

## Антиферромагнитный резонанс в $Mn_2P_2S_6$

М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, С.Л. Гнатченко, Е.Н. Хацько

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

Ю.М. Высочанский, М.И. Гурзан

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

Статья поступила в редакцию 21 июля 2009 г., после переработки 7 августа 2009 г.

В широком диапазоне частот (8–142 ГГц) и магнитных полей (75 кЭ) при  $T = 4,2$  К проведено детальное исследование спектра АФМР вдоль главных магнитных осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соединения  $Mn_2P_2S_6$ . Показано, что данное соединение относится к двухосным магнетикам. При  $H = 0$  имеются две щели в спектре спиновых волн:  $(101,46 \pm 0,1)$  и  $(115,52 \pm 0,1)$  ГГц. По данным АФМР определены величины эффективных полей магнитной анизотропии:  $H_{a1} = 0,619$  кЭ,  $H_{a2} = 0,803$  кЭ. Обнаружено аномальное взаимодействие ветвей АФМР в  $Mn_2P_2S_6$  и возникновение связанных спин-спиновых колебаний одной симметрии; дополнительное поглощение в спектре АФМР — локальная мода, связанная с нарушением трансляционного порядка в низкоразмерном магнетике. Впервые показано, что появление дополнительных пиков поглощения зависит от скорости охлаждения образца. Доказана связь наблюдаемых пиков с внутренними модами доменных границ.

У широкому діапазоні частот (8–142 ГГц) та магнітних полів (75 кЕ) при  $T = 4,2$  К проведено детальне дослідження спектру АФМР вздовж головних магнітних вісей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  сполуки  $Mn_2P_2S_6$ . Показано, що дана сполука відноситься до двохвісних магнетиків. При  $H = 0$  є дві щілини в спектрі спінових коливань:  $(101,46 \pm 0,1)$  та  $(115,52 \pm 0,1)$  ГГц. За даними АФМР визначено величини ефективних полів магнітної анізотропії:  $H_{a1} = 0,619$  кЕ,  $H_{a2} = 0,803$  кЕ. Виявлено аномальну взаємодію гілок АФМР в  $Mn_2P_2S_6$  і появу зв'язаних спин-спінових коливань одної симетрії; додаткове поглинання в спектрі АФМР — локальна мода, яка пов'язана з порушенням трансляційного порядку у низьковимірному магнетіку. Вперше показано, що поява додаткових піків поглинання залежить від швидкості охолодження зразка. Доведено зв'язок піків, що спостерігаються, з внутрішніми модами доменних границь.

PACS: **76.50.+g** Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы; спин-волновой резонанс;  
75.50.Ee Антиферромагнетики.

Ключевые слова: низкоразмерные магнетики, антиферромагнитный резонанс, локальные моды, трансляционный порядок.

В последнее время наблюдается возрождение интереса к системам типа  $M_2P_2X_6$  ( $M = Mn, Fe, Co, Ni, Sn$ ;  $X = S, Se$ ). Эти низкоразмерные магнитные соединения проявляют как сегнетоэластические, так и ферроэлектрические свойства. В них возможно существование различных пространственно-модулированных спиновых структур. Кроме того, в настоящее время ряд представителей этого семейства используют для получения нанотрубок и наностержней [1]. Соединения с магнитными ионами переходных металлов яв-

ляются типичными представителями квазидвумерных магнитных систем, в которых расположение магнитных атомов в слое образует сотоподобную (гексагональную) структуру. На сегодняшний день большинство теоретических и экспериментальных работ выполнено для случая  $2D$  магнитных систем с практически квадратной решеткой магнитных атомов в слое. Однако  $2D$  магнитные системы с гексагональной решеткой магнитных атомов в слое остались фактически

ки не изученными, возможно, из-за относительно небольшого числа таких соединений.

