

Нечетный магнитный дихроизм линейно поляризованного света в антиферромагнитном MnF_2

Н.Ф. Харченко¹, О.В. Милославская¹, А.А. Мильнер²

¹*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kharchenko@ilt.kharkov.ua*

²*Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel*

Статья поступила в редакцию 11 июля 2005 г.

В двухподрешеточном тетрагональном антиферромагнитном кристалле фторида марганца обнаружен индуцированный магнитным полем $H \parallel C_4 \parallel Z$ дихроизм линейно поляризованного света, распространяющегося также вдоль тетрагональной оси кристалла. Наблюдавшийся дихроизм нечетен по отношению к знаку z -проекции поля и операции изменения направлений подрешеточных магнитных моментов антиферромагнетика на противоположные. Эффект может быть использован для оптической визуализации 180-градусных (time-reversed) антиферромагнитных доменов в MnF_2 .

В двохи́дгратковому тетрагональному антиферромагнітному кристалі фториду марганцю виявлено індукований магнітним полем $H \parallel C_4 \parallel Z$ дихроїзм лінійно поляризованого світла, що розповсюджується також вздовж тетрагональної вісі кристала. Спостережений дихроїзм є непарним по відношенню до знака z -проекції поля та до операції зміни напрямків підграткових магнітних моментів антиферромагнетика на протилежні. Ефект може бути застосовано для оптичної візуалізації 180-градусних (time-reversed) антиферромагнітних доменів в MnF_2 .

PACS: 78.20.Ls, 75.50.Ee, 75.70.Kw

Введение

Фторид марганца является известным модельным чисто спиновым двухподрешеточным тетрагональным антиферромагнетиком (АФМ). Он уже давно служит полигоном для проверки теоретических представлений о магнитных и упругих [1–3] свойствах АФМ кристаллов, об их оптических свойствах, обусловленных взаимодействием фотонов с магнитной подсистемой антиферромагнетика и проявляющихся в области прозрачности [4,5], при поглощении [6–12] и рассеянии света [12–14].

Так как результирующий орбитальный момент пяти $3d$ -электронов двухвалентного марганца в MnF_2 равен нулю и спин иона Mn^{2+} максимален, то все электродипольные переходы внутри $3d^5$ -конфигурации запрещены дважды — по четности и по спину. Наиболее низкоэнергетичные разрешенные электродипольные переходы типа ${}^6S(3d^5) \rightarrow {}^6P(3d^44p)$ и переходы с переносом заряда с участием ионов фтора ле-

жат в вакуумном ультрафиолете [15]. Нулевое значение орбитального момента в основном состоянии иона и удаленность разрешенных электродипольных оптических переходов обуславливают чрезвычайно малую величину магнитооптического эффекта Фарадея. Даже в видимом диапазоне вклад в эффект магниторезонансных переходов превалирует над электродипольным вкладом [5].

Для внутриконтинуальных $d-d$ переходов правила отбора по спину ослабляются спин-орбитальным взаимодействием. Запрет по четности снимается при локальных статических и динамических нарушениях инверсии, в частности при одновременном возбуждении экситона и магнона или экситона и нечетного фонона. При экситон-магнонных возбуждениях снимается запрет на электродипольный механизм перехода как по четности, так и по спину. Благодаря этим механизмам в спектрах поглощения MnF_2 во всей видимой области видны и слабые экситонные магнитодипольные переходы, и их более сильные

электродипольные спутники — экситон-магнонные и экситон-фононные [6–12]. Отметим, что впервые экситон-магнонный спутник в спектре поглощения антиферромагнетика наблюдался в кристалле MnF_2 [6].

Фторид марганца привлекает к себе внимание не только возможностями фундаментальных исследований [16,17]. В последние годы интенсивно изучаются особенности магнитных гистерезисных свойств магнитных гетероструктур, характеризующихся обменно-сдвинутой петлей магнитного гистерезиса и содержащих ферромагнитные нанослои или нанодоты, нанесенные на АФМ кристаллическую пластинку или монокристаллическую пленку. Изучаются механизмы обменного взаимодействия между соседними слоями и механизмы появления в ФМ слое однонаправленной магнитной анизотропии. В качестве АФМ основы таких структур используется, в частности, и фторид марганца [17]. Наличие 180-градусных (time-reversed) АФМ доменов в АФМ слое существенно изменяет их однонаправленные магнитные свойства. Поэтому при создании структур ФМ/АФМ с заданными гистерезисными свойствами, а также для создания структур с возможностями переключения этих свойств очень желательны визуальный контроль и целенаправленная манипуляция с 180-градусными АФМ доменами.

Магнитная симметрия АФМ фторидов переходных элементов разрешает эффекты, которые чувствительны к противоположным ориентациям АФМ вектора. Среди элементов симметрии этих кристаллов отсутствует операция антиинверсии $\bar{1}'$, что снимает запрет на нетрадиционные магнитооптические эффекты — линейное по магнитному полю двупреломление света, или линейный магнитооптический эффект (ЛМОЭ), и квадратичное по магнитному полю вращение (КМВ) плоскости поляризации света [18]. ЛМОЭ и КМВ были обнаружены в структурных кристаллах CoF_2 и FeF_2 [19]. С их помощью были оптически методом визуализированы 180-градусные, или коллинеарные антиферромагнитные домены [20], впервые наблюдавшиеся в этих же кристаллах несколько раньше с помощью топографического метода, использующего дифракцию поляризованных нейтронов [21].

