих зон

$$\Delta E_0 = E_{\sigma^-}\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right) - E_{\sigma^+}\left(-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\right) = \frac{J_h - J_e}{g_{Mn}\mu_B} M, \tag{2.7}$$

$$M = -g_{Mn}\mu_B x N_0 \langle S_z \rangle, \tag{2.8}$$

а угол ФВ θ определяется в конечном счете выражением [14]

$$\theta = \frac{F_0^{1/2} d}{2\hbar c} \frac{E^2}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}} N_0 x (J_h - J_e) \langle S_z \rangle, \tag{2.9}$$

где M — намагниченность единицы объема, $\langle S_z \rangle$ — термодинамически средняя проекция спинов ионов Mn^{2+} на направление магнитного поля H, $g_{Mn} = 2$ — фактор спектроскопического расщепления d — электронов марганца, μ_B — магнетон Бора, $J_{e,h}$ — интегралы обменного взаимодействия ионов Mn^{2+} с электронами и дырками.

При рассмотрении аналогичной ситуации с кристаллами $Cd_{1-x}Mn_xTe$ в [15] параметр F_0 выражается через силу осциллятора f_0 и плазменную энергию E_p, поэтому

$$\theta = \frac{19}{18} \frac{\pi}{n\lambda} \frac{E_p^2 E_0}{(E_0^2 - E^2)^2} f_0 J_h N_0 x \langle S_z \rangle. \tag{2.10}$$

Здесь также учитывалось, что для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ $J_e/J_h = -0{,}25$. Легко убедиться, что при подстановке в (2.10) $n = E_p f_0/(E_0^2 - E^2)^{1/2}$ функциональная зависимость $\theta(E)$ становится подобной (2.9).

Из аналитических выражений (2.9), (2.10) для эффекта Фарадея в ПМП следует, что основное отличие от аналогичных соотношений для обычных полупроводников [13] состоит в появлении в $\theta(E)$ параметров $J_{e,h}$, $\langle S_z \rangle$, характеризующих обменное взаимодействие электронов, дырок, экситонов с локализованными спиновыми моментами магнитных ионов. Эти параметры совместно с силой осциллятора экситона f_0 по существу определяют величину гигантского ФВ в ПМП.

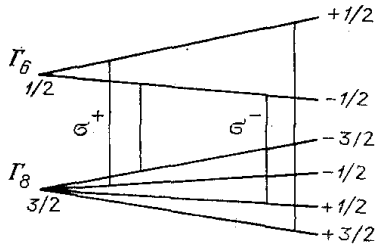

Рис. 1. Схема оптических переходов между расщепленными во внешнем магнитном поле состояниями Γ_6, Γ_8 для кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$, иллюстрирующая механизм формирования эффекта Фарадея в ПМП

Усиление эффекта Фарадея в ПМП можно также трактовать, исходя из представления об эффективном обменном поле [16], в котором происходит большое квазизеемановское расщепление энергетических уровней и, как следствие, возникает добавка к ФВ, которая по величине может значительно превосходить эффект Фарадея в немагнитных полупроводниках.

Экспериментальные результаты исследования в ФВ в различных ПМП, которые будут детально проанализированы в разделах 3, 4, свидетельствуют о необходимости учета в $\theta(E)$ кроме экситонного вклада и других электронных переходов. Так, в работах [17—19] выдвинута гипотеза о существенности для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ трех различающихся знаком вкладов в эффект Фарадея: межзонного вклада $\theta_1(E) \sim A_1(E_g - E)^{-1/2}$, экситонного $\theta_2(E) \sim$

$\sim A_2(E_0-E)^{-2}$; внутрицентрового $\theta_3(E) \sim A_3E^2/(E^2_{эфф}-E^2)$. В [20] экспериментальные кривые для ПМП $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ также аппроксимировали суммой межзонного и экситонного вкладов

$$\theta(E)=\theta_1(E)+\theta_2(E), \tag{2.11}$$

причем спектральная зависимость соответствующих вкладов в ФВ описывалась соотношениями

$$\theta_1(E)=A_1\frac{E_g^{3/2}}{E}[(E_g-E)^{-1/2}-(E_g+E)^{-1/2}-EE_g^{-3/2}], \tag{2.12}$$

$$\theta_2(E)=A_2\frac{E_0E}{(E_0-E)^2}\left(1+\frac{\hbar\Delta_{LT}}{E_0-E}\right)^{1/2}\left[1-\frac{\Gamma^2}{4(E_0-E)^2}\left(1+\frac{\hbar\Delta_{LT}}{E_0-E}\right)^{-1}\right], \tag{2.13}$$

в которых коэффициенты A_1, A_2 выражались через экситонные параметры

$$A_1=\frac{\varepsilon_0^{1/2}\hbar d\Delta_{LT}}{2cE_0}\Delta E_0, \tag{2.14}$$

$$A_2=\frac{(2\varepsilon_0)^{1/2}\mu^{3/2}a^3_{экс}d\Delta_{LT}E_0^2}{4c\hbar^2E_g^{3/2}}\Delta E_0; \tag{2.15}$$

Δ_{LT} — частота продольно-поперечного расщепления, μ—приведенная масса пары электрон-дырка, $a_{экс}$ — экситонный боровский радиус.

Относительно природы третьего вклада $\theta_3(E)$ существует неопределенность, поскольку приведенная частотная зависимость характерна как для внутрицентровых переходов в ионах Mn^{2+}, так и для переходов, связанных с более высокоэнергетическими переходами $(E>E_g)$.

3. Эффект Фарадея в полупроводниках $A^2B^6\langle Mn\rangle$ и $A^2_{1-x}Mn_xB^6$: аномалии спектральной, концентрационной, температурной и магнитополевой зависимостей. Перейдем к изложению экспериментальных результатов по эффекту Фарадея в ПМП. Первая работа, в которой было обнаружено резкое усиление ФВ, посвящена исследованию кристаллов CdTe,

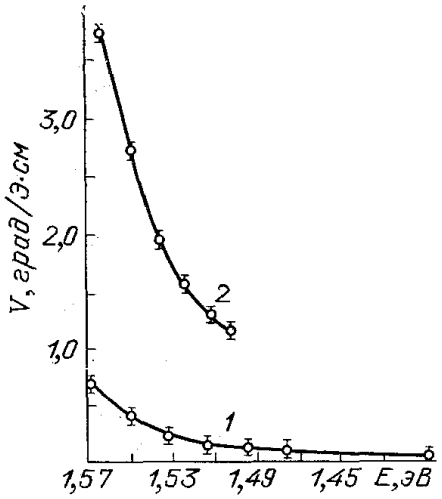

Рис. 2. Спектральная зависимость константы Верде при $T=1{,}7$ К для образцов CdTe⟨Mn⟩ с различной степенью легирования [1]. C_{Mn} (см$^{-3}$) $=6\cdot10^{18}$ (*1*) и $7{,}2\cdot10^{18}$

легированных ионами Mn^{2+} с максимальной концентрацией $C_{Mn}=8{,}2\times\times10^{18}$ см$^{-3}$ [1]. Дисперсионная зависимость константы Верде $V=\theta/Hd$, представленная на рис. 2, измерена в магнитном поле $H=3{,}65$ кЭ при T=1,7 К на тонких образцах (d=0,2 мм) с различной концентрацией Mn. Область сильного роста $V(E)$ совпадает с краем поглощения кристаллов, точнее, с длинноволновым крылом основной экситонной полосы,

а величина ФВ увеличивается с ростом степени легирования. В этой работе также было показано, что зависимость угла ФВ от поля H характеризуется насыщением в области больших полей. Для выяснения природы наблюдаемого эффекта в процессе измерения ФВ авторами [1] использована СВЧ накачка образцов. При этом обнаружено резкое уменьшение ФВ в области полей, соответствующих электронному парамагнитному резонансу ионов Mn^{2+} в теллуриде кадмия. Отмеченные закономерности позволили однозначно связать наблюдаемое усиление эффекта Фарадея в кристаллах CdTe⟨Mn⟩ со степенью поляризации спинов примесных ионов Mn^{2+}. Непосредственное спектроскопическое наблюдение больших расщеплений экситонной линии в магнитном поле является свидетельством того, что в основе эффекта Фарадея лежит расщепление экситонной полосы на σ^+- и σ^--компоненты. Величина расщепления экситонной полосы, как и степень усиления ФВ, определяются не внешним магнитным полем, как таковым, а намагниченностью подсистемы парамагнитных ионов Mn^{2+} в CdTe, возникающей во внешнем поле. По-видимому, эта закономерность является общей для всего семейстза полупроводников A^2B^6⟨Mn⟩. Так, в работе [21], посвященной исследованию кристаллов сульфида кадмия, легированных марганцем, найдено, что величина ФВ во много раз превышает соответствующую величину

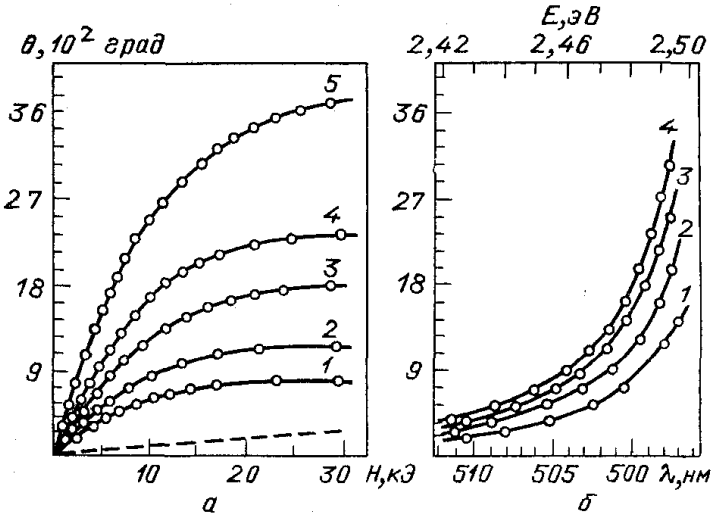

Рис. 3. Зависимость угла ФВ для кристаллов CdS⟨Mn⟩ от величины магнитного поля (*а*) при различных длинах волн (λ (нм) = 505 (1), 502,5 (*2*), 500 (*3*), 498,5, 496,5 (*4*)) и длины волны (*б*) в различных полях (*H* (кЭ) = 5,2 (*1*), 8,6 (*2*), 14,7 (*3*) и 47,5) [21]. Остальные условия эксперимента: $T = 1{,}75$ К; $d = 1$ мм; $C_{Mn} = 2{,}2 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Штриховая линия — θ(*H*) для специально нелегированного CdS при λ = = 496,5 нм

для нелегированных кристаллов и в зависимости от поля имеет тенденцию к насыщению (рис. 3). Вид магнитополевой зависимости ФВ удается аппроксимировать бриллюэновской функцией $B_{5/2}(\mu_B gH/kT)$, описывающей больцмановское распределение состояний со спином 5/2 по зеемановским компонентам.

Необходимо отметить, что при гелиевых температурах спектр краевого поглощения гексагональных кристаллов сульфида кадмия определяется А-, В- и С-экситонными переходами, поэтому спектр ФВ обусловлен главным образом спиновым расщеплением нижайшего из экситонных резонансов (А-экситоном).

Исследования вышеуказанных легированных полупроводников показали, что величина постоянной Верде сильно зависит от концентрации магнитных ионов, поэтому существенно большего усиления ФВ следовало ожидать в случае твердых растворов, содержащих магнитную компоненту. В настоящее время наиболее подробные исследования эффекта Фарадея проведены с твердыми растворами $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Впервые гигантское ФВ в подобных растворах, концентрация Mn в которых составляла $x \leqslant 0{,}5$, наблюдалось в работе [2]. Полученные результаты (рис.4) свидетельствуют, что константа Верде для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ по крайней мере, на порядок больше, чем для чистого кристалла CdTe, Ее величина сильно зависит от температуры и состава x, а спектральная зависимость $V(E)$

отличается от спектра межзонного эффекта Фарадея в немагнитных полупроводниках. Первоначально авторами [2] использовался довольно простой способ представления данных по спектру ФВ в $Cd_{1-x}Mn_xTe$, когда все экспериментальные кривые для разных T и x, построенные в логарифмическом масштабе, удавалось совместить друг с другом при их горизонтальном и вертикальном перемещении. Это могло бы свидетельствовать об общности физических механизмов, определяющих эффект Фарадея при разных T и x. Однако, последующие исследования показали более сложные спектральные зависимости ФВ. В частности, Гай [22]

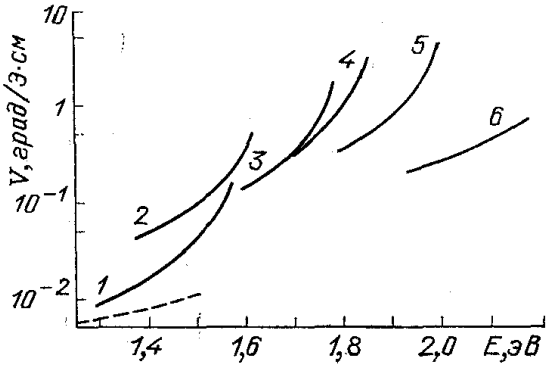

Рис. 4. Спектры ФВ кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ различных составов при $T=77$ К ($x=0{,}02$ (*1*), 0,05 (*2*), 0,15 (*3*), 0,2 (*4*), 0,3 (*5*) и 0,5 (*6*)) [2]. Штриховая линия изображает ФВ в CdTe.

