

# Экситон-магнонная структура спектра поглощения света антиферромагнитного $\text{MnPS}_3$

С.Л. Гнатченко, И.С. Качур, В.Г. Пирятинская

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

Ю.М. Высочанский, М.И. Гурзан

*Ужгородский национальный университет, ул. Пидгирна, 46, г. Ужгород, 88000, Украина*

Статья поступила в редакцию 18 июня 2010 г.

В спектре поглощения света квазидвумерного антиферромагнетика  $\text{MnPS}_3$  в области оптического перехода  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$  обнаружена экситон-магнонная структура, включающая чисто экситонную линию с энергией  $21223,5 \text{ см}^{-1}$  и экситон-магнонную полосу с энергией максимума  $21328 \text{ см}^{-1}$  при температуре 1,7 К. Проведены температурные исследования спектров в диапазоне 1,7–80 К, а также исследования во внешних магнитных полях напряженностью до 60 кЭ. В магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания  $z$ , наблюдается расщепление экситонной линии, обусловленное неэквивалентностью магнитных подрешеток относительно внешнего поля. Поведение компонент расщепления, наблюдаемое в области спин-ориентационного перехода (35–41 кЭ), является характерным для фазовых переходов второго рода.

В спектрі поглинання світла квазидвовимірною антиферромагнетика  $\text{MnPS}_3$  в області оптичного переходу  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$  виявлено екситон-магнонну структуру, що складається з чисто екситонної лінії з енергією  $21223,5 \text{ см}^{-1}$  і екситон-магнонної смуги з енергією максимуму  $21328 \text{ см}^{-1}$  при температурі 1,7 К. Проведено температурні дослідження спектрів в діапазоні 1,7–80 К, а також дослідження в зовнішніх магнітних полях напруженістю до 60 кЕ. В магнітному полі, яке направлено вздовж осі легкого намагнічування  $z$ , спостерігається розщеплення екситонної лінії, що зумовлено нееквівалентністю магнітних підґраток відносно зовнішнього поля. Поведінка компонент розщеплення, що спостерігається в області спин-орієнтаційного переходу (35–41 кЕ), є характерною для фазових переходів другого роду.

PACS: 75.50.Ee Антиферромагнетики;

**78.40.–q** Спектры поглощения и отражения, видимая область и ультрафиолет.

Ключевые слова: антиферромагнетик, спектр поглощения света, экситоны, магноны, спин-ориентационный фазовый переход.

## 1. Введение

Кристаллы семейства  $\text{MPX}_3$  (M — переходной металл, X = S, Se), впервые синтезированные в 70-х годах [1,2], продолжают привлекать внимание исследователей и в настоящее время. Эти соединения обладают ярко выраженными квазидвумерными свойствами, как с точки зрения кристаллической структуры, так и магнитных взаимодействий. Слоистая структура со слабым ван-дер-ваальсовским взаимодействием между слоями дает возможность интеркалировать эти кристаллы различными ионами и молекулами, в том числе органическими. Интерес к магнитным свойствам кри-

сталлов  $\text{MPX}_3$  обусловлен прежде всего необычным расположением магнитных ионов в плоскости слоев, напоминающим соты. Соединений с подобным расположением магнитных ионов на сегодняшний день известно немного. Большинство экспериментальных работ, а также теоретических моделей для квазидвумерных соединений относятся к структурам с квадратной решеткой магнитных ионов в слое, поэтому вопрос о возможности применения этих моделей к другим структурам представляет интерес.

Кристалл  $\text{MnPS}_3$  имеет моноклинную структуру, которая описывается пространственной группой сим-

метрии  $C2/m$  с четырьмя формульными единицами в элементарной ячейке; параметры решетки  $a = 6,077 \text{ \AA}$ ;  $b = 10,524 \text{ \AA}$ ;  $c = 6,796 \text{ \AA}$ ;  $\beta = 107,35^\circ$  [3]. Ионы марганца образуют сотообразную решетку в плоскости  $ab$ , в центрах шестиугольников расположены пары  $\text{P}_2$ . Каждый слой ионов марганца расположен между двумя гексагональными слоями ионов серы; сформированные таким образом трехслойные «сэндвичи» связаны между собой слабыми силами Ван-дер-Ваальса. Ближайшее окружение иона  $\text{Mn}^{2+}$  представляет собой октаэдр из ионов серы, слегка искаженный вдоль тригональной оси, которая направлена перпендикулярно плоскости  $ab$ .