Во фториде марганца ни ЛМОЭ, ни КМВ не наблюдались. Настоящая работа направлена на выявление ЛМОЭ в этом кристалле. В области прозрачности ожидаемый эффект слишком мал для его измерения стандартным методом. Однако можно было ожидать, что в районах оптических переходов ЛМОЭ может выявить себя в виде нечетных по полю как магнитного линейного двупреломления, так и магнитного линейного дихроизма (МЛД). Обнаружение ЛМОЭ могло бы дать принципиальную воз-

можность наблюдать оптическими методами коллинеарные АФМ домены в MnF_2 , где они визуализировались лишь с помощью методов нейтронной топографии. Тестом для изучаемых эффектов могут быть характерные для ЛМОЭ свойства — нечетность относительно изменения направления поля на противоположное и нечетность относительно переключения антиферромагнитных состояний (АФМ⁺ и АФМ⁻ = $I' \cdot$ АФМ⁺), связанных друг с другом операцией инверсии времени I' . Наиболее отчетливо эффект может проявиться в продольной геометрии эксперимента, $H \parallel k \parallel C_4$ (k — волновой вектор), при которой в отсутствие магнитного поля нет ни линейного двупреломления, ни линейного дихроизма.

Неизбежность появления ЛМОЭ в кристалле MnF_2 при продольной геометрии опыта можно увидеть из следующего рассмотрения. Магнитная точечная группа АФМ кристалла $4'/mmm'$ отличается от точечной группы парамагнитного кристалла $4/mmm' \cdot I'$ тем, что ее тетрагональная ось является осью симметрии только в сочетании с операцией инверсии времени. Поскольку группа симметрии магнитного поля не содержит операции $4'$, то в магнитном поле $H \parallel C_4$, согласно симметричному принципу Кюри–Неймана, тетрагональный кристалл должен понизить свою симметрию до ромбической $mm'm'$ и стать оптически двухосным. Появление ЛМОЭ обусловливается снятием в магнитном поле энергетического квазивырождения магнитных подрешеток. Элементарная ячейка MnF_2 содержит два магнитных иона $Mn^{2+}(1)$ и $Mn^{2+}(2)$. Ионы фтора, окружающие ионы марганца, образуют искаженные октаэдры с симметрией $mmm(D_{2h})$. Октаэдры узлов $Mn^{2+}(1)$ слегка вытянуты вдоль оси $[110]$, а октаэдры узлов $Mn^{2+}(2)$ вытянуты вдоль оси $[1\bar{1}0]$. Можно считать, что узлы $Mn^{2+}(1)$ и $Mn^{2+}(2)$ образуют две проникающие друг в друга оптически двухосные подсистемы, обладающие двупреломлением в направлении кристаллографической оси C_4 . Так как подсистемы развернуты вокруг C_4 относительно друг друга на угол $\pi/2$, то в направлении этой оси их двупреломляющие свойства полностью компенсируются. При температурах ниже температуры Нееля T_N спиновые моменты магнитных ионов устанавливаются вдоль тетрагональной оси C_4 антипараллельно друг другу. В магнитном поле $H \parallel C_4$ подсистемы со спинами, направленными по полю, и подсистемы со спинами, направленными против поля, перестают быть эквивалентными и компенсация двупреломляющих свойств нарушается. Появляющиеся в магнитном поле дихроизм и двупреломление должны быть нечетными относительно изменения направления магнитного поля на противоположное и в слабых полях прямо пропорцио-

нальными напряженности поля, а их знаки для антиферромагнитных состояний кристалла АФМ^+ и АФМ^- должны быть разными. Наряду с ожидаемым МЛД в продольной геометрии эксперимента появляется и обычный магнитный циркулярный дихроизм (МЦД), который наблюдался в работах [9,10]. Наличие двух видов дихроизма эквивалентно эллиптическому дихроизму, который всегда можно представить как суперпозицию циркулярного и линейного дихроизмов. МЛД, в отличие от МЦД, нечетен относительно изменения направлений магнитных моментов подрешеток на противоположные.

ЛМОЭ описывается симметричным относительно перестановки первых двух индексов аксиальным s -тензором q_{ija} , компоненты которого изменяют знаки под действием операции инверсии времени. Компоненты тензора тождественно обращаются в нуль во всех антиферромагнетиках, магнитная пространственная группа которых содержит антитрансляцию $\tau \cdot I'$ или антиинверсию \bar{I}' . Тензор q_{ija} имеет ту же симметрию, что и тензор, описывающий пьезомагнитный эффект. Матрицы тензора для всех магнитных кристаллов, описывающихся шубниковскими группами, приведены в [18]. Для кристалла с симметрией $4'/mmm'$ тензор q_{ija} имеет только три отличных от нуля компоненты $q_{yzx} = q_{xzy}$ и $q_{xyz} \cdot$ При $H \parallel C_4$ ЛМОЭ описывается добавками к компонентам диэлектрического тензора $\Delta \epsilon_{xy} = \Delta \epsilon_{yx} = q_{xyz} H$. Дихроизм линейно поляризованного света, индуцированный полем, определяется мнимой частью тензора q_{xyz} .