Семейство соединений  $M_2P_2X_6$  ( $M = Mn, Fe, Co, Ni$ ;  $X = S, Se$ ) относится именно к таким 2D магнитным системам [2,3]. Магнитные ионы переходных металлов расположены сотовым образом в  $ab$ -плоскости, образуя сложную гексагональную решетку, и связаны слабыми силами Ван-дер-Ваальса. Магнитная связь между плоскостями очень слабая. С возникновением таких соединений появилась возможность исследовать особенности их магнитных структур.

Таким образом, изучение слоистых кристаллов с гексагональным распределением магнитных ионов в слое весьма актуально и способствует дальнейшему развитию модельных представлений для низкоразмерных магнитных систем.

Для исследования резонансных свойств в упорядоченном состоянии из этого семейства соединений выбран кристалл  $Mn_2P_2S_6$ .

Основное состояние двухвалентного марганца  ${}^6S_{5/2}$  ( $S = 5/2, L = 0$ ). Симметрия кристалла описывается моноклинной пространственной группой  $C2/m$  с параметрами решетки:  $a = 6,077 \text{ \AA}$ ,  $b = 10,524 \text{ \AA}$ ,  $c = 6,796 \text{ \AA}$ , число молекул в элементарной ячейке  $z = 4$  и угол моноклинности  $\beta = 107^\circ 35'$  [4]. Главный элемент структуры — гексагональные плоскости магнитных ионов  $Mn^{2+}$ . Фрагмент кристаллической структуры изображен на рис. 1. В работе [5] приведены сведения об исследовании температурной зависимости магнитной восприимчивости. Магнитное упорядочение происходит при температуре  $T_N = 78 \text{ K}$ . Методом нейтронной дифракции [6] установлена магнитная структура упорядоченного состояния. Показано, что каждый атом марганца связан антиферромагнитной связью с ближайшими соседями в плоскости. Существует различие в величине антиферромагнитного обменного взаимодействия: обмен с ближайшим соседом  $J_1 = -7,7 \text{ K}$ ; со следующим за ближайшим  $J_2 = -0,7 \text{ K}$ ; со следующим  $J_3 = -1,8 \text{ K}$ . Межплоскостное обменное взаимодействие ферромагнитное и его величина равна  $J'_3 = 0,0198 \text{ K}$ . Легкая ось перпендикулярна плоскости слоя. На рис. 2 показана магнитная структура  $Mn_2P_2S_6$ , взятая из работы [6]. Видно, что магнитные атомы  $Mn^{2+}$  формируют сотовую структуру в слое.

В настоящем сообщении приведены результаты исследования спектра антиферромагнитного резонанса (АФМР) в  $Mn_2P_2S_6$ . Измерения выполнены в интервале частот 8–142 ГГц и магнитных полей до 75 кЭ при гелиевой температуре  $T = 4,2 \text{ K}$ . Для наблюдения резонансного поглощения использован спектрометр прямого усиления с различным типом резонаторов (цилиндрические и прямоугольные) соответствующего частотного диапазона. Резонаторы в своей конструкции имеют устройство вращения образца вокруг оси,

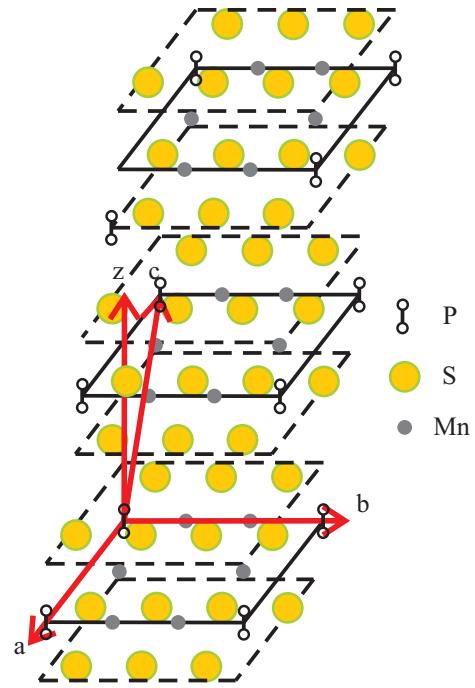


Рис. 1. Фрагмент кристаллической структуры  $Mn_2P_2S_6$  [4].