первым обратил внимание, что ФВ в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ по знаку противоположно эффекту Фарадея для CdTe. Более обстоятельный анализ сложного характера дисперсии ФВ для различных T и x проведен в работах [14, 17—19, 80].

Как следует из рис. 5 для комнатной температуры при увеличении концентрации x, по мере перехода от «чистого» CdTe к твердым растворам $Cd_{1-x}Mn_xTe$ кроме возрастания угла ФВ меняется его знак. Более

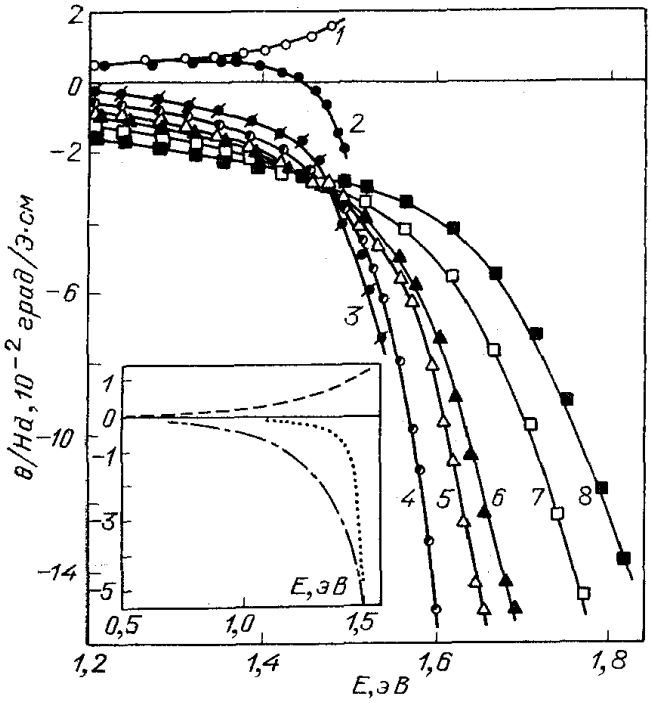

Рис. 1. Спектральная зависимость ФВ для различных составов кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при $T=300$ К [17]. $x=0$ (*1*), 0,007 (*2*), 0,05 (*3*), 0,1 (*4*), 0,15 (*5*), 0,2 (*6*), 0,25 (*7*) и 0,3 (*8*). На вставке штрихпунктирная, пунктирная и штриховая линии — качественный вид спектрального хода отрицательных вкладов — $\theta_1(E)$, $\theta_2(E)$ и положительного $\theta_3(E)$ для $x=0{,}007$, $E_g=1{,}52$ эВ, $E_0=1{,}51$ эВ, $E_{eff}=2{,}43$ эВ

того, для образцов с концентрацией $x=0{,}01$ знак ФВ отличается для разных энергий фотонов E. Заметим, что в области энергий $E\approx1{,}47$ эВ ($\lambda\approx0{,}85$ мкм) величина константы Верде не зависит от содержания Mn в интервале $0{,}05\leqslant x\leqslant0{,}3$. Такой же сложный характер дисперсии ФВ наблюдается и для образцов фиксированного состава при изменении температуры. Так, для состава $x=0{,}007$ наблюдаемая при $T=300$ К инвер-

сия знака ФВ исчезает как при повышении так и при понижении температуры (рис. 6). Отметим, что аналогичные концентрационные и температурные изменения ФВ наблюдались и для твердых растворов $Zn_{1-x}Mn_xTe$ (рис. 7, 8), однако здесь инверсия знака угла ФВ проявляется при больших содержаниях Mn $x=0{,}05$ [14].

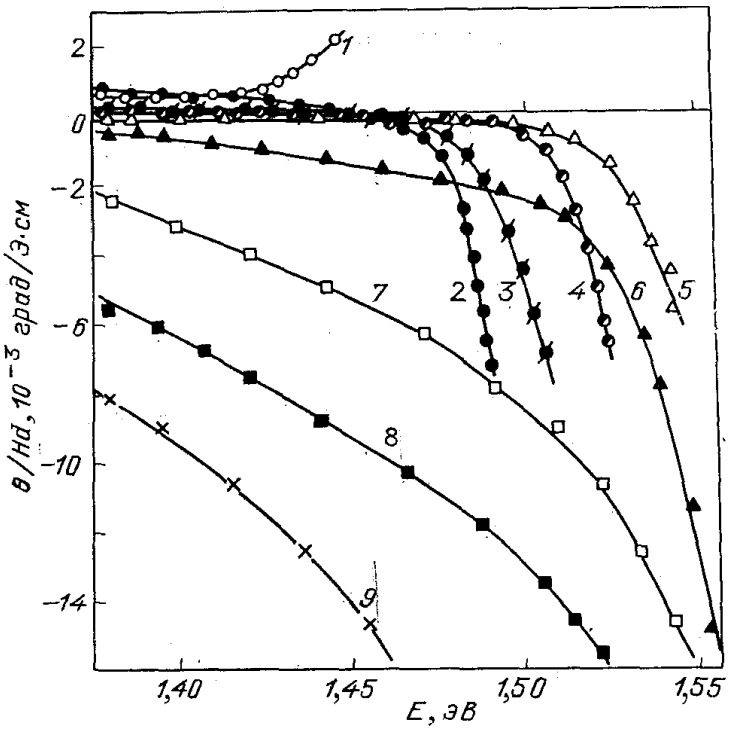

Рис. 6. Спектры ФВ для кристалла $Cd_{0,993}Mn_{0,007}Te$ при различных температурах [17]. T(K)=350 (*1*), 270 (*2*), 230 (*3*), 200 (*4*), 140 (*5*), 85 (*6*), 20 (*7*), 12 (*8*) и 4,2 (*9*)

По-видимому, отмеченные аномалии в спектральной зависимости ФВ являются достаточно общими для всего класса ПМП типа $A^2_{1-x}Mn_xB^6$. Они свидетельствуют о том, что ФВ в ПМП определяется несколькими механизмами, относительный вклад которых (как по величине, так и по

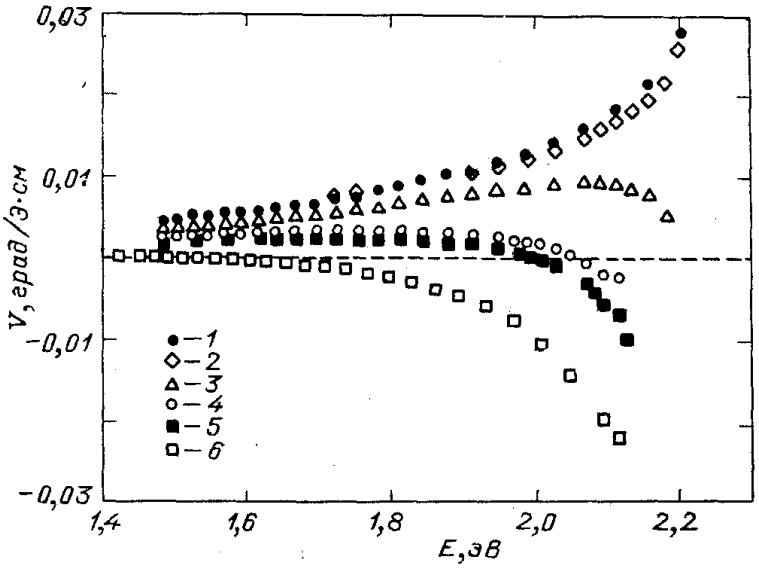

Рис. 7. Спектры ФВ кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe$ различных составов при $T=300$ K [14]. $x=0$ (*1*), 0,003 (*2*), 0,02 (*3*), 0,05 (*4, 5*) и 0,1 (*6*)

знаку) существенно зависит от температуры и концентрации Mn. В качестве таких механизмов могут быть упомянутые в разделе 2 механизмы, связанные с межзонными (θ_1), экситонными (θ_2) и внутрицентровыми (θ_3) переходами в ПМП.

Для анализа температурной зависимости эффекта Фарадея в ПМП представляется удобным, как это сделано в работе [14], выделить в соотношении (2.9) для θ величину D, зависящую от температуры

$$D = \frac{35}{12}\frac{F_0^{1/2}}{2\hbar c}\frac{g_{\mathrm{Mn}}\mu_{\mathrm{B}}N_0(J_{\mathrm{h}} - J_{\mathrm{e}})\,x^*}{k(T + T_{\mathrm{AF}})}. \tag{3.1}$$

Поскольку $\theta(T) \sim D(T) \sim T^{-1}$, то температурная зависимость для D^{-1} должна быть линейной

$$D^{-1} = m(T + T_{\mathrm{AF}}), \tag{3.2}$$

где x^* — эффективная концентрация Mn, T_{AF} — эмпирический параметр, m — величина, характеризующая наклон прямой линии $D^{-1} = f(T)$.

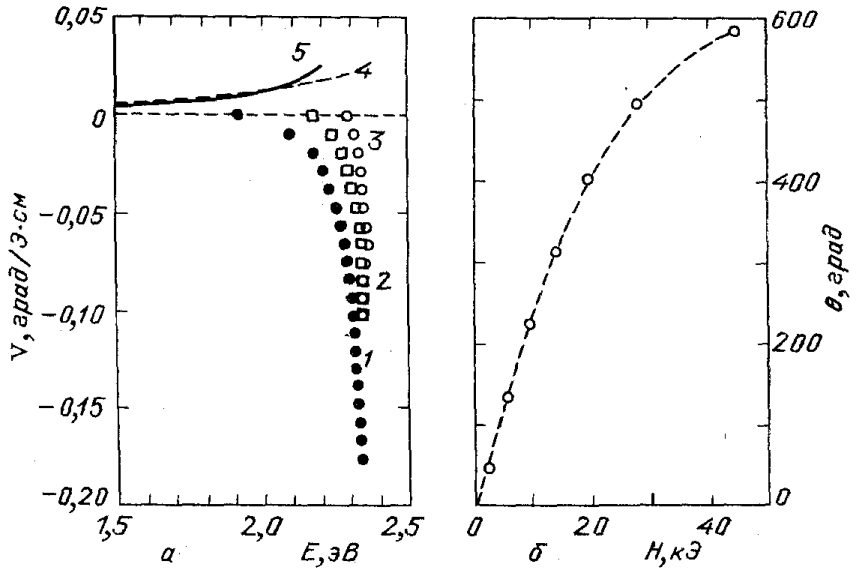

Рис. 8. Зависимость константы Верде кристалла $Zn_{0,997}Mn_{0,003}Te$ от энергии фотонов (*а*) и напряженности магнитного поля (*б*) [14]. T(K) = 5 (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*), 77 (*4*) и 300 (*5*). Для рис. *б* E = 2,29 эВ, T = 5 K, d = 2,4 мм

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 9, свидетельствуют, что при $T \leqslant 40$ K зависимость $D^{-1}(T)$ действительно линейная. Подобная аппроксимация температурной зависимости ФВ в кристаллах

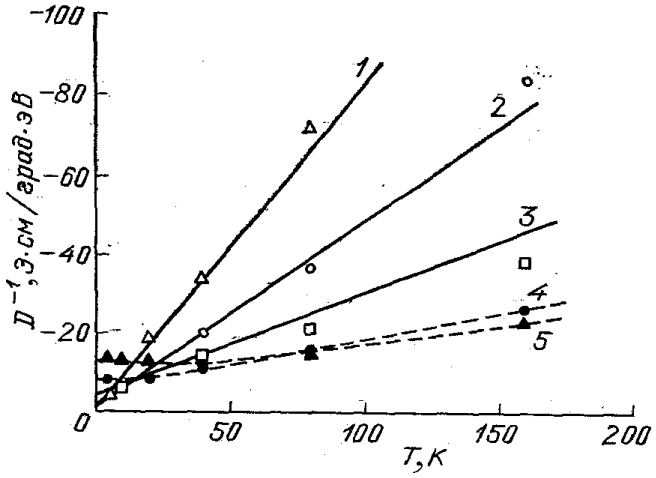

Рис. 9. Зависимость параметра D от температуры для кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ различных составов [14]. x = 0,05 (*1*), 0,1 (*2*), 0,35 (*3*), 0,45 (*4*) и 0,70 (*5*)

$Cd_{1-x}Mn_xTe$ различных составов позволяет провести оценку параметров m и T_{AF}, представленных в табл. I. Легко заметить тенденцию к росту величины T_{AF} по мере увеличения x, что объясняется увеличением вероятности антиферромагнитного спаривания ионов Mn^{2+}. Вместе с тем, из

отмеченной экстраполяции выпадают составы с $x \geqslant 0{,}45$, в которых проявляется фазовый переход парамагнетик — спиновое стекло, а кроме того, для $x \approx 0{,}7$ при $T = 40$ К имеет место магнитное упорядочение.