При температуре  $T_N = 78 \text{ K}$   $\text{MnPS}_3$  переходит в антиферромагнитно упорядоченное состояние. Как показали исследования дифракции нейтронов [4], магнитные моменты ионов  $\text{Mn}^{2+}$  ориентируются перпендикулярно к плоскости слоев  $ab$  (вдоль направления  $z$ ); магнитная элементарная ячейка при этом совпадает с кристаллографической. Каждый магнитный ион связан антиферромагнитно с ближайшими соседями в плоскости и ферромагнитно — с ближайшими магнитными ионами из соседних слоев. Из измерений намагниченности получены величины обменного поля:  $H_e = 1010 \text{ кЭ}$  и поля анизотропии  $H_a = 0,63 \text{ кЭ}$  [5]. Природа анизотропии в  $\text{MnPS}_3$  рассматривается [5] как результат конкуренции между одноионной анизотропией и магнитным дипольным взаимодействием. Как показали исследования ЭПР в  $\text{CdPS}_3:\text{Mn}$  [6], одноионная анизотропия невелика и имеет положительный знак, соответствующий «легкой плоскости». Более сильная анизотропия, обусловленная дипольным взаимодействием, задает направление вектора антиферромагнетизма вдоль оси  $z$ .

Из исследований неупругого рассеяния нейтронов [7] были получены дисперсионные зависимости энергий спиновых волн. Из этих данных определены величины обменного взаимодействия для первых, вторых и третьих ближайших соседей в слое:  $J_1 = -0,77 \text{ мэВ}$ ,  $J_2 = -0,07 \text{ мэВ}$ ,  $J_3 = -0,18 \text{ мэВ}$ , а также межплоскостного обмена —  $J' = 0,0019 \text{ мэВ}$ . Таким образом, отношение межплоскостного обмена к обмену между ближайшими соседями в слое составляет 1:400. В экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов не удалось обнаружить расщепления двух ветвей спиноволнового спектра. В то же время недавние исследования антиферромагнитного резонанса [8] в  $\text{MnPS}_3$  позволили установить наличие двух щелей в спектре спиновых волн и определить соответствующие поля анизотропии:  $0,619$  и  $0,803 \text{ кЭ}$ .

Измерения намагниченности в  $\text{MnPS}_3$  [5] показали, что во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания  $z$ , происходит фазовый переход с переориентацией спинов в базисную плос-

кость  $ab$  (поле перехода  $H_c = 36,6 \pm 2,8 \text{ кЭ}$  при температуре  $4,2 \text{ K}$ ).

Спектры оптического поглощения  $\text{MnPS}_3$  в видимой области исследовались при температурах  $10\text{--}300 \text{ K}$  [9]. При температуре  $10 \text{ K}$  наблюдалось три полосы поглощения, соответствующие электронным переходам в  $3d$ -оболочке  $\text{Mn}^{2+}$  (конфигурация  $3d^5$ ):  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4T_{1g}, {}^4T_{2g}$  и  ${}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$  (энергии соответственно  $1,9, 2,5$  и  $2,74 \text{ эВ}$ ). Край фундаментального поглощения ( $E_{\text{gap}} = 2,96 \text{ эВ}$  при  $10 \text{ K}$ ) с повышением температуры смещается в сторону более низких энергий и при комнатной температуре полностью перекрывает полосу перехода  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$ . Природа его связывается с переходами с переносом заряда из валентной зоны  $3p_x p_y (S)$  в локализованное основное состояние  $\text{Mn}^{2+} - {}^6A_{1g}$ . Отметим, что расположение края фундаментального поглощения в видимой области спектра не характерно для чисто ионных соединений марганца и указывает на присутствие полупроводниковых свойств соединения. Наличие полупроводниковых свойств у  $\text{MnPS}_3$ , как и у других соединений семейства  $\text{MPX}_3$ , подтверждается также измерениями фотопроводимости [10].