В данной работе сообщается о наблюдении индуцированного магнитным полем нечетного дихроизма линейно поляризованного света в области трех групп полос поглощения кристалла MnF_2 , обозначаемых в литературе как A -, C - и D -группы. Эти группы сформированы внутриконтинуальными электронными переходами с основного состояния ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2})$ иона Mn^{2+} на расщепленные кристаллическим полем и спин-орбитальным взаимодействием возбужденные состояния:

- ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4T_{1g}({}^4G)$ – A -группа (в районе 18480 см^{-1})
- ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4A_{1g}, {}^4E_g, ({}^4G)$ – C -группа (в районе 25300 см^{-1})
- ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4T_{2g}({}^4D)$ – D -группа (в районе 28050 см^{-1}).

Эксперимент и обсуждение

Монокристаллы фторида марганца, из которыхготавливались образцы, были выращены в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы. Образцы имели вид прямоугольных параллелепипедов

с основанием около 2×2 мм и толщиной 1,63 мм (для спектральных измерений в области A -группы полос) и 0,19 мм (для измерений в области C - и D -групп). Двойной монохроматор позволял получить спектральное разрешение в спектрах МЛД не хуже чем 2 см^{-1} . Измерения проводили с помощью модуляционного метода с использованием пьезооптического модулятора фирмы Jobin Yvon. Частота модуляции поляризации светового пучка равнялась 18 кГц. Имелась возможность поворачивать модулятор вокруг оптической оси установки для того, чтобы установить азимуты осей поляризации пучка света в моменты экстремальных фаз модуляции параллельно заданным ортогональным направлениям в кристалле. Образцы монтировали в капсуле, которую размещали в хладопроводе, находящемся в вакуумированной полости сверхпроводящего соленоида. Температуру образца варьировали от 6 до 100 К с помощью нагревателя, намотанного на хладопровод, и измеряли с помощью полупроводникового термометра, приклеенного к капсуле с образцом.

Угол между осью C_4 кристалла и направлением светового пучка, а также угол между осью C_4 и осью соленоида контролировали визуально путем наблюдения коноскопических фигур. Ось светового пучка составляла с тетрагональной осью образца угол, меньший 1° . Конус ограниченного диафрагмами светового луча не превышал 1° . Оптическая ось кристалла (она же C_4) была отклонена от направления магнитного поля на угол, близкий к 2° . Составленная осью C_4 и вектором \mathbf{H} плоскость была близка к плоскости (110).

Наличие поперечных составляющих магнитного поля H_x и H_y позволяло надеяться, что вследствие индуцирования ими продольной намагниченности $M_z = C_{zxy} H_x H_y$, чувствительной к ориентации вектора антиферромагнетизма, в образце при охлаждении его в магнитном поле H_x, H_y, H_z до температур, меньших T_N , сформируется однородное антиферромагнитное состояние [22]. Контролировать меру однородности антиферромагнитного образца можно было только после обнаружения ЛМОЭ. Как показали последующие эксперименты, в образце действительно создавались антиферромагнитные состояния, близкие к монокристаллическим АФМ^+ и АФМ^- . Образец нагревали до температуры около 100 К, т.е. выше температуры Нееля $T_N = 67 \text{ К}$, затем прикладывали магнитное поле ($H_x \approx 1,5 \text{ кЭ}$, $H_y \approx 1,5 \text{ кЭ}$, $H_z = +50 \text{ кЭ}$ или $H_z = -50 \text{ кЭ}$) и в этом поле образец охлаждали до температуры 6 К.

Спектральные измерения дихроизма $\Delta D(\lambda) = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ проводили при температуре 6 К (здесь I_1 и I_2 – интенсивности вышедших из образца световых пучков, которые были поляризо-

ваны вдоль кристаллографических направлений [110] и $[1\bar{1}0]$ соответственно при падении света на образец). При измерениях циркулярного дихроизма I_1 и I_2 соответствуют правой и левой циркулярным поляризациям падающих пучков. Спектральное разрешение при измерениях было близко к 2 см^{-1} , ошибка определения абсолютных значений энергий фотонов составляла около 5 см^{-1} . Приведенные здесь значения энергий оптических переходов и сил осцилляторов взяты как стандарт из работ [8].

Величины МЦД и МЛД пропорциональны расщеплению полос поглощения в магнитном поле. Расщепление экситонной полосы поглощения мало отличается от расщепления полосы поглощения при внутриионном электронном переходе, которое равно

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{ex}} &= 2\mu_B H(g_0 S_0 - g_{\text{ex}} S_{\text{ex}}) = \\ &= 2\mu_B H[S_0(g_0 - g_{\text{ex}}) + g_{\text{ex}}]. \end{aligned}$$

Здесь g_0, S_0 и $g_{\text{ex}}, S_{\text{ex}} = S_0 - 1 - g$ -факторы и спины основного и возбужденного состояний, μ_B — магнетон Бора. Расщепление экситон-магнонной полосы

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{ex-m}} &= 2\mu_B H(g_0 S_0 - g_{\text{ex}} S_{\text{ex}}) - 2\mu_B g_0 H = \\ &= 2\mu_B H(g_0 - g_{\text{ex}}) S_{\text{ex}} \end{aligned}$$