Процессы обменного взаимодействия между ионами Mn^{2+} в ПМП отражаются и на магнитополевой зависимости ФВ. На примере магнитолегированных кристаллов уже отмечалось, что в ПМП угол ФВ как

Таблица I. Значения параметров в зависимости D^{-1} (T) для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [14]

Состав x	m, Э·см/град·эВ·К	T_{AF}, К	Состав x	m, Э·см/град·эВ·К	T_{AF}, К
0,05	—0,829	1,0	0,23	—0,352	7,3
0,10	—0,468	3,3	0,35	—0,261	15,2

функция магнитного поля характеризуется насыщением в больших полях из-за происходящего полного выстраивания спинов Mn^{2+} (на рис. 8, *б* подобный эффект проиллюстрирован для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe$). Однако, такой характер зависимости $\theta(H)$ понятен в том случае, если не учитывать взаимодействия между ионами Mn^{2+}. С другой стороны применение сильных импульсных магнитных полей до 250 кЭ позволило наблюдать отличительную особенность магнитополевой зависимости ФВ для кристалла $Cd_{0,95}Mn_{0,05}Te$, заключающуюся в дальнейшем монотонном росте угла θ с полем [17]. Такой рост $\theta(H)$, по мнению авторов [17], связан со ступенчатым изменением намагниченности магнитной подсистемы $\langle S_z \rangle$ в ПМП. В свою очередь ступенчатый характер зависимости $\langle S_z \rangle (H)$ обусловлен образованием в ПМП кластеров магнитных ионов, которые при увеличении внешнего магнитного поля диссоциируют с выделением одиночных, не взаимодействующих между собой ионов.

Необходимо отметить, что в последнее время широко дискутируется [23—27] возможность объяснения зависимости $\langle S_z \rangle (H)$ для ПМП с небольшими x в рамках модели, учитывающей антиферромагнитное взаимодействие между ближайшими ионами только в парах Mn^{2+}—Mn^{2+}, в предположении случайного распределения Mn^{2+} по катионным узлам кристаллической решетки. Появление в этом случае серии из 5 ступенек в высокополевой намагниченности кристалла является следствием последовательного пересечения энергетических уровней для пары Mn^{2+}—Mn^{2+} при увеличении H, причем обменные взаимодействия другого рода (например, при распаде кластеров, состоящих из трех, четырех и т. д. ионов Mn^{2+}) предполагаются пренебрежимо малыми. Вполне закономерным в плане отмеченного представляется недавнее сообщение [28] о наблюдении ступенчатого изменения с полем ФВ в кристаллах $Cd_{1-x}Mn_xTe$. По-видимому, обнаружение ступенчатого характера магнитополевой зависимости ФВ расширяет методические возможности эффекта Фарадея для получения информации о константах обменного взаимодействия магнитных ионов, важно для развития теории обменных взаимодействий в ПМП и существенно дополняет ранее апробированные методики: непосредственного измерения намагниченности $\langle S_z \rangle (H)$ и исследования магнитополевой зависимости спинового расщепления экситонных состояний $\Delta E_0(H)$.

Одним из условий экспериментов по наблюдению ступенек в $\theta(H)$ является обеспечение достаточно низких температур ($T \approx 4$ К) для сведения к минимуму эффекта термического уширения энергетических уровней. Вместе с тем нельзя не отметить выявленный при комнатной температуре в сверхсильных магнитных полях до 1500 кЭ интересный нелинейный эффект, состоящий в росте константы Верде для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при

увеличении магнитного поля [29], выяснение происхождения которого требует дальнейших исследований.

4. Эффект Фарадея в других ПМП. Начиная с момента открытия эффектов обменного взаимодействия в ПМП типа $A^2B^6\langle Mn\rangle$ и $A^2_{1-x}Mn_xB^6$ вполне естественно возник вопрос о возможности наблюдения гигантского ФВ в других полупроводниковых материалах, содержащих магнитные ионы, но основная матрица которых не принадлежала бы к группе A^2B^6. Сообщения о таких исследованиях стали появляться сравнительно недавно.

4.1. GaAs<Mn>. Сильное ФВ в области края фундаментального поглощения наблюдалось в арсениде галлия — представителе группы A^3B^5, легированном марганцем с максимальной концентрацией $C_{Mn}=5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ (рис. 10) [30]. Тем не менее, по величине его нельзя сравнить

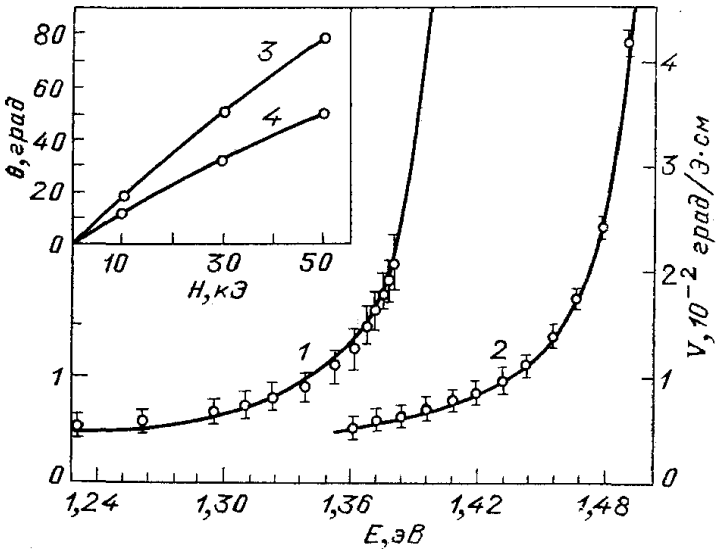

Рис. 10. Спектральная зависимость константы Верде для кристаллов GaAs⟨Mn⟩ с $C_{Mn}=5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ при температурах 2 К (*1*) и 300 К (*2*) [30]. На вставке приведена магнитополевая зависимость ФВ при $T=2$ К и $E=1{,}463$ эВ (*3*) и $E=1{,}426$ эВ (*4*)

с гигантским ФВ, выявленным в CdTe⟨Mn⟩ (см. рис. 2). По знаку ФВ в GaAs<Mn> такое же как и в нелегированном GaAs. Спектральная зависимость эффекта Фарадея в GaAs⟨Mn⟩ при разных температурах носит аналогичный характер, лишь смещаясь из-за температурного сдвига ширины запрещенной зоны. Кроме того, зависимость ФВ в этих кристаллах от напряженности магнитного поля почти линейная (вставка на рис. 10). По-видимому, наблюдаемые особенности ФВ в GaAs⟨Mn⟩ связаны с s—d-обменными взаимодействиями между ионами $Mn^{3+}(3d^4)$ и зонными носителями, а также с возникновением парамагнетизма Ван-Флека ионов марганца. Косвенным подтверждением этого является отсутствие сигнала ЭПР в исследуемых кристаллах [30].

Твердые растворы на основе полупроводников A^3B^5, содержащих магнитные компоненты не изучались по причине ограниченной растворимости переходных металлов в основной матрице таких кристаллов [31, 32].

4.2. $CdP_2\langle Mn\rangle$. В работе [33] исследовано ФВ кристаллов CdP_2 легированных Mn. Из рис. 11 *а*, *б* видно, что для этого кристалла введение примеси Mn приводит к незначительным изменениям спектральной зависимости ФВ с сохранением знака вращения. В то же время в области больших магнитных полей зависимость ФВ от внешнего поля носит существенно нелинейный характер и аппроксимируется бриллюэновской функцией для спина 5/2, что соответствует намагниченности спиновой си-

стемы ионов Mn^{2+}. Эти факты позволяют предположить, что в данном случае влияние ионов Mn^{2+} на магнитооптические характеристики CdP_2 связано не с носитель-примесным обменным взаимодействием, влияющим на энергетическую структуру и электронные переходы матрицы, а с прямым вкладом электронных переходов внутри оболочек иона Mn^{2+} [33]. Рассматриваемая здесь область спектра близка к той, в которой для ионов Mn^{2+} осуществляется внутрицентровый переход $^6A_1(^6S) \rightarrow {}^4T_1(^4G)$, а низкая симметрия кристаллов CdP_2 делает такой переход более вероятным.

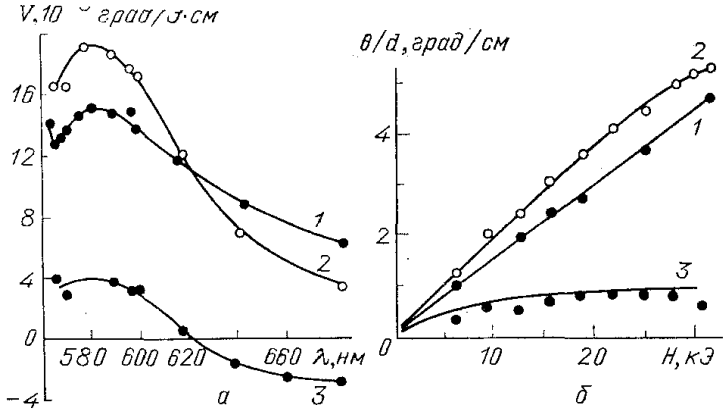

Рис. 11. Спектральная (*а*) и магнитополевая (*б*) зависимости ФВ в кристаллах CdP_2 (1), $CdP_2\langle Mn\rangle$ (2). *3* — разность кривых *2* и *1* [33]

Что касается малозаметного проявления для $CdP_2\langle Mn\rangle$ эффектов носитель-примесного обменного взаимодействия, то здесь можно назвать две причины: небольшие по сравнению с $A^2B^6\langle Mn\rangle$ значения соответствующих обменных интегралов и значительное потенциальное рассеяние носителей в CdP_2 на примесных ионах Mn^{2+}.

4.3. $Pb_{1-x}Mn_xI_2$. Твердые растворы в системе PbI_2—MnI_2 по существу являются новыми ПМП, в которых обнаружено гигантское усиление межзонного эффекта Фарадея, индуцированное магнитной компонентой кристалла. Такое усиление связывается с обменным взаимодействием фотовозбужденных носителей тока с локализованными спинами ионов Mn^{2+} [20, 34].

Исходные бинарные соединения PbI_2 и MnI_2 имеют кристаллические решетки слоистого типа (пространственная группа симметрии D_{3d}), характеризующиеся гексагональной плотной упаковкой анионов I^-. Катионы Pb^{2+} и Mn^{2+} располагаются при этом в октаэдрических пустотах между соседними иодидными слоями. Однотипность кристаллических решеток PbI_2 и MnI_2 и близость их параметров способствует образованию твердых растворов в системе PbI_2—MnI_2 [35]. Существование твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ в интервале $0 \leqslant x \leqslant 0{,}15$ подтверждено результатами исследования экситонных спектров отражения, поглощения, фотолюминесценции [36—39]. В этих данных необходимо отметить существенную трансформацию экситонных спектров, заключающуюся в коротковолновом сдвиге экситонной структуры и ее размытии с увеличением содержания Mn, замещающего Pb. Как и в кристаллах $A^2_{1-x}Mn_xB^6$, зависимость энергии экситона от состава $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ описывается прямой линией, а коэффициент dE_0/dx составляет 1,25±0,05 эВ [36].

На рис. 12 представлены спектральные зависимости ФВ для некоторых составов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ [20]. Видно, что ФВ в $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ по знаку противоположно, а по абсолютной величине заметно превышает ФВ в бинарном PbI_2. По аналогии с кристаллами $A^2_{1-x}Mn_xB^6$, спектральная зависимость ФВ в $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ при малых расстройках $\Delta E = E_0 - E$ удовлетворительно описывается экситонным вкладом $\theta_2(E)$ (2.13), однако при больших ΔE необходимо учитывать межзонный вклад $\theta_1(E)$ (2.12). Из

рис. 12 видно, что для кристаллов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ с $x=0$ и $x=0{,}01$ наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных, а для кристалла с $x=0{,}03$ заметно расхождение при малых расстройках ΔE (последнее обусловлено неоднородным уширением, учет которого устраняет разногласия).