Необходимо отметить, что при исследовании спектров поглощения [9] даже при самых низких температурах не было зафиксировано узких линий ни в одной из полос поглощения. В настоящей работе впервые обнаружены экситонная и экситон-магнонная полосы поглощения в области оптического перехода  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$  и изучается их поведение в зависимости от температуры и внешнего магнитного поля.

## 2. Методика эксперимента

Кристаллы  $\text{MnPS}_3$  выращивали из газовой фазы методом сублимации. В качестве исходных веществ использовали элементарные компоненты  $\text{Mn}$ ,  $\text{P}$  и  $\text{S}$  высокой чистоты. Процесс проводился в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре горячей зоны  $650 \text{ }^\circ\text{C}$  и холодной зоны —  $550 \text{ }^\circ\text{C}$ . Для оптических исследований применяли монокристаллические образцы в форме плоскопараллельных пластинок толщиной  $80\text{--}150 \text{ мкм}$ , ориентированных в плоскости слоев  $ab$ .

При записи спектров поглощения в широком диапазоне длин волн применялся дифракционный монохроматор МДР-23 (спектральное разрешение  $\sim 0,05 \text{ нм}$ ). Регистрация световых потоков осуществлялась с помощью ФЭУ, сигнал с которого после усиления поступал на вход 24-разрядного аналогово-цифрового преобразователя. Для проведения исследований в узком спектральном диапазоне использовали спектральный прибор ДФС-13; регистрацию света осуществляли с помощью линейки светочувствительных диодов, входящей в состав многоканального оптического анализатора. Спектральное разрешение составляло  $\sim 0,01 \text{ нм}$ .

Исследования спектров проводили в неполяризованном свете. Необходимо отметить, что спектр поглощения  $\text{MnPS}_3$  не чувствителен к направлению поляризации света в базисной плоскости. В то же время исследование кристалла в скрещенных поляризаторах при комнатной температуре показывает наличие слабого двупреломления.

Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом. Точность установки образца относительно направления внешнего магнитного поля была не хуже  $10'$  и обеспечивалась применением специальных оправок, к которым образец крепился естественной гранью.

### 3. Спектр поглощения $\text{MnPS}_3$ и его температурная зависимость

На рис. 1 представлен спектр поглощения света  $\text{MnPS}_3$  в видимой области при температуре 6 К. В отличие от низкотемпературного спектра, полученного в работе [9], можно видеть, что в области оптического перехода  ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g$  имеется ряд острых пиков поглощения.

Длинноволновая часть спектра поглощения, соответствующего оптическому переходу  ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g$ , представлена более подробно на рис. 2 в зависимости от температуры. На этом участке спектра можно выделить головную, самую низкочастотную узкую линию с энергией  $E_0 = 21223,5 \text{ см}^{-1}$ . С коротковолновой стороны от нее расположена широкая полоса, имеющая максимум  $E_m = 21328 \text{ см}^{-1}$ . Интервал энергий между этими пиками  $E_m - E_0 = 104,5 \text{ см}^{-1}$ . Он довольно близок к значению энергии спиновых волн на границе зоны Бриллюэна, полученному в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в  $\text{MnPS}_3$  —  $93 \text{ см}^{-1}$  [7]. Максимальную

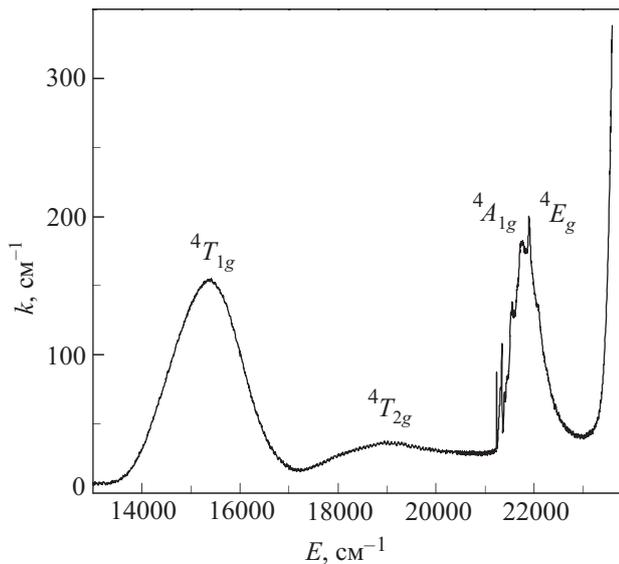


Рис. 1. Спектр поглощения света  $\text{MnPS}_3$  в видимом диапазоне частот при температуре 6 К. Толщина образца 80 мкм.