перпендикулярной постоянному внешнему полю  $\mathbf{H}$ . Точность определения угла поворота образца в резонаторе не хуже  $1^\circ$ .

Поляризация СВЧ поля на образце при исследовании спектров АФМР всегда была перпендикулярна направлению внешнего магнитного поля.

Результаты измерений частотно-полевых зависимостей (ЧПЗ) АФМР кристалла  $Mn_2P_2S_6$  для ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  вдоль магнитных осей  $x, y, z$  представлены на рис. 3. Магнитная ось  $z$  является «легкой» осью, вдоль которой направлен вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{I}$ , который перпендикулярен плоскости  $ab$  и отклонен от оси  $c$  на  $17^\circ$  [6].

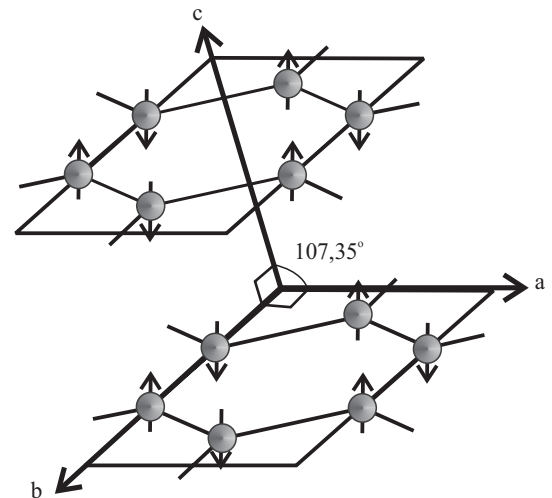


Рис. 2. Магнитная структура  $Mn_2P_2S_6$  [6].

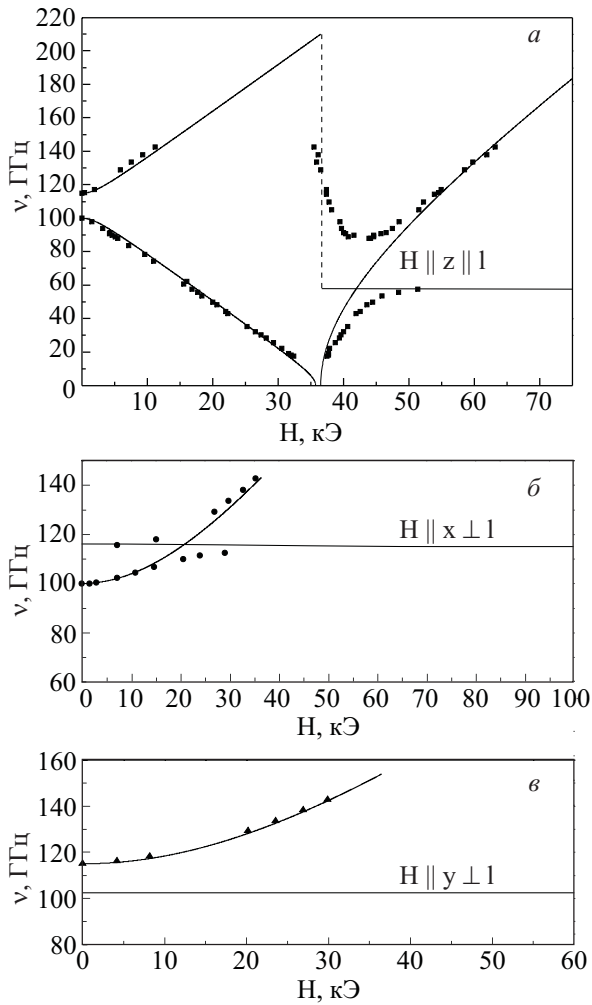


Рис. 3. Частотно-полевые зависимости АФМР кристалла  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  для ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  вдоль магнитных осей  $z$  (а),  $x$  (б),  $y$  (в).  $T = 4,2$  К.