Магнитополевые зависимости ФВ $\theta/d(H)$ и рассчитанных величин спинового расщепления $\Delta E_0(H)$ приведены на рис. 13. Для расчета ΔE_0 использованы соотношения (2.13), (2.15), связывающие ΔE_0 с θ. В отличие от чистого PbI_2 зависимости $\theta(H)$ и $\Delta E_0(H)$ в $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ нелинейны

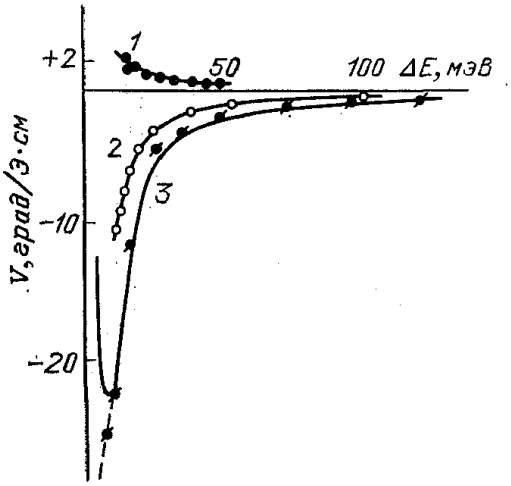

Рис. 12. Зависимость величины ФВ в кристаллах $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ от расстройки ΔE при $T=2$ К [20]. Значки у кривых *1—3* — экспериментальные даные для $x=0$, 0,01 и 0,03 соответственно, кривые *1—3* — расчет по формуле (2.11)

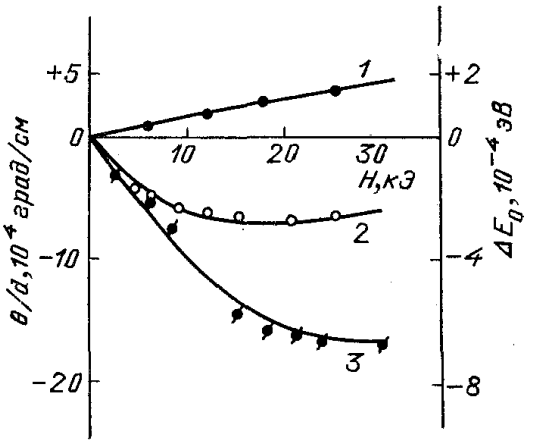

Рис. 13. Магнитополевые зависимости ФВ и спинового расщепления ΔE_0 в кристаллах $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ [20]. Значки у кривых *1—3* — экспериментальные данные для $x=0$, 0,01, а 0,03 при $E=2{,}495$, 2,516 и 2,466 эВ соответственно. *1* проведена по точкам, кривые *2* и *3* — разность вкладов, пропорциональных бриллюэновской функции и прямой *1*

и приблизительно аппроксимируются разностью вклада, пропорционального бриллюэновской функции и линейного зеемановского вклада. Насыщение и даже тенденция к возможному спаду $\theta(H)$ указывает на сравнимость этих вкладов при небольших x и больших полях.

Степень усиления эффекта Фарадея можно оценивать также по величине g^*-эффективного g-фактора (при малых полях, когда $\langle S_z\rangle$ пропорционально H) и по сумме обменных констант. Исходя из рассчитанных значений ΔE_0 в работе [20] получено $g^*=-15\pm6$, а $N_0(J_e+J_h)\simeq-0{,}04\mp+0{,}02$ эВ. Последняя величина оказывается намного меньше соответствующей суммы обменных констант для $A^2_{1-x}Mn_xB^6$, хотя, как следует из достаточно большого усиления эффекта Фарадея в $Pb_{1-x}Mn_xI_2$, обменное расщепление энергетических зон весьма заметно и в этих кристаллах.

Аналогия между $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ и $Cd_{1-x}Mn_xTe$ распространяется также на характер изменения знака угла ФВ в зависимости от содержания Mn и температуры кристалла [40]. По-видимому, здесь также помимо межзонного и экситонного вкладов в ФВ необходим учет третьего положительного вклада $\theta_3(E)$. Однако, поскольку для $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ обменные константы меньше, чем для $Cd_{1-x}Mn_xTe$, то и вклад первых двух слагаемых в суммарное ФВ становится весомее только при более низких температурах. Кроме того, для $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ вклад от переходов в ионах Mn^{2+} может быть большим ввиду того, что ширина запрещенной зоны E_g таких кристаллов больше и внутрицентровые переходы проявляются в области прозрачности полупроводников.

Заметим, что слоистая структура кристаллов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ позволяет приготавливать тонкие образцы, пригодные для исследования эффекта Фарадея непосредственно в области экситонных переходов [41]. Для подобных тонких образцов ($d \approx 1$ мкм) на спектральной зависимости ФВ по мере роста магнитного поля отчетливо обнаруживается провал в об-

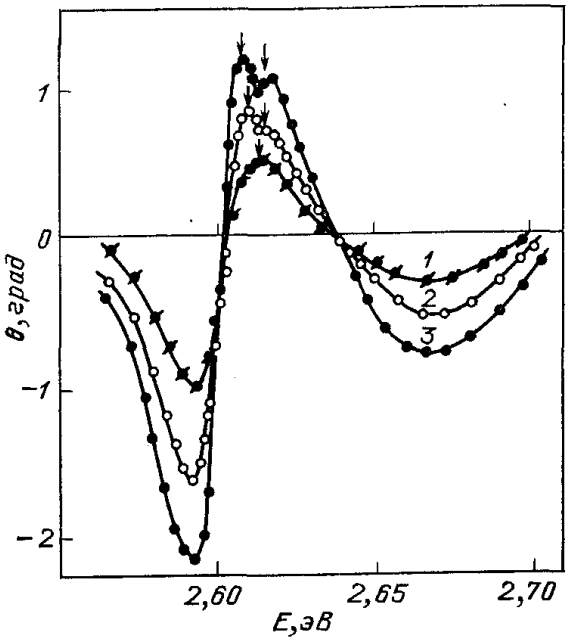

Рис. 14. Дисперсия ФВ в $Pb_{0,92}Mn_{0,08}I_2$ при $T=5$ К [41]. H (кЭ) = 5 (1), 15 (2) и 20 (3)

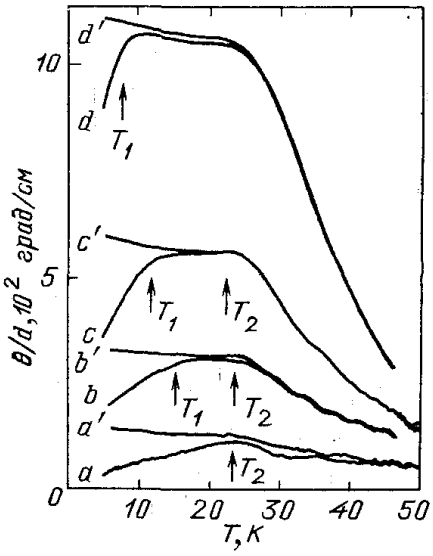

Рис. 15. Температурная зависимость ФВ в кристалле $Cd_{0,45}Mn_{0,55}Te$ [42]. Кривые a—d получены для образцов предварительно охлажденных в отсутствие магнитного поля, и при их последующем нагреве в магнитном поле $H=3$, 10, 30 и 60 кЭ соответственно, а кривые a'—d' — при охлаждении образцов в магнитном поле

ласти положительного максимума (рис. 14), который можно интерпретировать зеемановским расщеплением линии поглощения для случая одинаковой интенсивности компонент дублета.

Обобщая результаты экспериментального исследования эффекта Фарадея в различных ПМП, приходим к следующим основным выводам:

— гигантский эффект Фарадея, обусловленный обменными взаимодействиями экситонов и носителей с магнитными ионами, наиболее заметно проявляется в полупроводниках $A^2B^6\langle Mn\rangle$ и $A^2_{1-x}Mn_xB^6$;

— из других ПМП на сегодняшний день можно выделить только кристаллы твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$, для которых ситуация с эффектом Фарадея полностью аналогична наблюдаемой в $A^2_{1-x}Mn_xB^6$, даже несмотря на существенно меньшую величину суммы обменных констант, характеризующих носитель-ионное обменное взаимодействие;

— сложный характер спектров ФВ в ПМП с концентрационно- и температурно-зависимой инверсией угла вращения определяется конкуренцией трех различных механизмов (экситонного, межзонного, внутрицентрового), участвующих в эффекте Фарадея.

5. Фарадеевское вращение (ФВ) и фазовый переход парамагнетик — спиновое стекло. Исследования эффекта Фарадея показали свою эффективность и при изучении перехода парамагнетик — спиновое стекло в ПМП. Для таких исследований важным представляется магнит-

ная и температурная предистория образцов. Так, например, измерения эффекта Фарадея в работе [42] проводились при следующих условиях. Образец $Cd_{1-x}Mn_xTe$ охлаждался в отсутствии магнитного поля от $T>$ >50 K до $T\leqslant 4$ K. Затем включалось внешнее магнитное поле при минимальной температуре и проводились измерения ФВ в постоянном поле с температурой, изменяющейся от 4 до 50 K, и обратным охлаждением в поле до 4 K. Как видно из рис. 15, с ростом температуры ФВ увеличивается до определенного значения $T-T_1$, принимает постоянное значение в интервале $T_1<T<T_2$ и спадает при $T>T_2$. Данные измерения $\theta(T)$ с последующим понижением температуры до T_1 почти повто-

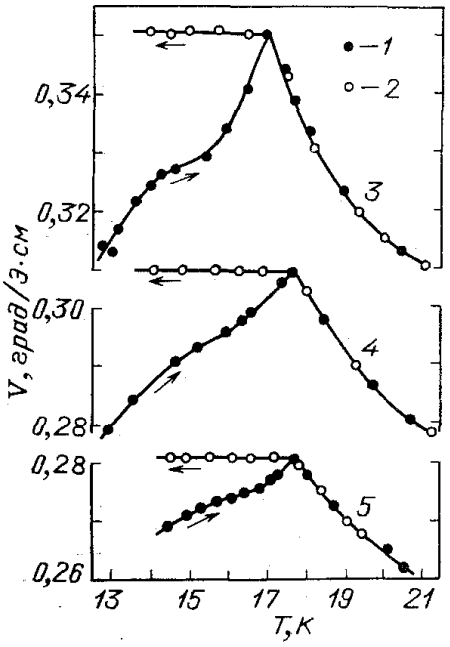

Рис. 16. Температурная зависимость ФВ для кристалла $Cd_{0,5}Mn_{0,5}Te$ в окрестности перехода в состояние спинового стекла [44]. Значки *1* для процесса охлаждения при $H=0$, *2* — для охлаждения при $H\neq 0$. Кривые при H (Э) $=20$ (*3*), 50 (*4*) и 350 (*5*)

ряют первоначальную кривую, но дают отклонения от нее при $T<T_1$. Установлено, что критические температуры T_1, T_2 зависят от величины внешнего поля, причем при H близком к нулю T_1 и T_2 совпадают.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что система твердых растворов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при $T<T_1$ находится в состоянии спинового стекла даже в сильных магнитных полях. В этой температурной области с увеличением T происходит лишь переориентация намагниченности кластеров по направлению магнитного поля. Для следующего интервала температур $T_1<T<T_2$, когда магнитные моменты всех кластеров выстроены, система напоминает спин-флоп фазу слабо анизотропного антиферромагнетика в сильном поле. Аналогия со спин-флоп фазой антиферромагнетика тем более правдоподобна, что она находится в соответствии с существованием плато на температурной зависимости намагниченности $\langle S_z\rangle$, поскольку для антиферромагнетика поперечная восприимчивость практически не зависит от T для $T<T_N$ (T_N — температура Нееля). По достижению температуры значения T_2 термические флуктуации в конце концов разрушают упорядочение поперечных компонент, и в области $T>T_2$ кристалл $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ведет себя как парамагнетик.

Несколько иное поведение ФВ с чередующимся изменением температуры в окрестности точки фазового перехода продемонстрировано в опытах со слабыми магнитными полями (рис. 16) [43, 44]. Интересно, что при повторных измерениях пик на зависимости $\theta(T)$ проявляется менее четко. По данным работ [45, 46] вместо пика в температурной зависимости ФВ кристаллов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ наблюдался лишь *излом, а* в четырехкомпонентных твердых растворах $Hg_{1-y-x}Mn_yCd_xTe$ переход в со-

стояние спинового стекла осуществлялся при более низких температурах. Кроме того, замечена следующая закономерность: для одинакового содержания Mn температура «остывания» для ПМП с ростом энергетического зазора E_g уменьшается. По-видимому, в механизме, ответственном за образование спинового стекла в ПМП, существенную роль играет дальнодействующее антиферромагнитное взаимодействие между ионами Mn^{2+}, обусловленное виртуальными переходами между валентной зоной и зоной проводимости.

Исследования ФВ с успехом используются также при определении реальной χ' и мнимой χ'' компонент магнитной восприимчивости ПМП в интервале температур соответствующем образованию спинового стекла [47—66]. Экспериментальные результаты, полученные для $Hg_{1-x}Mn_xTe$ [47, 48] в области частот $70 \leqslant \nu \leqslant 3000$ Гц, описываются простой феноменологической моделью, базирующейся на широком распределении времен релаксации. Температурная зависимость магнитных восприимчивостей χ' и χ'' для $Hg_{0,7}Mn_{0,3}Te$ при частоте $\nu = 272$ Гц показана на рис. 17.

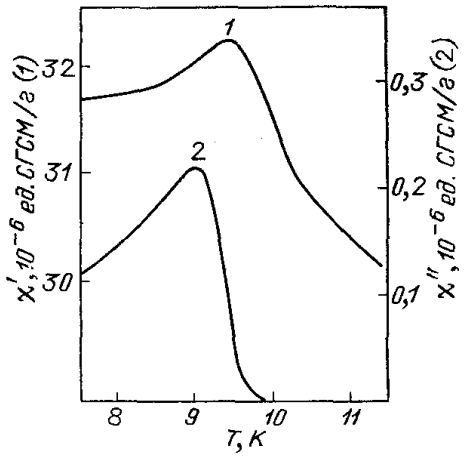

Рис. 17. Температурная зависимость компонент магнитной восприимчивости χ' (1) и χ'' (2) для $Hg_{0,7}Mn_{0,3}Te$ [47]. $H = 51$ Э, $\nu = 272$ Гц

$\chi'(T)$ имеет максимум при температуре $T = 9{,}2$ K, которая идентифицирована как температура «остывания». Поведение $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ подобно наблюдаемому для многих систем спинового стекла. Такое же подобие сохраняется и для частотной зависимости положения максимума на кривой $\chi'(T)$, который с увеличением частоты претерпевает сдвиг в область высоких температур.