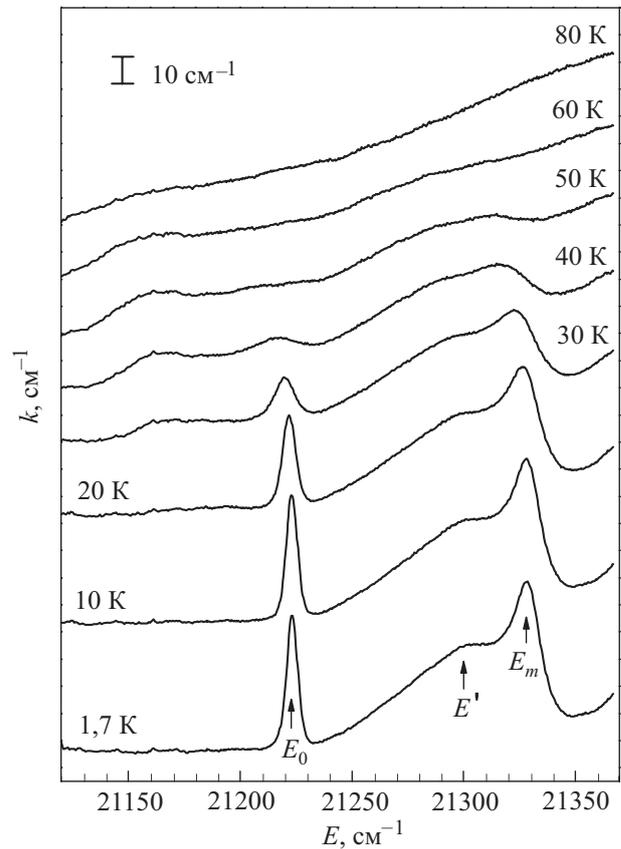


Рис. 2. Участок спектра поглощения света  $\text{MnPS}_3$  в области оптического перехода  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$  при различных температурах. Толщина образца 150 мкм.

энергию спиновых волн можно оценить также из магнитных измерений [5], принимая во внимание то, что она близка к обменной энергии —  $99 \text{ см}^{-1}$ ; это значение еще лучше совпадает с наблюдаемой величиной интервала  $E_m - E_0$ . Это дает основание предположить, что линия  $E_0$  является чисто экситонным переходом, а широкая полоса с энергией максимума  $E_m$  соответствует экситон-магнонному процессу поглощения. Отсутствие точного совпадения между интервалом  $E_m - E_0$  и граничной энергией магнонов может быть связано с такими факторами, как наличие дисперсии экситонных возбуждений, а также экситон-магнонного взаимодействия. Так, значительные отклонения формы экситон-магнонной полосы от спектрального распределения плотности магнонных состояний наблюдались, например, в спектрах  $\text{MnF}_2$  и  $\text{RbMnF}_3$  [11,12]. В случае  $\text{MnPS}_3$  это несоответствие невелико и можно утверждать, что вышеуказанные факторы незначительны.

Интерпретация полосы с максимумом  $E_0$  как экситонной подтверждается еще и тем, что при температурах выше 20 К с длинноволновой стороны от нее появляется «горячий» спутник, интенсивность которого растет по мере повышения температуры. Возникновение таких спутников связано с процессами рождения

экситона и поглощения термоактивированного магнона. Форма их отличается от формы полос «холодного» экситон-магнонного поглощения, так как отражает не только плотность спин-волновых состояний, но также зависит от числа термически возбужденных магнонов  $n_k(T)$ .

С повышением температуры в спектре наблюдается уширение как экситонной, так и экситон-магнонной полос поглощения. Как известно, основным механизмом термического уширения полос в области магнитного упорядочения является рассеяние экситонов на магнонах [13,14]. Как видно на рис. 2, при приближении к температуре Нееля 78 К практически все особенности тонкой структуры спектра исчезают.