Магнитные оси  $x$  и  $y$  совпадают с кристаллографическими осями  $a$  и  $b$ . При  $H = 0$  в спектре спиновых волн имеются две щели возбуждения магнонов:  $\nu_1 = \sqrt{2H_e H_{a1}} = (101,46 \pm 0,1)$  ГГц и  $\nu_2 = \sqrt{2H_e H_{a2}} = (115,52 \pm 0,1)$  ГГц, где  $H_e$  — обменное поле, соответствующее обмену между ближайшими соседями  $J_1$ ;  $H_{a1}$  и  $H_{a2}$  — поля магнитной анизотропии. Значения щелей в нулевом поле получены экспериментальным путем.

Эти экспериментальные результаты существенно отличаются от данных [5], где авторы сделали вывод о принадлежности данного соединения к одноосным антиферромагнетикам.

Для ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{l}$  в магнитных полях  $H < H_{sf}$  экспериментально реализуются две резонансные ветви АФМР (см. рис. 3,а), которые возбуждаются полем  $\mathbf{h}$  с поляризацией перпендикулярно  $\mathbf{H}$ , при этом высокочастотное поле  $\mathbf{h}$  ориентировано в плоскости  $ab$  вдоль магнитной оси  $x$ .

Частотно-полевые зависимости этих ветвей соответствуют теоретическому описанию ветвей спектра (сплошные линии на рис. 3) для ромбического двухосного двухподрешеточного антиферромагнетика [7]

$$(\omega_{1,2}/\gamma)^2 = \left( C_1^2 + C_2^2 + 2H^2 \pm \sqrt{8H^2(C_1^2 + C_2^2) + (C_1^2 - C_2^2)^2} \right) / 2, \quad (1)$$

где щели в спектре спиновых волн обозначены как  $C_1^2 = 2H_e H_{a1}$ ,  $C_2^2 = 2H_e H_{a2}$ .

Выражения для частот получены в предположении, что исходная магнитная структура коллинеарная в обменном приближении, т.е. обменные взаимодействия существенно превышают релятивистские ( $2H_e \gg H_{a1}, H_{a2}$ ). Для  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  отношение эффективного поля анизотропии к обменному порядка  $6 \cdot 10^{-4}$  [5].

При магнитном фазовом переходе типа спин-флоп в поле  $H_{sf} = (36,5 \pm 0,1)$  кЭ происходит опрокидывание вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  в плоскость  $xz$ . Как видно из частотно-полевой диаграммы, на высоких частотах в области  $H = H_{sf}$  наблюдается резонансное поглощение, называемое «ориентационным резонансом» [8]. При спин-переориентационном фазовом переходе первого рода поворот вектора  $\mathbf{l}$  от оси  $z$  к промежуточной оси  $x$  должен происходить скачком. Однако при незначительном отклонении  $\mathbf{H}$  от  $\mathbf{l}$  наблюдаемый поворот вектора  $\mathbf{l}$  происходит плавно, что способствует наблюдению «ориентационного резонанса». Диапазон наблюдения такого резонанса при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$  и величине высокочастотной щели 115,52 ГГц находится в интервале частот 141–91 ГГц. Однако ЧПЗ (рис. 3,а) в полях  $H > H_{sf}$  существенно отличается от типичных зависимостей для двухосного двухподрешеточного АФМ — наблюдаются взаимодействие ветвей или связанные колебания и, как следствие этого взаимодействия, «ориентационный резонанс», о котором упоминалось выше. Экспериментально и теоретически связанные колебания изучены в работах [9–11] применительно к слабым ферромагнетикам и АФМ. Суть явления заключается в следующем. В АФМ связанные колебания внутри спиновой системы могут возникать в тех случаях, когда имеются пересекающиеся ветви АФМР, соответствующие спиновым прецессиям разной симметрии: одна из ветвей АФМР возбуждается при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$ , другая — при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{h}$ . Колебания ветвей происходят независимо друг от друга. Существенную роль в возникновении связи ветвей играет наклон внешнего магнитного поля относительно магнитных осей АФМ. При отклонении поля  $\mathbf{H}$  от легкой оси в плоскости снимается вырождение резонансных термов, симметрия колебаний становится одинаковой и пересечение

ветвей исчезает, а значения  $\mathbf{H}_{\text{res}}$  отвечают возбуждению связанных ветвей АФМР.