Если спиновое стекло рассматривать как совокупность магнитных образований с широким спектром времен релаксации $q(\tau)$, то для компонент χ' и χ'' можно записать соотношения [47]

$$\chi' = \frac{1}{H} \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \frac{M(\tau)}{1 + \omega^2\tau^2} q(\tau)\, d\ln\tau, \tag{5.1}$$

$$\chi'' = \frac{1}{H} \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \frac{M(\tau)\,\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} q(\tau)\, d\ln\tau, \tag{5.2}$$

где τ_{min}, τ_{max} — минимальное и максимальное времена релаксации в системе. Согласно модели [51], парамагнитному состоянию отвечает условие $\tau_{max} \ll 1/\omega$, а состоянию спинового стекла — $\tau_{min} \ll 1/\omega \ll \tau_{max}$.

С помощью метода ФВ построена магнитная фазовая диаграмма $Hg_{1-x}Mn_xTe$, для которой при $x > 0{,}25$ зависимость температуры перехода T_s от состава носит линейный характер, причем экстраполяция до пересечения с осью абсцисс дает $x \simeq 0{,}17$. Необходимо отметить удовлетворительное согласие между данными о величине T_s, полученными в методе

ФВ и другими известными методиками определения фазовой диаграммы ПМП, однако эффект Фарадея обладает несравненно более широкими возможностями в плане исследования динамики состояния спинового стекла. Теоретически предсказанный порог перколяции для образования бесконечных спиновых кластеров составляет $x_p^{(1)} \approx 0{,}195$, если рассматривается взаимодействие только между ближайшими соседями и $x_p^{(2)} \approx 0{,}136$, когда учитывается взаимодействие следующих за ближайшими соседями атомов. Тот факт, что переход в состояние спинового стекла возможен и для составов $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ниже порогов перколяции $x_p^{(1)}$ и $x_p^{(2)}$, по-видимому, является свидетельством существования дальнодействующих взаимодействий, возникающих посредством косвенного обменного механизма.

Следует отметить существующие разногласия в отношении природы переходов в ПМП $Cd_{1-x}Mn_xTe$ с большим содержанием марганца. Хотя, как и в выше приведенном случае, пик на зависимости $\chi'(T)$ интерпретирован в рамках перехода из парамагнитной фазы в фазу спинового стекла, авторы работы [53] полагают, что в окрестности $x=0{,}7$ система может испытывать переход в антиферромагнитное состояние. В этом случае предполагается, что границы антиферромагнитной фазы и фазы спинового стекла разделены мультикритической точкой, и фаза спинового стекла может распространяться на некоторые концентрации выше порога перколяции. Теоретические исследования систем со случайной спиновой анизотропией (при высших размерностях) свидетельствуют о возможности представления и упорядоченной фазы и фазы спинового стекла на одной магнитной фазовой диаграмме.

6. Временные эффекты в ФВ ПМП. Наблюдаемые экспериментально временные зависимости эффекта Фарадея в ПМП можно условно разделить на два вида. В первом случае речь идет о долговременных эффектах в ФВ при температурах $T<T_s$, т. е. в фазе спинового стекла. Исследования второго вида включают результаты измерения ФВ с высоким временным разрешением (на уровне пикосекунд).

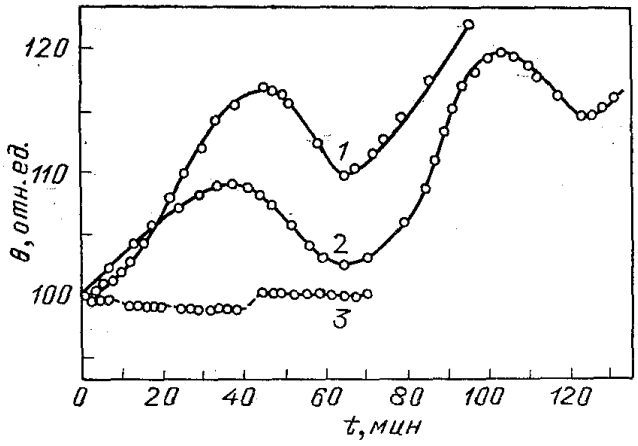

Рис. 18. Временная зависимость ФВ для кристалла $Cd_{0,57}Mn_{0,43}Te$ ($T=14$ К) при различных температурах [58]. *1* — $T=10{,}2$ К, $H=50$ Э; *2* — $T=11{,}3$ К, $H=90$ Э; *3* — $T=23$ К, $H=125$ Э

Особенность спинового стекла ПМП, в том числе зависимость угла ФВ от времени, как было отмечено, наиболее интенсивно изучалось на примере кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [57, 58]. При исследовании перехода в состояние спинового стекла применялась процедура измерения угла ФВ, аналогичная описанной ранее, а именно: образец охлаждался в отсутствие магнитного поля до определенной температуры $T<T_s$, затем включалось магнитное поле $H=125$ Э и измерялся угол θ при $E=0{,}8\ E_g$ как Функция времени t.

На рис. 18 представлена зависимость $\theta(t)$ для состава $Cd_{0,57}Mn_{0,43}Te$ при температурах $T_1=10{,}2$ К$<T_s$, $T_2=11{,}3<T_s$ и $T_s=23$ К$>T_s$. На этом

рисунке отчетливо видно, что при $T<T_s$ на медленно увеличивающийся фон $\theta(t)$ накладываются флуктуации (кривые *1*, *2*), тогда как при $T>T_s$ угол ФВ с течением времени остается практически постоянным (*d*). Амплитуда флуктуаций достигала 12% от величины сигнала в момент $t=1$ мин а период составлял около 60 мин. Следует отметить, что величина амплитуды наблюдаемых флуктуаций при заданной температуре T_0 приблизительно соответствует разности $\theta_{FC}(T_0)-\theta_{ZFC}(T_0)$, где $\theta_{FC}(T_0)$ и $\theta_{ZFC}(T_0)$ —температурные зависимости угла ФВ для случаев, когда образец охлаждался при включенном поле и при выключенном поле, соответственно.

Авторы [57, 58] предложили два альтернативных объяснения наблюдаемых временных закономерностей в эффекте Фарадея ПМП. Первое основывается на хорошо известной концепции энергетической поверхности в конфигурационном пространстве со многими энергетическими долинами и происходящими между ними переходами вследствие термических возбуждений. Второе предполагает, что почти регулярные флуктуации могут быть вызваны возбуждениями особого вида с очень низкой собственной частотой. Необходимо отметить, что для других известных систем спиновых стекол данные о флуктуационной временной зависимости их намагниченности, аналогичные найденным в ФВ ПМП, отсутствуют.

Эксперименты с высоким временным разрешением выполнялись также на кристаллах $Cd_{1-x}Mn_xTe$ составов $x=0{,}115$; $0{,}18$ при температуре $T=1{,}35$ К [15]. На постоянное слабое пробное излучение накладывался сильный пикосекундный импульс, а регистрирующая схема настраивалась на измерение влияния этого импульса, на интенсивность света, прошедшего систему поляризатор — образец в магнитном поле — анализатор. Тем самым регистрировалась только кратковременная составляющая эффекта Фарадея. Основные особенности временных характеристик эффекта Фарадея, продемонстрированные на рис.19, состоят в следующем. Наблюдаемый сигнал достигает своей максимальной величины при энергии возбуждающих квантов $E_{pump}=1{,}839$ эВ, соответст-

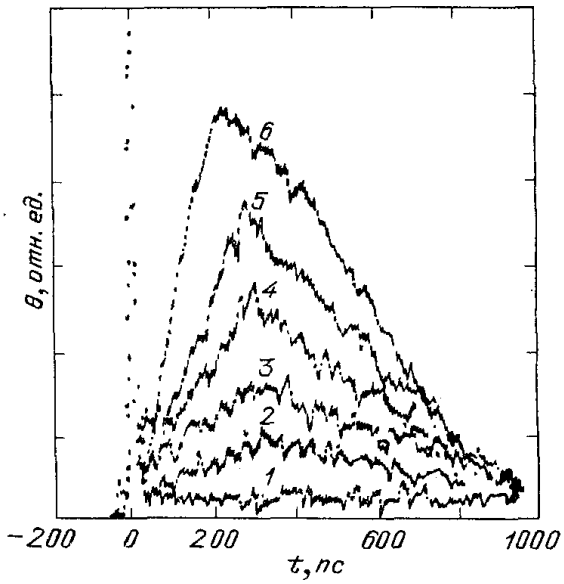

Рис. 19. Эффект Фарадея для кристалла $Cd_{0,82}Mn_{0,18}Te$, измеренный с временным разрешением при энергии накачки $E_{pump}=1{,}839$ эВ и различных полях [15]. H (кЭ)=0 (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*), 30 (*4*), 40 (*5*) и 50 (*6*). $T=1{,}35$ К

вующей образованию в полупроводнике связанных экситонов. Кроме того, время, за которое сигнал достигает максимума, уменьшается с ростом величины магнитного поля (см. рис. 19) и увеличением концентрации марганца. Полное отсутствие влияния импульса накачки на ФВ в «чистом» CdTe и в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при высоких температурах ($T>10$ К) подчеркивает основную роль спинов марганца в изучаемых эффектах.

По-видимому, при объяснении описанных временных характеристик следует исходить из представления о зависимости намагниченности от времени. Спины парамагнитных ионов Mn^{2+} создают некую фоновую намагниченность $\langle S_z \rangle$, которая оценивается при $x=0{,}18$ как $\langle S_z \rangle / S_s = 0{,}28$ и 0,70 для $H=10$ и 50 кЭ, соответственно.

Локальная поляризация ионов Mn^{2+}, вызванная дырочно-ионным обменом, представляется незначительной по сравнению с фоновой. Действие импульса света приводит к образованию поляронов, понижающих локальную намагниченность по сравнению с фоновым значением.

Образование связанных на акцепторе экситонов происходит за время менее 20 пс, а на их рекомбинацию излучательным или безызлучательным путем, например, в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ необходимо время $\tau_r \approx 1000$ пс [15]. Рост сигнала на рис. 19 определяется, таким образом, временем $\tau_s \approx 400$ пс, необходимым для организации спинов Mn^{2+} в пределах боровского радиуса экситона, а его спад — временем τ_r.

Начальный участок роста сигнала может быть описан следующей зависимостью

$$\langle S(t) \rangle = (\langle S_z \rangle_0 - \langle S_z \rangle_p) \left(\frac{1}{\tau_s} \right)^{-1}, \tag{6.1}$$

где $\langle S_z \rangle$ — средняя намагниченность до действия возбуждения, а $\langle S_z \rangle_p$ — равновесная намагниченность в присутствии связанных экситонов.

При $H=0$ намагниченность, обусловленная накачкой, отсутствует. С ростом H величина $\langle S_z \rangle$ увеличивается, тогда как $\langle S_z \rangle_p$ остается практически неизменной. Время τ_s также является функцией H и становится большим для образцов с меньшей концентрацией Mn. С увеличением температуры термические флуктуации разрушают магнитные взаимодействия и соответствующая разность в (6.1) исчезает.

7. Спин-индуцированный эффект Фарадея на свободных носителях в $Hg_{1-x}Mn_xTe$. Выше уже приводились результаты по исследовнию ФВ в твердых растворах $Hg_{1-x}Mn_xTe$, однако они касались больших значений x, т. е. таких составов, для которых ширина запрещенной зоны E_g превышала 0,5 эВ. Для узкозонных ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ недавно обнаружены особенности спин-индуцированного ФВ на свободных носителях [59].

В отсутствие магнитного поля существует много общего между узкозонным полумагнитным $Hg_{1-x}Mn_xTe$ и немагнитным $Hg_{1-x}Cd_xTe$, поэтому представляет интерес сравнение данных для таких систем.

Для спин-индуцированного ФВ в узкозонных полупроводниках с большим эффективным g-фактором и сильным спин-фотонным взаимодействием справедливо [60]

$$\theta = \left(\frac{dS}{d\Omega} \right)_{SF}^{1/2} \frac{dN\lambda \langle S_z \rangle}{n}, \tag{7.1}$$

где поперечное сечение рамановского рассеяния с переворотом спина $(dS/d\Omega)_{SF}$ и константа связи ξ определяются соотношениями

$$\left(\frac{dS}{d\Omega} \right)_{SF} = \frac{4\omega^2 \xi}{c^4}, \tag{7.2}$$

$$\xi = \frac{e^2}{2\omega^2 m_s} \frac{E_g E}{E_g^2 - E^2}; \tag{7.3}$$

N — концентрация электронов, m_s — спиновое число.