Температурные зависимости положений пиков  $E_0$  и  $E_m$  и их разности представлены на рис. 3. С повышением температуры обе полосы сдвигаются в сторону более низких энергий. Как было показано в [15] на примере  $\text{MnF}_2$ , температурный сдвиг полос поглощения в области магнитного упорядочения определяется главным образом изменением энергии антиферромагнитного обменного взаимодействия с температурой. Этот фактор, в сравнении с влиянием термического расширения кристалла, приводит к значительно большему эффекту сдвига полос [15]. Что касается разности  $E_m - E_0$ , ее величина близка к максимальной энергии магнонов на границе зоны Бриллюэна, следовательно, ее температурная зависимость определяется температурной зависимостью обменной энергии [16]; соответственно  $E_m - E_0$  уменьшается с ростом температуры (вставка к рис. 3).

Кроме основного пика  $E_m$ , в области экситон-магнонной полосы поглощения имеется дополнительная

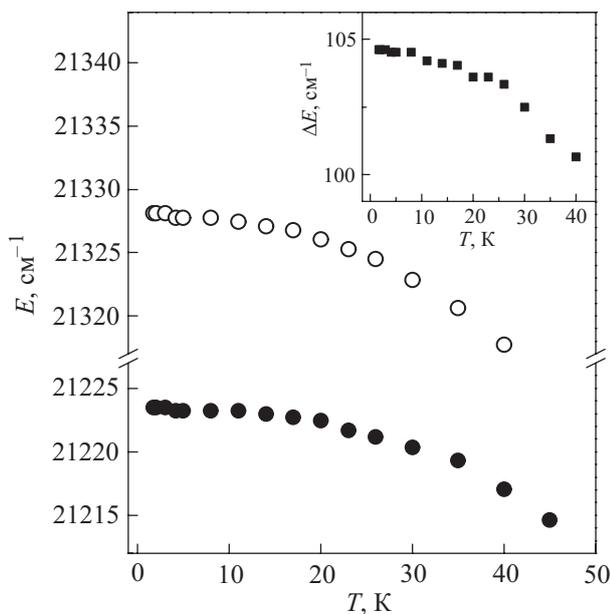


Рис. 3. Зависимости энергий чисто экситонной линии  $E_0$  (●) и максимума экситон-магнонной полосы  $E_m$  (○) от температуры. На вставке — температурная зависимость  $\Delta E = E_m - E_0$ .

ная особенность ( $E'$ ), представляющая собой широкий максимум, отстоящий примерно на  $80 \text{ cm}^{-1}$  от головной линии  $E_0$  (рис. 2). Его происхождение может быть связано с двумя возможными причинами: наличием дополнительной особенности в плотности состояний магнонов или экситон-фононным процессом поглощения с участием низкочастотного оптического фонона. К сожалению, спектры колебательных возбуждений  $\text{MnPS}_3$  недостаточно хорошо изучены при низких температурах, и это не позволяет нам прийти к однозначной интерпретации природы дополнительного максимума  $E'$ .

#### 4. Влияние внешнего магнитного поля на спектр поглощения $\text{MnPS}_3$

Как известно, во внешнем магнитном поле, направленном вдоль «легкой» оси антиферромагнетика, при  $H < H_c$  в спектрах появляется расщепление линий, связанное с различием зеемановских энергий магнитных подрешеток, направления магнитных моментов которых неэквивалентны относительно направления внешнего поля. Расщепление имеет линейную зависимость от напряженности магнитного поля при  $H < H_c$  и исчезает при переориентации магнитных моментов в базисную плоскость [17–19].