Положение по полю резонансного поглощения относительно угла  $\varphi$  между полем  $\mathbf{H}_0$  и магнитными осями различно и в эксперименте характеризуется величиной интервала частот  $\Delta\nu$ , в котором отсутствует резонансное поглощение при одном и том же отклонении магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ .

Факт взаимодействия спиновых ветвей в  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  показан на рис. 3,а и б. Обсудим возможные причины связанных колебаний, которые в нашем случае наблюдаются для ориентаций  $\mathbf{H}||z$  и  $\mathbf{H}||x$ . Согласно рис. 3,б, для направления  $\mathbf{H}||x$  величина «расталкивания» ветвей спектра  $\Delta\nu = 2,9$  ГГц. Она удовлетворительно коррелирует с теоретическими и экспериментальными значениями величины  $\Delta\nu$ , полученными авторами работы [12], когда угол  $\varphi$  между внешним полем  $\mathbf{H}_0$  и «промежуточной» магнитной осью составлял  $3^\circ$ . Лучшая ориентировка образца не уменьшила величину расталкивания ветвей.

Аномальная величина расталкивания ветвей  $\Delta\nu = 31$  ГГц наблюдается для ориентации  $\mathbf{H}||z$  в полях  $H > H_{sf}$  (рис. 3,а). В фазе с опрокинутыми подрешетками реализуются две резонансные ветви, между которыми наблюдается взаимодействие. В достаточно широкой области магнитных полей существуют связанные колебания двух типов возбуждения. В спектре АФМР в интервале частот от 58 до 89 ГГц появляется щель, величина которой аномально велика для двухосных АФМ.

В наших условиях эксперимента достижение наименьшей величины расталкивания  $\Delta\nu$  достигали следующим образом: образец устанавливается в резонаторе относительно направления внешнего поля  $\mathbf{H}$  и вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{I}$  с точностью  $\pm 1^\circ$  и контролируется по резонансному поглощению. Для такой ориентации образца при частоте накачки меньше частоты нижней щели акустической резонансной ветви  $\nu_1 = (101,46 \pm 0,1)$  ГГц в нулевом магнитном поле наблюдаются две линии поглощения: выходящая из нижней щели мода АФМР, претерпевающая смягчение и зануляющаяся в поле опрокидывания магнитных подрешеток ( $H_{sf}$ ), а также связанный с возбуждением спин-флоп моды АФМР в полях, превышающих поле опрокидывания магнитных подрешеток. Обнаруженные линии поглощения имеют высокополювое и низкополювое положения в магнитном поле в спектре АФМР. Поэтому максимальное расстояние по резонансному полю между линиями поглощения на данной частоте и является критерием точности установки образца. Вероятно, кроме неточности установки образца и слабой его двухосности, на величину расталкивания  $\Delta\nu$  накладывается другой тип взаимодействия, который увеличивает связь резонансных ветвей, например

взаимодействие Дзялошинского. Такой тип взаимодействия дает заметный вклад в магнитную энергию лишь при достаточно низкой симметрии, и его величина зависит от величины обмена, а следовательно, от величины  $T_N$  (для  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$   $H_e = 1060$  кЭ,  $T_N = 78$  К, пространственная симметрия  $C2/m$ ).