гораздо меньше, так как g -факторы основного и возбужденных состояний иона Mn^{2+} близки между собой. В спектроскопических экспериментах расщепление экситон-магнонных полос не наблюдалось [7,8]. Оно определялось из величины МЦД в полосе [9,10]. Величина дихроизма пропорциональна не только расщеплению полосы, но и ее интенсивности, поэтому магнитные дихроизмы экситонных и экситон-магнонных полос могут быть близки. В экспериментах МЦД экситонной полосы в С-группе был примерно в 3 раза больше, чем МЦД экситон-магнонных спутников [10]. В А-группе МЦД экситон-магнонной полосы было больше, чем МЦД экситонной, а величины дихроизма различались меньше [9]. В наших экспериментах качественное соотношение величин МЦД в экситонных и экситон-магнонных полосах этих групп было таким же, хотя количественное различие для полос в С-группе было меньшим. Спектры измеренного в этой работе МЛД отражали структуру групп полос, но соотношение между вкладами экситонных и экситон-магнонных переходов было иным.

На рис. 1 показаны результаты измерения МЛД в С-группе при разных состояниях образца. Кривые 1 и 2 получены в поле $H_z = +61\text{ кЭ}$ при прохождении света через различные участки образца, который не подвергался термомагнитной обработке и был разбит на домены AFM^+ и AFM^- . Видно, что

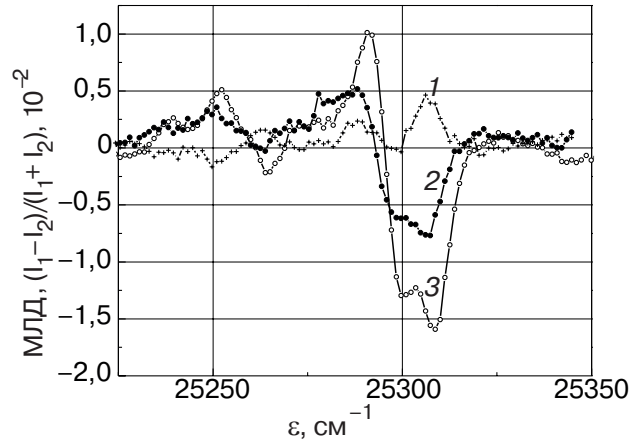


Рис. 1. Спектры магнитного линейного дихроизма MnF_2 в области оптического перехода ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2})\text{-}{}^4E_g, {}^4A_{1g}({}^4G)$ (С-группа полос), полученные при напряженности поля $H_z = +61\text{ кЭ}$ при различных состояниях образца. Кривые 1 и 2 получены для разных участков образца, образец не подвергался термомагнитной обработке, и в нем существовали коллинеарные АФМ домены. Кривая 3 получена после того, как в образце создано монодоменное AFM^+ состояние.

в одном участке (кривая 1) МЛД ближе к нулю: свет проходит через домены обоих АФМ состояний, и путь света в домене AFM^- несколько больше, чем путь в домене AFM^+ . В другом участке (кривая 2) преобладает домен AFM^+ . Кривая 3 получена в таком же поле, но в образце было предварительно приготовлено однородное состояние AFM^+ .

На рис. 2 приведены спектры МЛД этой же группы, полученные в монодоменном образце в магнитных полях разной напряженности. Обращает на себя внимание то, что в отсутствие поля линейный дихроизм фактически исчезает в области одних по-

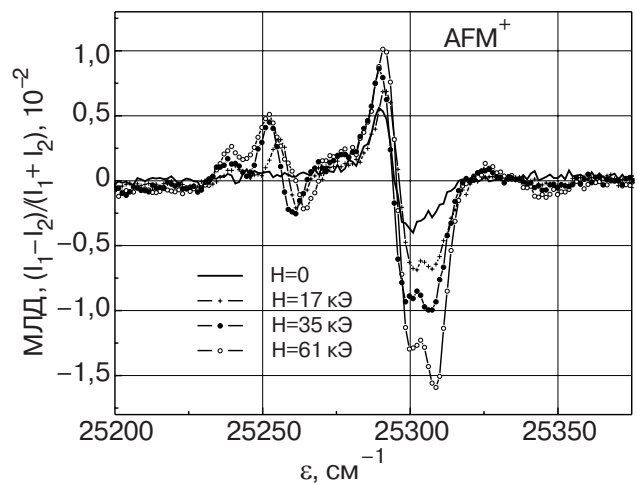


Рис. 2. Спектры магнитного линейного дихроизма MnF_2 в области С-группы полос, измеренные при разных значениях напряженности магнитного поля. Образец находится в AFM^+ состоянии.

лос поглощения, но остается хорошо заметным в области других полос. Причину такого поведения ЛД можно связать с различной чувствительностью оптических переходов к отклонению от идеальной ориентации образца $C_4||k||H$ и к наличию в нем макроскопических деформаций. Изменения величины дихроизма в экстремумах спектра при увеличении поля близки к линейным.