Спектры поглощения  $\text{MnPS}_3$  исследовали во внешнем магнитном поле, направленном параллельно оси

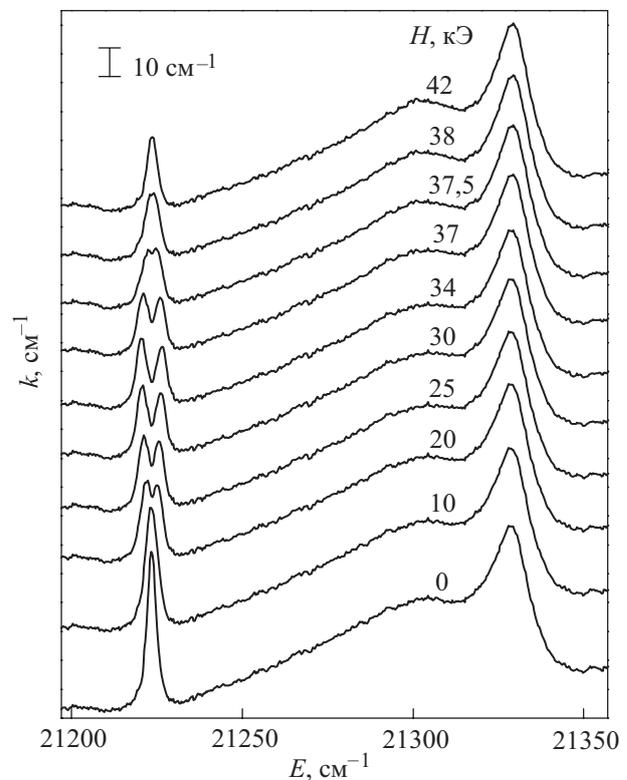


Рис. 4. Спектры поглощения  $\text{MnPS}_3$  во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания  $z$ .  $T = 2 \text{ K}$ .

легкого намагничивания  $z$ . По результатам измерений намагниченности известно, что при таком направлении поля спин-ориентационный переход происходит при температуре 4,2 К в поле  $H_c = 36,6 \pm 2,8$  кЭ; по данным измерений антиферромагнитного резонанса  $H_c = 38$  кЭ [5]. Спектры поглощения при  $\mathbf{H} \parallel z$  приведены на рис. 4, а на рис. 5 представлены зависимости энергий компонент расщепления экситонной линии от напряженности магнитного поля. На рис. 5 видно, что ниже области фазового перехода расщепление имеет линейную зависимость от напряженности поля.

Что касается полосы с максимумом  $E_m$ , в отличие от чисто экситонной линии она не испытывает заметного расщепления в магнитном поле. Такое поведение является типичным для экситон-магнонных полос в соединениях  $\text{Mn}^{2+}$  и обусловлено двумя причинами: близостью  $g$ -факторов основного и возбужденного состояний  $\text{Mn}^{2+}$  к значению 2 и совпадением величин проекций спинового момента в оптически возбужденном и спиново возбужденном состояниях. Действительно, расщепление чисто экситонной  $\Delta E_{\text{ex}}$  и экситон-магнонной полос  $\Delta E_{\text{ex-mag}}$  можно записать [18,19]:

$$\Delta E_{\text{ex}} = \pm \mu_B H (g_1 m_1 - g_0 m_0),$$

$$\Delta E_{\text{ex-mag}} = \pm \mu_B H (g_1 m_1 - g_0 m_0) \mp \mu_B H (g_0 m'_0 - g_0 m_0).$$

Здесь  $g_0$  и  $g_1$  —  $g$ -факторы основного ( $S = 5/2$ ) и возбужденного ( $S = 3/2$ ) состояний;  $m_0 = 5/2$ ;  $m'_0 = 3/2$ , и  $m_1 = 3/2$  — проекции на направление поля спинового момента в основном, спиново возбужденном и оптически возбужденном состояниях. Используя известное из [6,20] значение  $g_0 = 2,01$ , из величины расщепления чисто экситонной линии можно получить  $g$ -фактор возбужденного состояния:  $g_1 = 2,045$ . Применив эти значения, можно