Наблюдаемые нами эффекты в спектре АФМР качественно можно объяснить следующим образом. Пространственная группа  $C2/m$ , к которой принадлежит  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , допускает наличие взаимодействия Дзялошинского. В случае ферромагнитного межплоскостного взаимодействия (что выполняется для нашего соединения) в магнитной энергии этого магнетика присутствуют независимые инварианты второго порядка, причем такие, что  $\mathbf{m} \neq 0$  при любом направлении вектора  $\mathbf{I}$ .

После опрокидывания магнитных подрешеток во внешнем магнитном поле, направленном по оси легкого намагничивания, наличие перечисленных выше инвариантов приводит к тому, что в АФМ с моноклинной симметрией магнитный момент, наведенный по «легкой» оси, будет всегда отклонен от этой оси. Поэтому в моноклинных АФМ с взаимодействием Дзялошинского снимается вырождение резонансных ветвей в точке пересечения, симметрия колебаний обеих мод АФМР становится одинаковой, что приводит к расталкиванию спин-флоп моды с обменной ветвью и наблюдению «ориентационного резонанса». Кроме того, аномальное расталкивание ветвей может быть связано с незначительной разностью щелей (слабой двусосностью  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ ). Однако в данный момент мы не можем указать истинную причину этого эффекта.

Когда внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  ориентировано вдоль магнитных осей  $x$  и  $y$ , должны наблюдаться квадратичные по полю ветви спектра АФМР (рис. 3,б и в), которые описываются упрощенными выражениями [7]:

$$(\omega/\gamma)^2 = C_1 + H^2, \quad \mathbf{H} \parallel \mathbf{x}, \quad (2)$$

$$(\omega/\gamma)^2 = C_2 + H^2, \quad \mathbf{H} \parallel \mathbf{y}. \quad (3)$$

Следует отметить, что для ориентации магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$ , из-за связанных колебаний ветвей АФМР в небольшом частотном диапазоне  $\sim 5$  ГГц, зависимость (2) не описывает экспериментальные зависимости (см. рис. 3,б).

В работе [5] оценена величина эффективного поля обменного взаимодействия  $H_e = 1060$  кЭ. Используя это значение и экспериментальные величины щелей  $\nu_{1,2}/\gamma = \sqrt{2H_e H_{a1,2}}$  в нулевом магнитном поле, можно оценить величины эффективных полей магнитной анизотропии:  $H_{a1} = 0,619$  кЭ,  $H_{a2} = 0,802$  кЭ.

В результате детальных экспериментальных исследований построена частотно-полевая диаграмма резонансного поглощения для трех главных магнитных

осей  $x, y, z$  при  $T = 4,2$  К (рис. 4), и получены магнитные параметры, описывающие приведенные частотно-полевые зависимости спектра АФМР:  $\nu_1 = (101,46 \pm 0,1)$  ГГц,  $\nu_2 = (115,52 \pm 0,1)$  ГГц,  $H_{sf} = 36,5$  кЭ,  $H_{a1} = 0,619$  кЭ,  $H_{a2} = 0,802$  кЭ,  $H_e = 1060$  кЭ,  $H'_e = 0,148$  кЭ,  $g = 2,00$ . Величины  $H_e$  и  $H'_e$  взяты из работы [5].

Следует также отметить, что особенностей, связанных с гексагональной симметрией магнитных атомов  $\text{Mn}^{2+}$  в слое, в спектрах АФМР кристалла  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  не обнаружено.

Известно [13–18], что реальные слоистые квазидвумерные АФМ, к которым относится и изучаемое соединение  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , при переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние и выполнении условия  $H'_e \ll H_a \ll H_e$  редко бывают однородными (однодоменными). При низких температурах (ниже  $T_N$ ) возникают статические метастабильные нарушения идеального трансляционного порядка магнитной структуры — магнитные трансляционные дефекты (наиболее простые — доменные границы) на которых локализуются резонансные моды. Это приводит к появлению дополнительных линий поглощения типа локальных мод в спектре АФМР с частотой ниже частоты акустической моды в области отсутствия магнитных возбуждений. Локальные моды возникают в направлении, перпендикулярном слоям, и связаны с «неправильной» ориентацией вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  в одном или нескольких магнитных слоях.