На рис. 3 показаны спектры МЛД в области поглощения всех трех групп. Перед измерениями проводили соответствующую термомагнитную обработку образцов для приготовления в них однородного АФМ состояния. Спектры МЛД и спектр поглощения кристалла MnF_2 в районе А-группы полос, сформированных так называемыми σ_1 и σ_2 магнными спутниками электронных магнитодипольных переходов ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4T_{1g}({}^4G)$, приведены на рис. 3,а. Электронные переходы (в α -спектре они не видны) происходят при поглощении фотонов с энергиями 18418 см^{-1} и 18435 см^{-1} и имеют близкие силы осцилляторов ($3,4 \cdot 10^{-11}$ и $3,0 \cdot 10^{-11}$). Электроны с почти нерасщепленного основного состояния ${}^6A_{1g}(t_{2g}^3 e_g^2)$ иона марганца переходят на орбитальные компоненты B_2 и B_3 возбужденного состояния ${}^4T_{1g}({}^4G)$, расщепленного спин-орбитальным взаимодействием и орторомбическим кристаллическим полем. Электронная конфигурация возбужденных состояний близка к $t_{2g}^4 e_g^1$. Стрелками отмечены положения максимумов полос их электродипольных спутников (18476 и 18484 см^{-1}). Эти полосы поглощения (их силы осцилляторов равны $1 \cdot 10^{-9}$ и $1,4 \cdot 10^{-9}$) обусловлены одновременным возбуждением экситона и магнона, которые распространяются по разным подрешеткам в противоположных направлениях вдоль кристаллографических осей $[001]$ и $[111]$. При этом поглощении света возбуждаются преимущественно экситоны и магны с максимальными импульсами, которым в зоне Бриллюэна соответствуют точки Z и A .

Наибольшей величины ($2,5 \cdot 10^{-2}$ при напряженности поля $H_z = 50 \text{ кЭ}$) индуцированный линейный дихроизм в этой группе достигает в районе первого экситон-магнонного перехода. Знак индуцированного полем дихроизма изменяется при изменении направления магнитного поля на противоположное, но при сохранении направления АФМ вектора. Это свойство и продемонстрировано на рис. 3,а. Изменение знака МЛД происходит и при изменении антиферромагнитного состояния с АФМ⁺ на АФМ⁻. Переключение АФМ состояний происходило, как и ожидалось, после нагревания образца до температуры выше температуры Нееля и последующего его охлаждения в магнитном поле. Приготовленное АФМ состояние образца как метастабильное сохранялось в

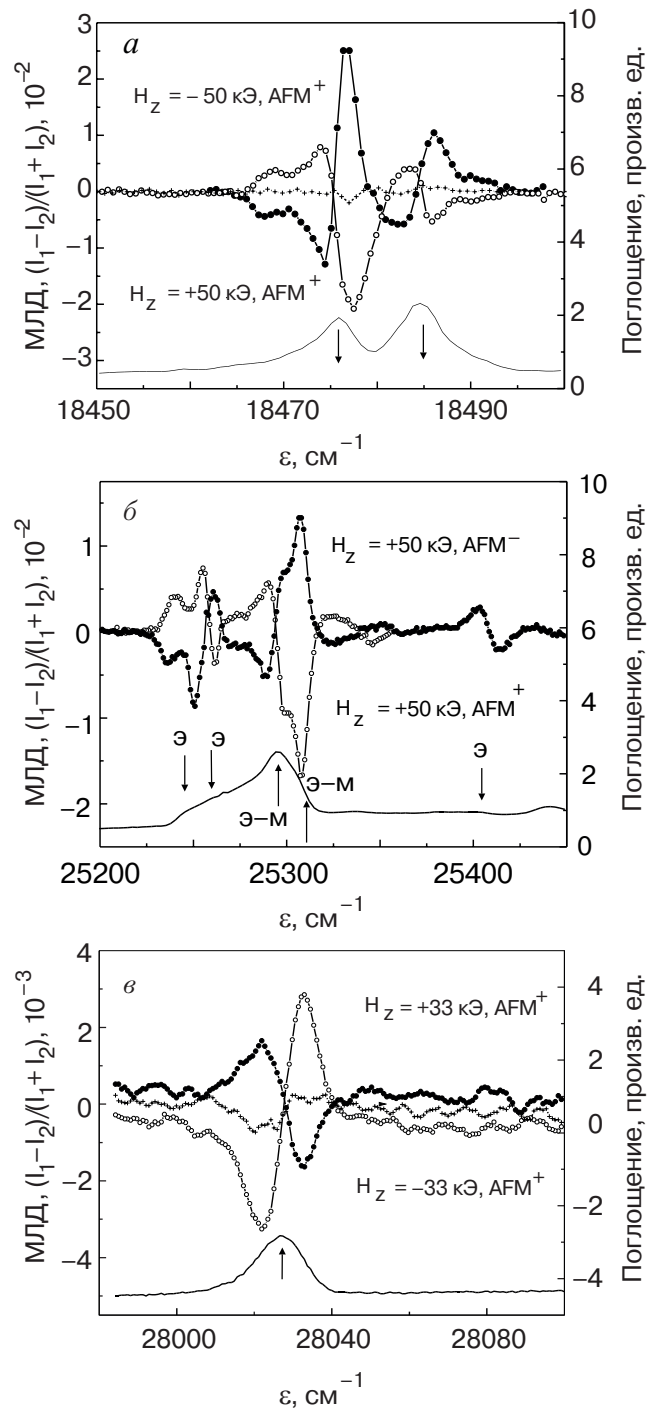


Рис. 3. Спектры магнитного линейного дихроизма, индуцированного продольным магнитным полем $H||C_4||k$ в кристалле MnF_2 в области оптических переходов: ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4T_{1g}({}^4G)$ (А-группа полос) (а); ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4E_g, {}^4A_{1g}({}^4G)$ (С-группа полос) (б); ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4T_{2g}({}^4D)$ (D-группа полос) (в). В нижних частях рисунков представлены спектры поглощения. Перед измерениями в образцах создавалось однородное АФМ состояние. Зависимости с точками в виде крестиков получены при $H = 0$.