Резонансное усиление ξ при $E \leqslant E_g$ на два порядка величины было подтверждено в экспериментах по спин-флип рамановскому рассеянию

Спин-индуцированный эффект Фарадея должен характеризоваться насыщением в больших магнитных полях, когда спины полностью выстроены ($\langle S_z \rangle = 1$).

Экспериментальные результаты (рис. 20) свидетельствуют, что существует целый ряд различий в проявлении спин-индуцированного ФВ для образцов $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$ и $Hg_{0,89}Mn_{0,11}Te$. Прежде всего, для $Hg_{1-x}Mn_xTe$ константа Верде несколько выше, что, по-видимому, объясняется более высоким g-фактором. С ростом интенсивности лазерного излучения уровень насыщения ФВ в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ возрастает, однако на

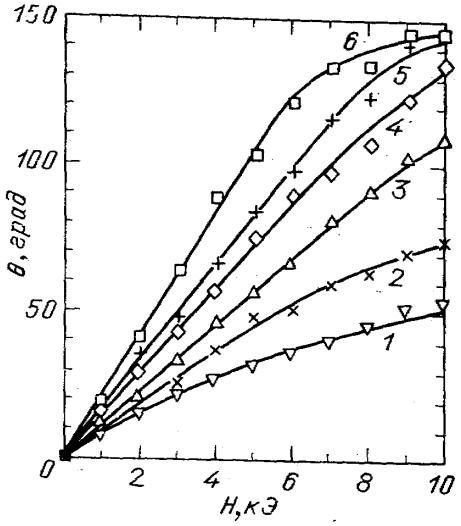

Рис. 20. Магнитополевая зависимость ФВ в n-$Hg_{0,89}Mn_{0,11}Te$ при $\lambda = 9{,}6$ мкм для различных интенсивностей лазерного излучения [59]. I (МВТ/см²) = 1,5 (*1*), 241 (*2*), 56 (*3*), *26,7* (*4*), 12,8 (*5*) и 5 (*6*)

линейном участке величина ФВ не чувствительна к изменениям мощности лазера. В то же время для ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ на линейном участке ФВ с ростом интенсивности излучения падает, а поле насыщения увеличивается, хотя линейный наклон меньше. Предполагается, что указанные различия могут быть объяснены спин-тепловыми эффектами, В $Hg_{1-x}Cd_xTe$ лазерное излучение хотя и приводит к увеличению трансляционной энергии электронов, однако не может нарушить застывшие положения спинов электронов, поскольку акты спин-флип-рассеяния редки. Напротив, в ПМП обменное взаимодействие носителей с ионами Mn^{2+} способствует быстрой передаче части трансляционной энергии электронов их спинам и приводит в конечном итоге к повышению спиновой температуры. Полному выстраиванию спинов также препятствует индуцированная лазерным излучением деполяризация, что в результате приводит к увеличению поля насыщения ФВ в $Hg_{1-x}Mn_xTe$ в условиях высоких уровней лазерного излучения.

8. Светоиндуцированная намагниченность (обратный эффект Фарадея) в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Hg_{1-x}Mn_xTe$. В 1965 г. было обнаружено возникновение намагниченности у материалов, облучаемых интенсивным циркулярно поляризованным излучением [61]. Этот эффект получил также название обратного эффекта Фарадея и наблюдался в кристалле $CaF_2\langle Eu^{2+}\rangle$, диамагнитных стеклах и жидкостях [62]. Для класса ПМП Светоиндуцированная намагниченность обнаружена в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [63, 64] и $Hg_{1-x}Mn_xTe$ [65]. В таких полупроводниках из-за сильного обменного взаимодействия носителей с магнитными ионами и происходящей при этом взаимной ориентацией спинов прогнозировалась более значительная намагниченность при освещении поляризованным светом.

Первые косвенные подтверждения существования индуцированной намагниченности в ПМП были получены в экспериментах по наблюдению изменения намагниченности в $Cd_{0,95}Mn_{0,05}Te$ при освещении образца

лазерным излучением [63]. Обнаруженная зависимость положений линий экситонной люминесценции от плотности накачки объяснялась изменением $\langle S_z \rangle$ в результате обменного рассеяния фотовозбужденных светом носителей на локализованных спиновых моментах ионов Mn^{2+}.

Непосредственному наблюдению светоиндуцированной намагниченности в кристаллах $Hg_{1-x}Mn_xTe$ посвящена работа [65]. Намагниченность образца регистрировалась пробной катушкой, согласованной по импедансу с катушкой СКВИДа. В качестве источника излучения использован лазер на CO (E_L=205—240 мэВ; мощность 20—100 мВт). Эксперименты проводились при постоянной мощности лазерного излучения, но с модуляцией поляризации от линейной к циркулярной. На рис. 21 показана зависимость намагниченности от поляризации света

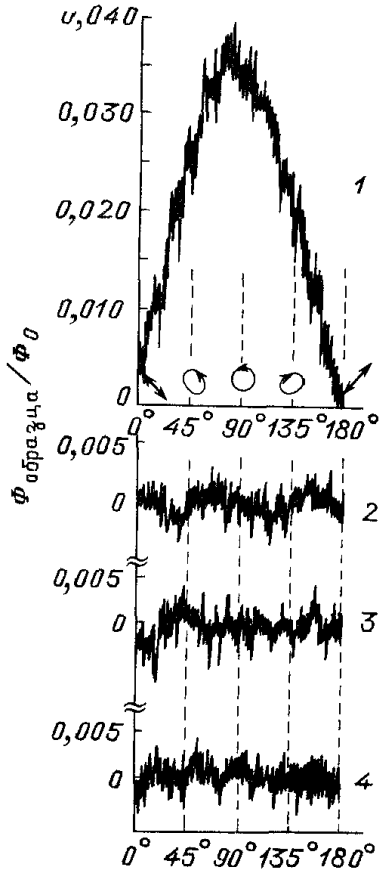

Рис. 21. Изменение магнитного потока в пробной катушке, пропорциональное величине намагниченного для различных немагнитных полупроводников и ПМП в зависимости от степени циркулярной поляризации лазерного излучения [65]. *1* — $Hg_{0,88}Mn_{0,12}Te$, E_g=165 мэВ, E_L=238 мэВ; *2* — $Hg_{0,93}Mn_{0,07}Te$, E_g=0, E_L=229 мэВ; *3* — $Hg_{0,77}Cd_{0,23}Te$, E_g=120 мэВ, E_L=234 мэВ; *4* — InSb, E_g=235 мэВ, E_L=240 мэВ

(в единицах квантового потока Φ_0). Для сравнения приведены данные для двух составов ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (x=0,07; 0,12) и немагнитных полупроводников $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (x=0,23), InSb, имеющих приблизительно одну и ту же величину зонного энергетического зазора E_g. Из рисунка видно, что сигнал регистрируется только в случае облучения циркулярно поляризованным светом ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (x=0,12), имеющего конечную ширину запрещенной зоны и отсутствует для бесщелевого полупроводника $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (x=0,07) и немагнитных $Hg_{1-x}Cd_xTe$, InSb. В интервале оптических накачек 0,2—1,25 Вт/см^2 магнитный поток для ПМП $Hg_{1-x}Mn_xTe$ увеличивается с ростом плотности излучения по линейному закону.

Отсутствие светоиндуцированной намагниченности в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и InSb является подтверждением того, что наблюдаемый, в ПМП обратный эффект Фарадея нельзя отнести за счет, спиновой поляризации электронов и дырок. Кроме того, этот эффект нельзя объяснить и непосредственной поляризацией ионов Mn^{2+} под действием излучения, ведь в противном случае она проявлялась бы для бесщелевого $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (x=

$=0{,}07$). Поэтому здесь, как и в первоначальных экспериментах [63], основным механизмом возникновения намагниченности представляется ориентация парамагнитных ионов поляризованными носителями. В свою очередь ориентация локализованных спиновых моментов ионов Mn^{2+} осуществляется путем рассеяния с переворотом спина поляризованных свободных носителей.

Характерно, что наблюдаемая величина обратного эффекта Фарадея в низкотемпературной области зависит от температуры как $1/T$, что типично для спиновой релаксации при взаимодействии ионов с акустическими фононами.

Исследования светоиндуцированной намагниченности недавно выполнены на кристаллах $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [64]. Для экспериментов [64] характерно то, что они проведены с использованием новых статического и динамического методов с пикосекундным временным разрешением. Это позволило получить информацию о микроскопических аспектах индуцированного магнетизма и его последующей релаксации.

Для измерений выбран состав $Cd_{0,8}Mn_{0,2}Te$ с таким энергетическим зазором E_g, чтобы можно было легко изучать динамические процессы системы при $E>E_g$, $E\approx E_g$ и $E<E_g$. Зависимость намагниченности в статическом режиме от энергии квантов при постоянной интенсивности циркулярно поляризованного излучения приведена на рис. 22. На представ-

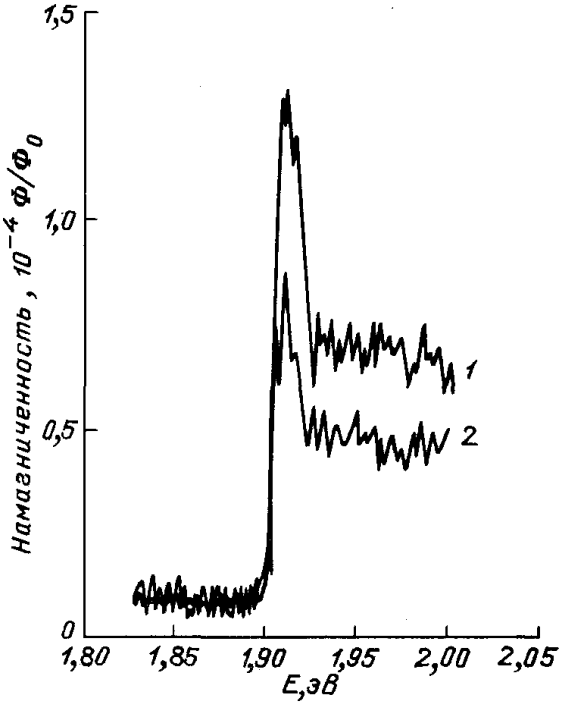

Рис. 22. Зависимость индуцированной в $Cd_{0,8}Mn_{0,2}Te$ намагниченности от энергии квантов лазерного излучения при $T=4{,}2$ К (*1*) и 5,8 К (*2*) [64]

ленных для двух различных температур кривых выделяются три характерные спектральные области. Намагниченность близка к нулю в области прозрачности кристалла, резко увеличивается до пика с максимумом при $E\approx E_g$, а при $E>E_g$ сохраняется практически постоянной. Как и в предыдущем случае с $Hg_{1-x}Mn_xTe$ величина намагниченности спадает при повышении температуры. Однако для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ имеются и существенные отличия, основным из которых является участие в процессе возникновения светоиндуцированной намагниченности магнитных поляронов. Эти образования возникают из-за сильного спаривания спинов носителей и магнитных ионов, благодаря чему характеризуются намного большим эффективным моментом, чем сами ионы. Именно образованием магнитных поляронов при энергии фотонов, близкой к E_g, объясняется пик на кривых (рис. 22). Когда энергия фотонов превышает E_g, магнитные поляроны, хотя и продолжают существовать, однако из-за случайной

ориентации они вносят малый вклад в создание намагниченности. Зато в данной спектральной области вступает в силу механизм обменного рассеяния с переворотом спинов носителей, что проявляется в постоянственамагниченности.

Динамические исследования $Cd_{0,8}Mn_{0,2}Te$ также свидетельствуют о зависимости магнитного отклика образца от энергии возбуждения. Пикосекундные изменения намагниченности для указанных выше трех спектральных областей свидетельствуют о сильном различии во временах нарастания и затухания намагниченности. Время $t \approx 250$ пс согласуется со временем образования поляронов, определенным из временной зависимости прямого эффекта Фарадея [15]. Время затухания $t \approx \approx 1000$ пс характерно для процесса рекомбинации носителей в этом материале. При $E = 1{,}95$ эВ намагниченность устанавливается почти мгновенно, поскольку длительность процесса передачи поляризованными носителями своей поляризации путем обменного рассеяния с переворотом спина на ионах Mn^{2+} оценивается в ≈ 1 пс. Время же затухания в этом случае $t \approx 300$ пс характеризует по-существу время спин-решеточной релаксации для данного ПМП.

Особый интерес представляет выяснение причины малости обнаруживаемой в ПМП светоиндуцированной намагниченности (порядка $5 \cdot 10^{-7}$ Э). В работе [66] показано, что столь малая по сравнению с ожидаемой величина может быть связана с двумя эффектами: а) падением намагниченности из-за взаимодействия магнитных ионов с дырками; б) сильной деполяризацией электронов за счет их заброса в состояния, превышающие дна зоны проводимости.

9. Эффект Фарадея в тонких пленках ПМП и спиновых сверхрешетках. В последнее время широкое распространение получили методы эпитаксиального выращивания тонких пленок полупроводников. Применялись такие методы и для приготовления тонких слоев ПМП. Вполне естественный интерес вызывает исследование особенностей эффекта Фарадея в тонких пленках ПМП.