Поэтому при охлаждении слоистых АФМ может реализоваться доменная структура с хаотически расположенными параллельными слоями доменными границами малой толщины. Такое устойчивое метастабильное состояние называют одномерным магнитным беспорядком, который возникает в кристалле в направ-

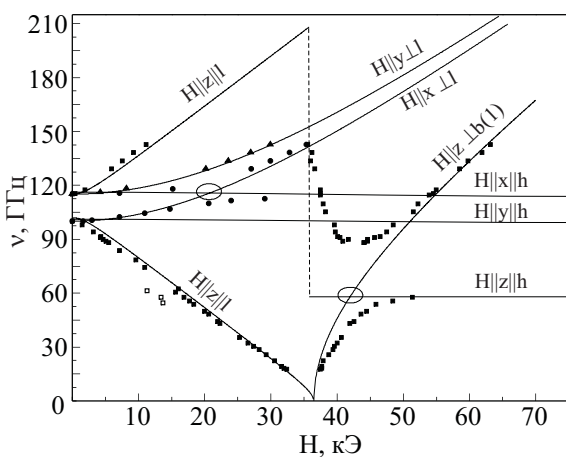


Рис. 4. Частотно-полевая диаграмма АФМР кристалла  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  для ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  вдоль магнитных осей  $x, y, z$ .  $T = 4,2$  К. Белые квадратики — положение локальной моды в резонансном спектре.

лении, перпендикулярном слоям. Наличие одномерного магнитного беспорядка существенно сказывается на резонансных свойствах таких антиферромагнетиков и приводит к возникновению, как было сказано выше, локализованных мод. Их интенсивность, ширина и положение по полю сильно зависят от качества образца и условий охлаждения слоистых АФМ.

Как видно на рис. 5,а, в соответствии с двухподрешеточной структурой  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  экспериментально наблюдаются две резонансные ветви АФМР для ориентации внешнего поля  $\mathbf{H}||\mathbf{l}$  ( $\mathbf{l}$  перпендикулярно плоскости слоя). Дополнительных линий поглощения не обнаружено, что свидетельствует о хорошем качестве образца. Переход из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние осуществлялся при медленном охлаждении до температуры жидкого гелия. В дальнейшем было проведено более быстрое охлаждение кристалла. Кроме мягкой моды спектра АФМР при  $T = 4,2$  К на частотах накачки 54,3; 57,6 и 61,4 ГГц в магнитных полях, меньших резонансного поля акустической моды, наблюдалась дополнительная линия (рис. 5,б), появление которой мы связываем с обсуждавшимися выше локальными модами. Обнаруженная