противоположно направленном поле напряженностью до 61 кЭ (максимальная напряженность поля в эксперименте), если температура образца была дос-

точно низкой ($T = 6$ К). Об этом свидетельствует почти полная идентичность (с точностью до знака) регистрируемых спектров МЛД для состояний $A\Phi M^+$ и $A\Phi M^-$ в одном и том же магнитном поле (см. рис. 3,б). Если же температура образца была достаточно высокой (25–30 К), то в используемой нами геометрии при увеличении поля происходило частичное переключение АФМ состояния — образовывались домены другого, перемангнитченного (time-reversed) АФМ состояния и величина магнитного дихроизма уменьшалась.

На рис. 3,б приведены спектры МЛД и спектр поглощения C -группы полос, образованной переходами ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4E_g, {}^4A_{1g}({}^4G)$. Электронная конфигурация возбужденных электронных состояний близка к $t_{2g}^3 e_g^2$. Отмечены энергии двух электронных (экситонных) магнитодипольных переходов M_1 и M_2 (25245 и 25260 см^{-1}) с силами осцилляторов $0,5 \cdot 10^{-8}$ и $0,9 \cdot 10^{-8}$ и их магнетонных спутников (25295 см^{-1} и 25311 см^{-1}) с силами осцилляторов $0,3 \cdot 10^{-7}$ и $0,9 \cdot 10^{-7}$. Отмечен переход M_3 при 25404 см^{-1} , который, по-видимому, также является чисто электронным [см. 8 и 10]. Возбужденные электронные состояния M_1 и M_2 являются, согласно [8], орбитальными компонентами состояния 4E_g , расщепленного z -составляющей орторомбического кристаллического поля, а состояние M_3 происходит из 4A_g [10]. Наведенный полем дихроизм отчетливо виден не только в области сильных электродипольных экситон-магнетонных спутников, но и в области слабых магнитодипольных переходов, имеющих больший g -фактор. Отметим, что в α -спектре поглощения эти переходы видны гораздо слабее, чем в спектрах дихроизма. Наибольшей величины МЛД достигает при энергии 25310 см^{-1} в районе второй экситон-магнетонной полосы, где он близок к $1,7 \cdot 10^{-2}$ в магнитном поле $H = 50$ кЭ.

Спектральные зависимости МЛД в районе D -группы полос показаны на рис. 3,в. Эта часть спектра кристалла MnF_2 сформирована оптическими переходами между состояниями ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2})$ и ${}^4T_{2g}({}^4D)$. Доля конфигурации $t_{2g}^3 e_g^2$ в конфигурациях возбужденных состояний иона значительна и близка к 0,83. Полоса поглощения с максимумом вблизи 28026 см^{-1} связывается с экситон-магнетонным переходом [8]. Сила осциллятора этого перехода в σ -спектре составляет $0,17 \cdot 10^{-7}$. Нечетный МЛД был зарегистрирован в области этой полосы. На рисунке приведены спектры МЛД, полученные для АФМ состояния образца в магнитных полях противоположных направлений. Зависимости демонстрируют изменение знака МЛД для одного и того же АФМ состояния при изменении направления магнитного поля на противоположное. Максимальное значение

дихроизма в расчете на напряженность поля 50 кЭ в этой полосе близко к $3,5 \cdot 10^{-3}$. Отметим, что амплитуда аномалий кривых заметно отличается. Различие, скорее всего, связано не с частичным переключением $A\Phi M^+$ состояния и образованием доменов $A\Phi M^-$, а с невыполнением в высокоэнергетичной области спектра более жестких требований к допустимым отклонениям пучка света от тетрагональной оси, к величине допустимых внутренних макроскопических напряжений в образце. В спектрах C -группы также наблюдается подобная асимметрия, но она проявляется слабее.

Приведенные свойства МЛД — нечетность по отношению к изменению направления поля на противоположное и переключению АФМ состояний свидетельствуют о том, что наблюдаемый дихроизм действительно является проявлением линейного магнитооптического эффекта.

Величины МЛД во всех группах полос поглощения того же порядка, что и величина обычного магнитного циркулярного дихроизма. На рис. 4 приведены спектры МЛД в области A -, C - и D -групп полос, полученные нами. Вид спектров МЛД в районе A - и C -групп близок к виду спектров МЛД, измеренных ранее в работах [9] (A -группа) и [10] (C -группа), но различия в деталях значительны. Дисперсионные кривые МЛД и МЛД близки для A - и D -групп, но заметно различаются для C -группы. В A -группе как в спектре МЛД, так и в спектре МЛД, кроме особенностей, соответствующих экситон-магнетонным переходам, видна особенность при 18465–18470 см^{-1} , где находится предсказанный и обнаруженный в [6] магнитодипольный экситонный переход. Вблизи 18456–18457 см^{-1} в спектре МЛД (но не в спектре МЛД) видна особенность, которая наблюдалась и в [9].