В работе [67] пленки $Cd_{1-x}Mn_xTe$ $(0 \leqslant x \leqslant 0{,}76)$ были получены одновременным испарением CdTe и MnTe на сапфировую и стеклянную подложки. Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны для пленок на сапфировой подложке находится в удовлетворительном согласии с данными по $E_g(x)$ для монокристаллических образцов. Кроме того, сравнительные исследования постоянной решетки показали, что для таких пленок параметр решетки оказывается близким к значению для объемных кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$, тогда как для пленок на стеклянной подложке постоянная решетки намного больше.

Исследования эффекта Фарадея в тонких пленках в значительной степени дополняют известные для кристаллов данные прежде всего по той причине, что за счет продвижения в коротковолновую сторону представляется возможность охватить более широкий спектральный интервал. В этом случае, как видно из рис. 23, наблюдается дисперсионный характер ФВ с ярко выраженными экстремумами и инверсией знака угла вращения θ. Спектральная зависимость ФВ может быть поставлена в соответствие со спектром поглощения при помощи соотношения Крамера — Кронига

$$\theta(E) = -\frac{E^2}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(E')/E'}{E'^2 - E^2} \, dE', \tag{9.1}$$

где $\Delta\alpha(E')$ — разность между коэффициентами поглощения для право- и левополяризованного излучения в магнитном ионе.

Поскольку в магнитном поле для ПМП имеет место сильный дихроизм (край поглощения для правополяризованного света сдвигается в длинноволновую сторону, а для левополяризованного света — в коротковолновую сторону), то в конечном итоге это придает (9.1) вид, наблюдаемый экспериментально (рис. 23). С увеличением содержания Mn

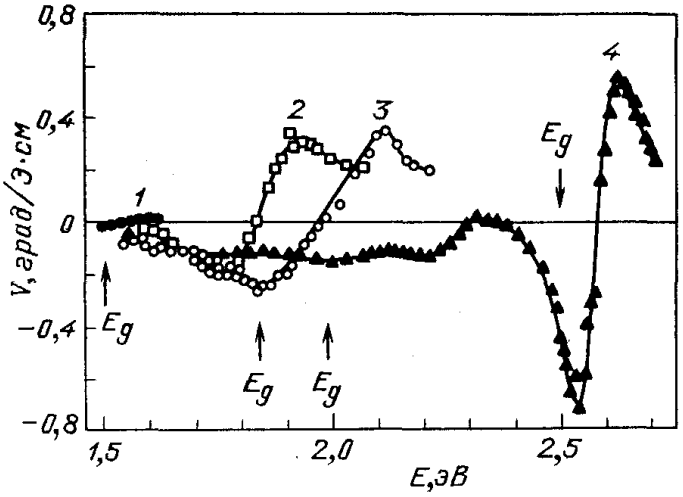

Рис. 23. Спектры ФВ эпитаксиальных пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$ различного состава при $T=300$ К [67]. $x=0$ (*1*), 0,26 (*2*), 0,36 (*3*) и 0,76 (*4*)

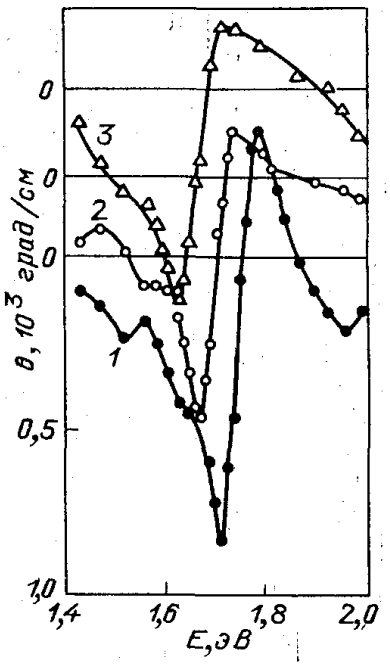

Рис. 24. Спектры ФВ для многослойных структур $Cd_{0,9}Mn_{0,1}Te$—$Cd_{0,5}Mn_{0,5}Te$ с различными значениями ширины квантовой ямы [70]. L(Å)=40 (*1*), 90 (*2*) и 150 (*3*)

кривые сдвигаются в область коротких длин волн и происходит заметное увеличение константы Верде в экстремальных точках. Аналогичные изменения кривые ФВ претерпевают и при понижении температуры пленок $Cd_{1-x}Mn_xTe$. По-видимому, объяснение наблюдаемых концентрационной и температурной зависимостей $\theta(E)$ возможно в рамках тех же подходов и механизмов, которые раньше применялись для анализа данных по ФВ в объемных кристаллических образцах ПМП (раздел 2). Детальные теоретические исследования эффекта Фарадея в эпитаксиальных пленках $Cd_{1-x}Mn_xTe$ были недавно выполнены в работе [68] с учетом величины расщепления и сил осцилляторов экситонных переходов во втором порядке теории возмущения.

Современная техника ионно-лучевой эпитаксии позволяет получать не только отдельные пленки полупроводников, а и более сложные дозированные многослойные структуры, называемые сверхрешетками. В применении к ПМП такие структуры получили название спиновых сверхрешеток [11, 69]. Запись спектра ФВ для спиновой сверхрешетки $Cd_{0,9}Mn_{0,1}Te$—$Cd_{0,5}Mn_{0,5}Te$ представлена на рис. 24 [70]. На первый взгляд кажется, что дисперсия ФВ для спиновой сверхрешетки приблизительно соответствует сумме дисперсионных кривых ФВ в отдельных слоях $Cd_{0,9}Mn_{0,1}Te$ и $Cd_{0,5}Mn_{0,5}Te$. Вместе с тем детальные исследования позволили обнаружить зависимость энергетического положения амплитуды основного пика на зависимости от ширины слоя сверхрешетки. Эти особенности объясняются квантовым эффектом ограничения электронов в пределах ямы (слоя).

10. Прикладные аспекты эффекта Фарадея в ПМП. Материалы с большими значениями константы Верде издавна привлекают к себе вни-

мание ввиду их возможного применения в различных магнитооптических устройствах. Не удивительно поэтому, что сразу же после открытия ПМП и обнаружения в них гигантского ФВ к чисто научному прибавился и интерес прикладного характера.

В табл. II, составленной из обзоров [71—73], представлены значения константы Верде основных кристаллических и стеклообразных материалов, пригодных к применению в видимой и ближней ИК области спектра.

Таблица II. Значения константы Верде для различных материалов (λ=633 нм, T=300 К)

Материал	V, рад. T^{-1} $м^{-1}$	Материал	V, рад. $T^{-1}м^{-1}$
Кристаллы:		Стекла:	
$Cd_{1-x}Mn_xTe$	$\leqslant$2000	M-16 (FR-123)	—71,0
EuF_2	—262	FR-5	—71,—73
$Tb_3Al_5O_{12}$	—180	$Pr(PO_3)_3$	—39,6
$LiTbF_4$	—128	FR-7	—34,9
ZnSe	118	FR-4	—30,5
CeF_3	—114	SF 59	28,5
Bi_4GeO_{12}	29,8	SiO_2	4,0
LaF_3	3,5	SF N64	1,5

Обращает на себя внимание рекордное значение константы Верде для ПМП $Cd_{1-x}Mn_xTe$, более чем на порядок величины превышающее константы других материалов.

Таблица III. Магнитооптические параметры кристалла $Cd_{0,55}Mn_{0,45}Te$ (H=3 кЭ)

λ, нм	FH, град/дБ	d=45°/VH, см	λ, нм	FH, град/дБ	d=45°/VH, см
611,4	16,4	0,068	620,6	65,8	0,096
613,6	22,6	0,079	622,6	94,4	0,104
616,0	34,0	0,082	625,0	158,8	0,109
618,2	46,4	0,087	632,8	464,6	0,131

В работе [74] проанализированы возможности использования этих кристаллов в качестве активной среды для компактных вентилей Фарадея (оптических изоляторов). Напомним, что это устройство обеспечивает малые потери для прохождения излучения в одном направлении и создает сильное затухание его интенсивности в противоположном [75].

Основными характеристиками магнитооптического материала для оптического изолятора, помимо константы Верде, являются магнитооптическая добротность

$$F = \frac{V}{\alpha} \tag{10.1}$$

или произведение

$$FH = \frac{\theta}{\alpha d}. \tag{10.2}$$

В табл. III [56] для кристалла $Cd_{0,55}Mn_{0,45}Te$ и некоторых фиксированных длин волн приведены значения произведения FH и длины в кристалле, на которой плоскость поляризации света поворачивается на 45°

в магнитном поле $H=3$ кЭ, легко достигаемом в постоянных магнитах. Как следует из этой таблицы, для излучения с $\lambda=633$ нм в указанном поле необходимая для оптического изолятора толщина кристаллической пластинки из $Cd_{0,55}Mn_{0,45}Te$ составляет всего $\sim 1{,}3$ мм.

Приведенные в разделе 3 данные о спектральной зависимости ФВ для различных составов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ свидетельствуют, что в принципе возможно успешное применение этих кристаллов и в ближнем ИК-Диапазоне, в том числе на длине волны излучения 1,06 мкм, наиболее распространенных в настоящее время твердотельных лазеров [81].

Другим примером практического применения эффекта Фарадея в ПМП является разработка датчиков магнитного поля. В работах [18, 76—80] для такой демонстрации также выбраны кристаллы $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Авторы [76—78] обсуждают проблему частотной зависимости константы Верде, которая представляется важной с точки зрения обеспечения хороших динамических характеристик датчиков магнитного поля. Полученнне результаты свидетельствуют о возможности нормального функционирования устройства при частотах в несколько Ггц. Конструктивная схема высокочастотного волоконнооптического датчика магнитного поля [80] на базе ПМП представлена на рис. 25. Подобные датчики в

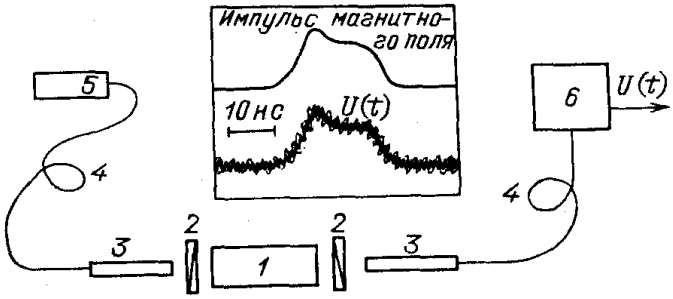

Рис. 25. Схема волоконно-оптического датчика магнитного поля на основе ПМП [80]. *1*—$Cd_{1-x}Mn_xTe$, *2* — поляризаторы, *3* — линзы, *4* — световод, *5* — лазер, *6* — фотоприемник

сочетании с лазерами видимого диапазона, например, гелий-неоновым ($\lambda=633$ нм) или полупроводниковым ($\lambda=670$ нм), обладают сравнительно низким порогом обнаружения магнитного поля 1 Э при весьма широком частотном диапазоне ~ 100 МГц [80]. Отметим, что и для ИК излучения лазеров с $\lambda=850$ нм, распространенных в волоконнооптической технике, константа Верде кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$, по крайней мере, на порядок больше, чем у ранее применявшихся в качестве магниточувствительных элементов — кристаллов силиката и германата висмута.

В [80] анализируется возможность использования других материалов семейства ПМП для создания волоконнооптических датчиков магнитного поля. Отметим, что по порогу обнаружения магнитного поля и по чувствительности датчики на ПМП сравнимы с датчиками на основе ферритгранатовых пленок или кристаллов ЖИГ [82], однако обладают значительно большей частотной полосой.

11. Заключение. Таким образом, представленные в настоящем обзоре данные, по нашему мнению, позволяют видеть, как разнообразны по своей природе общефизические вопросы, затрагиваемые при изучении давно известного физического явления — эффекта Фарадея в новом классе материалов. Исследования в направлении изучения ФВ в ПМП, как составной части более общей проблемы магнитооптики ПМП, далеко не исчерпаны и находятся по-существу в стадии интенсивного развития.

Хотим подчеркнуть преимущества методического характера при изучении эффекта Фарадея в ПМП. Во многих случаях для получения информации об обменных взаимодействиях в ПМП отдается предпочтение методике магнитоотражения и магнитопоглощения. Вместе с тем метод фарадеевской спектроскопии оказывается более чувствительным по

сравнению с непосредственной регистрацией зеемановского спинового расщепления экситонных и зонных состояний, а значит более эффективным при определении констант обменного взаимодействия магнитных ионов, как друг с другом, так и с зонными носителями. Так, например, новым ПМП $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ свойственно сильное усиление эффекта Фарадея при гелиевых температурах, аналогичное наблюдаемому в кристаллах $A^2_{1-x}Mn_xB^6$, в то время как прямое наблюдение спинового расщепления экситонной линии по спектрам магнитоотражения [20] и магнитопоглощения [41] затруднено.