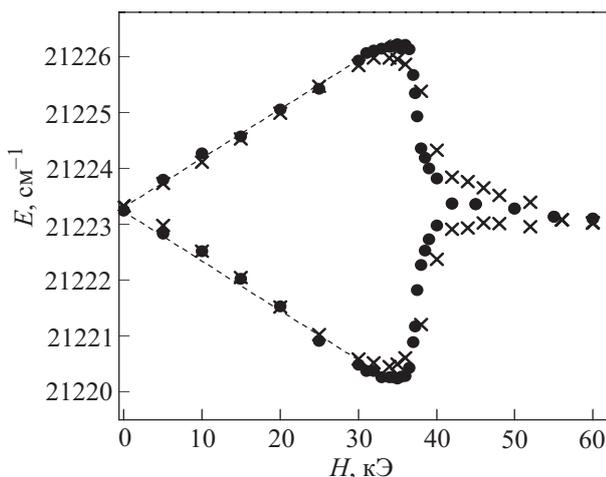


Рис. 5. Зависимости энергий компонент расщепления экситонной линии от напряженности внешнего магнитного поля при различных углах отклонения поля от оси легкого намагничивания  $z$  (• — 0°; × — 5°).  $T = 2$  К.

оценить расщепление экситон-магнонной полосы в поле напряженностью 30 кЭ:  $\Delta E_{\text{ex-mag}} = 0,12$  см<sup>-1</sup>. Естественно, что расщепление такой величины практически незаметно в спектре. Таким образом, отсутствие расщепления в магнитном поле линии  $E_m$  еще раз подтверждает предположение о ее экситон-магнонной природе.

Эффект расщепления экситонной полосы, связанный с неэквивалентностью магнитных подрешеток относительно поля, должен отсутствовать при ориентации поля перпендикулярно вектору антиферромагнетизма (в плоскости  $ab$ ). Спектры поглощения  $\text{MnPS}_3$  исследовали в такой ориентации магнитного поля. Действительно, в этом случае наблюдаются лишь небольшие смещения как экситонной, так и экситон-магнонной полос поглощения.

Остановимся более подробно на поведении спектров в области спин-ориентационного перехода при  $\mathbf{H} \parallel z$ . Как известно [21], в антиферромагнетиках, в зависимости от знаков констант анизотропии, переход в спин-флоп фазу может происходить либо как переход первого рода с промежуточным состоянием, либо как два перехода второго рода. Исследование поведения спектральных линий в области фазового перехода может дать достаточно точные сведения о роде перехода. Так, скачкообразное изменение положений линий при фазовом переходе, а также одновременное присутствие в спектре линий, соответствующих антиферромагнитной и спин-флоп фазе, указывают на наличие промежуточного состояния [22,23].

Для наблюдения фазового перехода первого рода имеет значение точная установка направления магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания. В наших экспериментах полевые зависимости спектров измерялись при различных углах между  $\mathbf{H}$  и  $z$ . На рис. 5 представлены зависимости энергий компонент расщепления экситонной линии от напряженности магнитного поля для двух случаев: точной установки поля вдоль оси  $z$  и отклонения его от оси  $z$  на 5°. Видно, что при увеличении угла отклонения интервал полей, в котором осуществляется спин-ориентационный переход, увеличивается. При строгой установке  $\mathbf{H} \parallel z$  фазовый переход происходит в интервале полей 35–41 кЭ. Однако даже в этом случае видно (рис. 4 и 5), что в переходной области происходит плавное сближение компонент расщепления. Такое поведение компонент расщепления свидетельствует о плавном развороте вектора антиферромагнетизма в магнитном поле и является характерным для фазовых переходов второго рода.

Отметим, что в недавно опубликованной работе [24] методом дифракции нейтронов было обнаружено в  $\text{MnPS}_3$  отклонение спинов ионов  $\text{Mn}^{2+}$  от оси  $z$  на угол 8°. Возможно, отклонение вектора антиферромагнетизма от оси  $z$  и является причиной наблюдавшегося в наших экспериментах плавного разворота спинов в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel z$ .

### 5. Заключение

Впервые обнаружена экситон-магнонная структура спектра поглощения MnPS<sub>3</sub> в области оптического перехода  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$  в Mn<sup>2+</sup>. Головная линия с энергией 21223,5 см<sup>-1</sup> связывается с чисто экситонным поглощением; полоса с энергией максимума 21328 см<sup>-1</sup> — с экситон-магнонным поглощением света.

Во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания  $z$ , наблюдается расщепление экситонной линии, обусловленное неэквивалентностью магнитных подрешеток относительно внешнего поля.

Поведение компонент расщепления экситонной линии, наблюдаемое в области спин-ориентационного перехода (35–41 кЭ), является характерным для фазовых переходов второго рода.