МЛД в экситон-магнетонных полосах заметно больше МЛД, поэтому значения g -факторов для экситон-магнетонных спутников и для магнетонов, которые были определены исходя из величин МЛД соответствующих полос поглощения [9,10], необходимо скорректировать с учетом МЛД. Вопрос о спонтанном магнитном циркулярном (и линейном) дихроизме, который обсуждается в работах [9,11], на наш взгляд, требует дополнительного тщательного экспериментального изучения.

Заключение

В антиферромагнитном кристалле фторида марганца в полосах экситонного и экситон-магнетонного поглощения наблюдался продольный магнитный линейный дихроизм — наведенное магнитным полем различное поглощение линейно поляризованного света, распространяющегося вдоль вектора магнитного поля параллельно тетрагональной оси кристал-

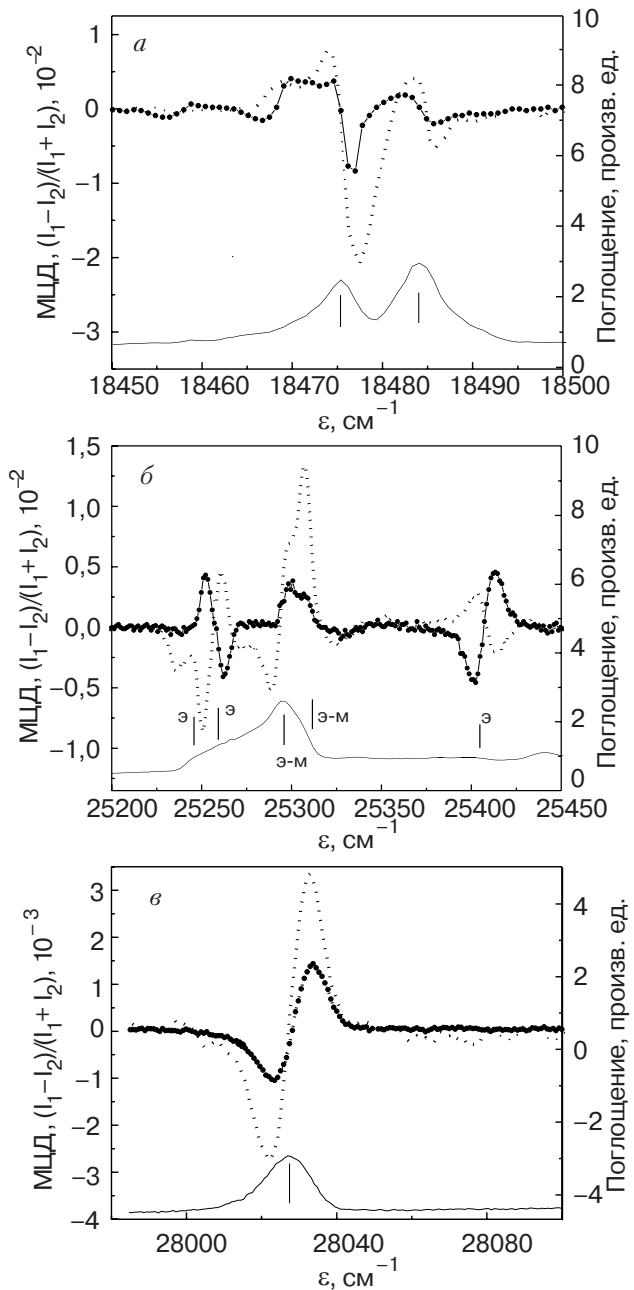


Рис. 4. Спектры магнитного циркулярного дихроизма (МЦД), индуцированного продольным магнитным полем в области оптических переходов. Кривые с заполненными точками — МЦД, пунктирные — МЛД: ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4T_{1g}({}^4G)$ (A-группа), $H = 50$ кЭ (а); ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4E_g, {}^4A_{1g}({}^4G)$ (С-группа), $H = 50$ кЭ (б); ${}^6A_{1g}({}^6S_{5/2}) - {}^4T_{2g}({}^4D)$ (D-группа), $H = 33$ кЭ (в). В нижних частях рисунков представлены спектры поглощения.

ла. Обнаружено, что магнитный линейный дихроизм является нечетным по отношению к изменению направления магнитного поля на противоположное и к переключению антиферромагнитного состояния — изменению направлений магнитных моментов подрешеток антиферромагнитного кристалла на противоположные. Наибольший МЛД, близкий к $0,5 \cdot 10^{-3}$ кЭ⁻¹, наблюдался в области первого экситон-магнон-

ного спутника в А-группе полос спектра поглощения. Величина эффекта представляется достаточной для визуального наблюдения АФМ доменов в кристалле MnF_2 с помощью современной техники оптической визуализации слабоконтрастных объектов с применением методов спектроскопии высокого разрешения.

Очевидно, что спектры МЛД и МЦД дополняют друг друга и могут быть полезными для определения волновых функций возбужденных состояний и выявления тонких различий в поведении экситонов и магнонов в магнитном поле.