В настоящее время на примере целого ряда ПМП можно считать установленным, что гигантский эффект Фарадея в них определяется s, p—d-обменными взаимодействиями, однако необходимо более строгое количественное разделение всех других участвующих механизмов, которые могут как дополнять основной обменный вклад в ФВ, так и компенсировать его. В связи с этим следует обратить внимание на возможное влияние в суммарном ФВ внутрицентровых переходов в магнитных ионах, а также на роль оптических переходов между более высокоэнергетическими состояниями зоны Бриллюэна ПМП.

Ждут еще своего осуществления эксперименты с другими, ранее не исследованными ПМП, включающие полупроводники, содержащие не только ионы Mn, а и другие переходные металлы группы железа и редкоземельные элементы.

Практически отсутствуют сведения об эффекте Фарадея в условиях одновременного воздействия на кристаллы ПМП электрического поля, деформации и их комбинации.

Далека от завершения проблема фазовых переходов в ПМП и здесь эффект Фарадея требует дополнительного изучения.

На начальной стадии находятся исследования эффекта Фарадея в тонких пленках и спиновых сверхрешетках на основе ПМП. Именно здесь могут быть скрытые резервы научного и прикладного плана. С эффектом Фарадея в ПМП безусловно связывают определенные надежды и разработчики различных магнитооптических устройств.

Авторы данного обзора надеются, что их работа послужит стимулом к повышению активности в области изучения магнитооптики ПМП, в том числе, в направлении дальнейшего изучения эффекта Фарадея в этом новом классе материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] *Комаров А. В., Рябченко С. М., Терлецкий О. В., Жеру И. И., Иванчук Р. Д.*// ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 608.
2. *Gaj J. A., Galazka R. R., Nawrocki M.*//Sol. State Commun. 1978. V. 25. P. 193.
3. *Furdyna J. K.*//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7637.
4. *Рябченко С. М., Семенов Ю. Г.*//Спектроскопия кристаллов.— Л.: Наука, 1983.— С. 206.
5. *Brandt N. B., Moshchalkov V. V.*//Adv. Phys. 1984. V. 33. P. 193.
6. *Galazka R. R.*//J. Crystal Growth. 1985. V. 72. P. 364.
7. *Ляпилин И. И., Цидильковский И. М.*//УФН. 1985. Т. 146. С. 35.
8. *Furdyna J. K.*//J. Vacuum Sci. and Technol. 1986. Ser. A. V. 4. P. 2002.
9. *Goede O., Heimbrodt W.*//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1988. V. 146. P. 11.
10. *Коренблит И. Я., тендер Е. Ф.*//УФН. 1989. Т. 157. С. 267.
[11] *Nurmikko A. V., Gunshor R. L., Kolodziejski L. A.*//IEEE J. Quantum Elektron. 1986. V. QE-22. P. 1785.
12. *Faraday M.*//Phil. Mag. 1846. V. 29. P. 153.
13. *Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И.* Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам.— Киев, Наукова думка, 1979.
14. *Bartholomew D. U., Furdyna J. K., Ramdas A. K.*//Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 34. P. 6943.
15. *Awschalom D. D., Halbout J. M., Molnar S., Siegrist T., Holtzberg F.*//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1128.
16. *Семенов Ю. Г.*//ФТТ. 1987. Т. 29. С. 1908.

17. *Ватаманюк П. П., Савицкий А. В., Савчук А. И., Ульяницкий К. С.*//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 225.
18. *Конов В. И., Никитин П. И., Прохоров А. М., Савчук А. И., Савицкий А. В., Ульяницкий К.* С.//Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по физике полупроводников.—Кишинев, 1988.—Т. 2. С. 170.
19. *Аксенов Д. А., Конов В. И., Никитин П. И., Прохоров А. М., Савчук А. И., Савицкий А. В., Ульяницкий К.* С.//Тезисы докладов XVIII Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений.— Калинин, 1988.— Т. 1. С. 147.
20. *Абрамишвили В. Г., Комаров А. В., Рябченко С. М., Деркач Б. Е., Савчук А. И.*// ФТТ. 1987. Т. 29. С. 1129.
[21] *Губарев С. И.*//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1174.
22. *Gaj J. A.* Oddzialywanie wymienne jonow paramagnetycznych z elektronaini pasmowymi w $Cd_{1-x}Mn_xTe$.— Warsaw University Press, 1981.
23. *Aggarwal R. L., Jasperson S. N., Becla P., Galazka R. R.*//Phys. Rev. Ser. B. 1985. V. 32. P. 5132.
24. *Aggarwal R. L., Jasperson S. N., Becla P., Furdyna J. K.*//Ibidern. 1986. V. 34. P. 5894.
25. *Larson B. E., Haas K. S., Aggarwal R. L.*//Ibidem. V. 33. P. 1789.
26. *Shapira Y., Foner S., Becla P., Domingues D. N., Noughton M. J., Brooks J. S.*// Ibidem. P. 356.
27. *Lascaray J. P., Nawrocki M., Broto J. M., Rakoto M., Demianiuk M.* Sol. State Commun. 1987. V. 61. P. 401.
28. *Савчук А. И., Никитин П. И., Деркач Б. Е., Гавалешко Н. П., Смерека З. Н.*/ Тезисы IX Всесоюзного симпозиума по спектроскопии кристаллов, активированных ионами редкоземельных и переходных металлов.— Ленинград, 1990.— С. 132. *Никитин П. И., Савчук А. И., Деркач Б. Е.*//Письма ФЭТФ. 1990. Т. 52. С. 898.
29. *Byszewski P., Cieplak M. Z., Romanis M.*//J. Phys. Ser. C. 1979. V. 12. P. 941.
30. *Hennel A. M., Twardowski A., Godtewski M.*//Acta Phys. Polon. Ser. A. 1965. V. 67. P. 313.
[31] *Омельяновский Э. М., Фистуль В. И.* Примеси переходных металлов в полупроводниках.— М.: Металлургия, 1983.
32. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями/Под ред. В. И. Фистуля.— М.: Металлургия, 1987.
33. *Абрамишвили В. Г., Бондарь Г. И., Комаров А. В., Рябченко С. М.*//Укр. физ. ж. 1985. Т. 30. С. 1656.
34. *Абрамишвили В. Г., Блонский И. В., Комаров А. В., Рябченко С. М., Деркач Б. Е., Савчук А. И.*//Тезисы докладов XXIV Всесоюзного совещания по физике низких температур.—Тбилиси, 1986.—Т. 3. С. 22.
35. *Шмандий В. М., Милославский В. К.* Деп. в Укр НИИНТИ 16.12.83 г. № 145 Ук-Д84.— Кременчуг, 1983.
36. *Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ляхович А. Н.*//ФТП. 1987. Т. 21. С. 1721.
37. *Бродин М. С., Блонский И. В., Каратаев В. Н., Деркач Б. Е., Савчук А. И.*//ФТТ. 1987. Т. 29. С. 1723.
38. *Бродин М. С., Гуща А. О., Каратаев В. Н., Тищенко В. В., Деркач Б. Е., Савчук А. И.*//Ibidem. 1988. Т. 30. С. 3481.
39. *Балтрамеюнас Р., Геразимас Е., Деркач Б., Куокштис Э., Савчук А. И.*//Ibidem. 1989. Т. 31. С. 285.
40. *Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ватаманюк П. П., Савицкий А. В., Ульяницкий К. С.*// ФТП. 1988. Т. 22. С. 512.
[41] *Савчук А. И., Деркач Б. Е.*//ФТТ. 1988. Т. 30. С. 3171.
42. *Kett H., Gebhardt W., Krey U., Furdyna J. K.*//J. Magn. and Magn. Mater. 1981. V. 25. P. 215.
43. *Kierzek-Pecold E., Szhymanska W., Galazka R. R.*//Proc. of the XII Conference on Physics Semiconducting Compounds/Eds. R. R. Galazka, J. Rouluszkiewiez.— Jaszowiec. Poland, 1983.— P. 368.
44 *Kierzek-Pecold E., Szhymanska W., Galazka R. R.*//Sol. State Commun. 1984. V. 50. P. 685.
45. *Mycielski A., Wrobel J., Arciszewska M.*//[43].— 404.
46. *Mycielskl A., Rigaux C., Menant M., Dietl T., Otto M.*//Sol. State Commun. 1984. V. 50. P. 257.
47. *Rigaux C., Mycielskl A., Barilero G., Menant M.*//Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 34. P. 3313.
48. *Zhou Y., Rigaux C., Mycielskl A., Menant M.*//Proc. of the XIX Intern. Conference on the Physics of Semiconductors/Ed. W. Zawadzki.— Warsaw: Inst. Phys. Pol. Acad. of Science, 1988.—V. 2. P. 1551.
49. *Scalbert D., Cernogora J., Benolt a'la Guillaume C.*//Ibidem,—V. 2. P. 1547.
50. *Rigaux C., Mycielski A., Barilero G., Menant M.*//Proc. of the XVIII Intern. Conference on the Physics of Semiconductors.—Stockholm, 1986.—P. 220.
[51] *Lundgren L., Svedlindh P., Beckman O.*//J. Magn. and Magn. Mater, 1981. V. 25. P. 33.

52. *Geschwind S., Ogielski A. T., Devlin G., Hegarty J., Bridenbaugh P.*//J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 3291.
53. *Galazka R. R., Nagata S., Kessom P. H.*//Phys. Rev. Ser. B. 1980. V. 22. P. 3344.
54. *Ayadi M., Nordblad P., Ferre J., Mauger A., Triboulet R.*//J. Magn. and Magn. Mater. 1986. V. 54. P. 1223.
55. *Koziol Z., Golnik A.*//Acta Phys. Polon. Ser. A. 1987. V. 71. P. 159.
56. *Walecki W., Twardowski A.*//Ibidem. 1989. V. 75. P. 313.
57. *Kierzek-Pecold E., Szymansha W., Ginter J.*//J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 50. P. 243.
58. *Kierzek-Pecold E., Szymanska W., Ginter J.*//Acta Phys. Polonica. Ser. A. 1986. V. 69. P. 1063.
59. *Yuen S. Y., Wolff P. A., Becla P., Nelson D.*//J. Vac. Sci. and Technol. Ser. A. 1987. V. 5. P. 3040.
60. *Romestain R., Geschwind S., Devlin G. E.*//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 803.
[61] *Van der Ziel I. P., Pershon P. S., Malstrom L. D.*//Ibidem. 1965. V. 15. P. 190.
62. *Запасский В. С., Феофилов П. П.*//УФН. 1975. Т. 116. С. 41.
63. *Рябченко С. М., Семенов Ю. Г., Терлецкий О. В.*//ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 951.
64. *Awschalom D. D., Warnock L, Molnar S.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 812.
65. *Krenn H., Zawadzki W., Bauer G.*//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1510.
66. *Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский Э. И.*//[81].— Т. 1. С. 78.
67. *Koyanagi T., Matsubara K., Takaoka H., Takagi T.*//J. App. Phys. 1987. V. 61. P. 3020.
68. *Koyanagi T., Nakatnura K., Yamano K., Matsubara K.*//J. Magn. Soc. Japan. 1988. V. 12. P. 187.
69. *Ortenberg M.*//Lect. Notes Phys. 1983. V. 177. P. 451.
70. *Watanabe T., Yamano K., Koyanagi T., Matsubara K.*//J. Magn. Soc. Japan. 1987. V. 11. P. 317.
[71] *Weber M. J.* Faraday Rotator Materials.— Lawrence Livermore Laboratory; University of California; Livermore, California, 1981.
72. *Weber M. J.*//Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng./Ed. Larry G. Deshazer. 1987. V. 681. P. 75,
73. *Glass A. M.*//Science. 1987. V. 235. P. 1003.
74. *Turner A. E., Gunshor R. L., Datta S.*//Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 3152.
75. *Fischer G.*//J. Opt. Commun. 1987. V. 8. P. 18.
76. *Butler M. A., Martin S. J., Baughman R. J.*//Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 1053.
77. *Butler M. A., Martin S. J.*//Proceedings of Transducers'85.—Philadelphia, USA, 1985.—P. 316.
78. *Butler M. A.*//Sol. State Commun. 1987. V. 62. P. 45.
79. *Aksionov D. A., Konov V. I., Nikitin P. L, Prokhorov A. M., Savchuk A. I., Savitski A. V., Ulyanitski K. S.*//V Intern. Conference on Solid-State Sensors and Actuators: Abstracts.—Montreux, Switzerland, 1989.—P. 252.
80. *Aksionov D. A., Konov V. I., Nikitin P. L, Prokhorov A. M., Savchuk A. I., Savitski A. V., Ulyanitski K. S.*//Sensors and Actuators, 1990. V. A. № 23. P. 875.
[81] *Андреев Н. Ф., Гасс В. Г., Жаков С. В., Зарубина Т. В., Кузнецов С. В., Новиков М. А., Палашов О. В., Пасманик Г. А., Разенштейн П. С., Растегаев В. С., Савчук А. И., Смирнова Л. А.* Препринт ИПФ АН СССР. № 251.—Горький, 1989.—С. 22.
82. *Barybin S. N., Grigorenko A. N., Konov V. I., Nikitin P. I.*//IV EURO Conference EPROSENSORS: Abstracts.—Karlsruhe, FRG, 1990.—P. 3. 3. 8. (to be published in Sensors and Actuators. 1991).