Авторы выражают благодарность В.В. Еременко за интерес к работе и ряд полезных замечаний при ее обсуждении.

1. W. Klingen, R. Ott, and H. Hahn, *Z. Anorg. Allg. Chem.* **396**, 271 (1973).
2. B.E. Taylor, J. Steger, and A. Wold, *J. Solid State Chem.* **7**, 461 (1973).
3. G. Ouvrard, R. Brec, and J. Rouxel, *Mat. Res. Bull.* **20**, 1181 (1985).
4. K. Kurosawa, S. Saito, and Y. Yamaguchi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 3919 (1983).
5. K. Okuda, K. Kurosawa, S. Saito, M. Honda, Z. Yu, and M. Date, *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 4456 (1986).
6. D.A. Cleary, A.H. Francis, and E. Lifshitz, *Chem. Phys.* **106**, 123 (1986).
7. A.R. Wildes, B. Roessli, B. Lebech, and K.W. Godfrey, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 6417 (1998).
8. М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, С.Л. Гнатченко, Е.Н. Хацько, Ю.М. Высочанский, М.И. Гурзан, *ФНТ* **35**, 1197 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 930 (2009)].
9. V. Grasso, F. Neri, P. Perillo, L. Silipigni, and M. Piacentini, *Phys. Rev.* **B44**, 11060 (1991).
10. V. Grasso, F. Neri, S. Santangelo, L. Silipigni, and M. Piacentini, *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 3337 (1989).
11. R.S. Meltzer, M.Y. Chen, D.S. McClure, and M. Lowe-Pariseau, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 913 (1968).
12. R.J. Elliott, M.F. Thorpe, G. F. Imbusch, R. Loudon, and J. B. Parkinson, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 147 (1968).

13. А.И. Беляева, В.В. Еременко, *ЖЭТФ* **44**, 469 (1963).
14. В.А. Попов, *ФТТ* **8**, 3339 (1966).
15. J.W. Stout, *J. Chem. Phys.* **31**, 709 (1959).
16. R.L. Greene, D.D. Sell, W.M. Yen, A.L. Schawlow, and R.M. White, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 656 (1965).
17. В.В. Еременко, Ю.А. Попков, Л.Т. Харченко, *Письма в ЖЭТФ* **3**, 233 (1966).
18. D.D. Sell, R.L. Greene, W.M. Yen, A.L. Schawlow, and R.M. White, *J. Appl. Phys.* **37**, 1229 (1966).
19. P.G. Russell, D.S. McClure, and J.W. Stout, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 176 (1966).
20. P.A. Joy and S. Vasudevan, *Phys. Rev.* **B46**, 5425 (1992).
21. Е.А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Изд-во АН СССР, Москва (1963).
22. А.А. Мильнер, Ю.А. Попков, В.В. Еременко, *Письма в ЖЭТФ* **18**, 39 (1973).
23. A.R. King and D. Paquette, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 662 (1973).

### Exciton-magnon structure of optical absorption spectrum of antiferromagnetic MnPS<sub>3</sub>

S.L. Gnatchenko, I.S. Kachur, V.G. Piryatinskaya, Yu.M. Vysochanskii, and M.I. Gurzan

An exciton-magnon structure is observed in the optical absorption spectrum of quasi-two-dimensional antiferromagnet MnPS<sub>3</sub> in the region of optical transition  ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g({}^4G)$ . The structure includes an exciton line with the energy of 21223.5 cm<sup>-1</sup> and an exciton-magnon absorption band with the maximum energy of 21328 cm<sup>-1</sup> at  $T = 1.7$  K. The spectra are studied in the temperature range of 1.7–80 K at external magnetic fields up to 60 kOe. In the magnetic field directed along the easy axis  $z$ , an exciton line splitting is observed, which is related to the nonequivalence of magnetic sublattices with respect to external field. The behavior of splitting components in the region of spin-orientation transition (35–41 kOe) is typical of the second-order phase transitions.

PACS: 75.50.Ee Antiferromagnetics;  
**78.40.-q** Absorption and reflection spectra:  
visible and ultraviolet.

Keywords: antiferromagnet, optical absorption spectrum, excitons, magnons, spin-orientation phase transition.