1. R.A. Erickson, *Phys. Rev.* **90**, 779 (1953); A.S. Borovik-Romanov and H. Grimmer, *Magnetic Properties*, in: *International Tables for Crystallography*, A. Authier (ed.) *Physical Properties of Crystals*, **D**, 105 (2003).
2. Jimia Zhao, Andrea V. Bragas, David J. Lockwood, and Roberto Merlin, *LAARXiv cond-matter/0311329* (2003).
3. Y. Shapira, S. Foner, and A. Missetich, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 98 (1969); R.L. Melcher, *Phys. Rev.* **2**, 733 (1970); К.Л. Дудко, В.В. Еременко, Л.М. Семенов, *ФНТ* **1**, 68 (1975).
4. А.С. Боровик-Романов, Н.М. Крейнес, А.А. Панков, М.А. Талалаев, *ЖЭТФ* **64**, 782 (1974); I.R. Jahn and H. Dachs, *Phys. Status Solidi* **B57**, 681 (1973).
5. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, *ФТТ* **9**, 1655 (1967).
6. R.L. Greene, D.D. Sell, W.M. Yen, A.L. Schawlow, and R.M. White, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 656 (1965).
7. V.V. Eremenko and Yu.A. Popkov, *Phys. Status Solidi* **12**, 627 (1965); Philip G. Russell, Donald S. McClure, and J.W. Stout, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 176 (1966); D.D. Sell, R.L. Greene, and Robert M. White, *Phys. Rev.* **158**, 489 (1967); D.D. Sell, *J. Appl. Phys.* **39**, 1030 (1968); T. Tsuboi and P. Ahmet, *Phys. Rev.* **B45**, 468 (1992).
8. R.S. Meltzer and L.L. Lohr, *J. Chem. Phys.* **49**, 541 (1968); R.S. Meltzer, M. Lowe, and D.S. McClure, *Phys. Rev.* **180**, 561 (1969).
9. Y.H. Wong, F.L. Scarpace, C.D. Pfeifer, and W.M. Yen, *Phys. Rev.* **B9**, 3086 (1974); P.W. Seltzer, W.C. Egbert, D.L. Huber, and W.M. Yen, *Phys. Rev.* **B12**, 961 (1975).
10. R.W. Schwartz, J.A. Spencer, W.C. Yeakel, P.N. Schatz, and W.G. Maisch, *J. Chem. Phys.* **60**, 2598 (1974).
11. D.J. Lockwood, R.M. White, and W.M. Yen, *Phys. Rev.* **B69**, 174413 (2004).
12. В.В. Еременко, *Введение в оптическую спектроскопию магнетиков*, Киев, Наукова Думка (1975).
13. P.A. Fleury, S.P.S. Porto, R. Loudon, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 658 (1967); D.J. Lockwood and M. Cottam, *Phys. Rev.* **B35**, 1973 (1987).
14. Michael Cottam and David J. Lockwood, *Light Scattering in Magnetic Solids*, A Wiley Interscience Publication John Wiley and Sons, N.-Y. (1986).

15. W. Parkinson and E.W. Willams, *J. Chem. Phys.* **18**, 534 (1950).
16. H. Mariette, F. Kany, and J.M. Hartman, *Appl. Surf. Sci.* **123/124**, 710 (1998); N.S. Sokolov, Y. Takeda, A.G. Banshikov, J. Harada, K. Inaba, H. Ofuchi, M. Tabuchi and N.L. Yakovlev, *Appl. Surf. Sci.* **162/163**, 469 (2000).
17. J. Nogues, I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999), Zhi-Pan Li, O. Petravic, J. Eisenmenger, and I.K. Schuller, *LAArXiv cond-matter/0501158* (2005).
18. V.V. Eremenko, N.F. Kharchenko, Yu.G. Litvinenko, and V.M. Naumenko, *Magneto-Optics and Spectroscopy of Antiferromagnets*, Springer-Verlag, New-York (1992); N.F. Kharchenko, *Ferroelectrics* **162**, 173 (1994).
19. N.F. Kharchenko, V.V. Eremenko, and L.I. Belyi, *JETF Lett.* **28**, 325 (1979); N.F. Kharchenko, A.V. Bibik, and V.V. Eremenko, *JETF Lett.* **42**, 553 (1985).
20. N.F. Kharchenko, V.V. Eremenko, and L.I. Belyi, *JETF Lett.* **29**, 392 (1979); V.V. Eremenko, N.F. Kharchenko, and L.I. Belyi, *J. Appl. Phys.* **50**, 7751 (1979).
21. M. Schlenker and J. Baruchel, *J. Appl. Phys.* **49**, 1996 (1978); M. Schlenker, J. Baruchel, and B. Barbara, *J. Magn. Magn. Mater.* **15-18**, (1980).
22. Н.Ф. Харченко, А.В. Биби́к, С.В. Петров, *ФНТ* **15**, 1280 (1989).

Odd magnetic dichroism of linearly polarized light in the antiferromagnetic MnF_2 .

N.F. Kharchenko, O.V. Miloslavskaya,
and A.A. Milner

In the two-sublattice tetragonal antiferromagnetic crystal of manganese fluoride the magnetic field-induced dichroism of linearly polarized light was revealed in geometry $H||C_4||Z$ with light propagating also along tetragonal crystal axis. The observed dichroism is odd to the sign of z-projection of magnetic field and to reversion of the sublattice magnetic moments of antiferromagnetic. The effect can be used for optical visualization of 180-degree (time-reversed) antiferromagnetic domains in MnF_2 .