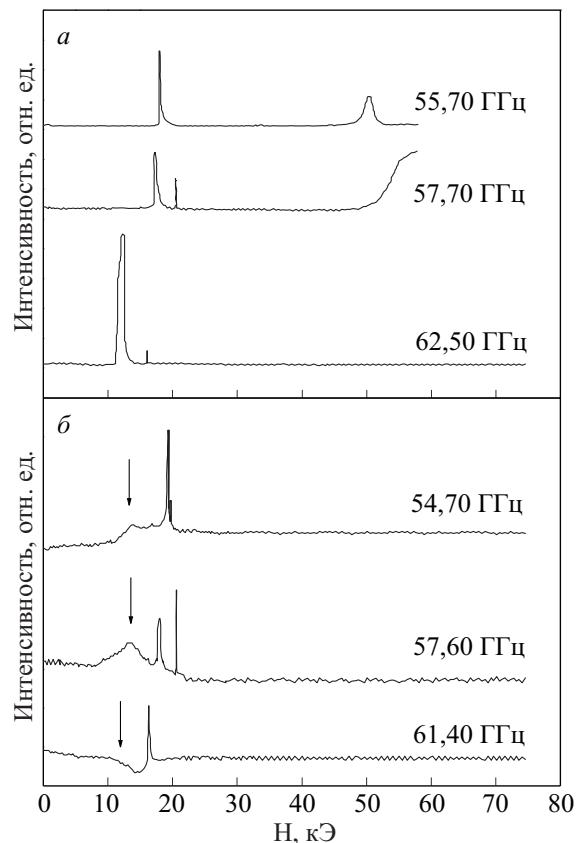


Рис. 5. Вид спектра АФМР для ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}||z$  при медленном (3 ч) (а) и быстром 20 мин (б) охлаждении кристалла до 4,2 К ( $T_N = 78$  К). Стрелками показаны локальные моды.



линия имеет большую ширину по сравнению с АФМР, и ее эффективное возбуждение возможно при поляризации СВЧ поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{h}$ . При отогреве образца до температур выше точки упорядочения, а потом медленном охлаждении, дополнительная линия исчезала. Таким образом, впервые показано, что появление дополнительных пиков поглощения связано со скоростью охлаждения образца, т.е. количеством структурных дефектов. К сожалению, не удалось снять подробно частотно-полевою зависимость этой линии, поэтому грубая оценка дает величину частоты возбуждения в нулевом поле  $\nu_{lm} \sim 90$  ГГц.

Таким образом, наличие в кристалле магнитных трансляционных дефектов приводит к возникновению одномерного магнитного беспорядка и, как следствие, широкой полосы поглощения, расположенной по частоте ниже однородного резонанса.

### Выводы

Проведенные экспериментальные резонансные исследования соединения  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  позволили построить частотно-полевою диаграмму спектра АФМР для трех главных магнитных направлений при температуре 4,2 К.

Анализ данных позволяет сделать следующие выводы:

1. Наличие двух щелей в спектре показывает, что  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  является двухосным антиферромагнетиком. Экспериментальные значения щелей при  $H = 0$  в спектре спиновых волн составляют  $(101,46 \pm 0,1)$  и  $(115,52 \pm 0,1)$  ГГц. Определены величины эффективных полей магнитной анизотропии  $H_{a1} = 0,619$  кЭ,  $H_{a2} = 0,802$  кЭ.

2. Обнаружен аномально большой эффект расталкивания акустических мод для ориентации  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$  и появление связанных колебаний, в то время как для ориентации  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$  расталкивание незначительно, а вдоль  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{y}$  отсутствует.

3. При быстром охлаждении слоистого кристалла, первоначально находящегося в парамагнитном состоянии, реализуется устойчивое состояние с одномерным магнитным беспорядком в направлении, перпендикулярном слоям, и связанного с ним дополнительного поглощения — локальной моды. Таким образом, впервые показано, что появление дополнительных пиков поглощения зависит от скорости охлаждения образца, что контролирует количество структурных дефектов. Это является доказательством связи наблюдаемых пиков с внутренними модами доменных границ.

Работа частично поддержана Украинско-российским грантом (договоры № 8-2008 и 8-2009).

1. X. Wang, Q. Peng, and Li. Yadong, *Inorg. Chem.* **44**(19), 6641 (2005).
2. R. Brec, *Solid State Ionics* **22**, 3 (1986).
3. V. Grasso and L. Silipigni, *Riv. Nuovo Cimento* **25**, 1 (2002).
4. G. Ouvrard, R. Brec, and J Rouxel, *Res. Bull.* **20**, 1181 (1985).
5. K. Okuda, K. Kurosawa, S. Saito, M. Honda, Y. Zhihong, and M. Date, *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 4456 (1986).
6. K. Kurosawa, S. Saito, and Y. Yamaguchi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 3919 (1983).
7. I. Nagamija, K. Yosida, and K. Kubo, *Adv. Phys.* **4**, No. 13, 43 (1955).
8. В.А. Попов, В.И. Скиданенко, сб. Физика конденсированного состояния, вып. 7, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1970).
9. Л.В. Великов, С.В. Миронов, Е.Г. Рудашевский, *ЖЭТФ* **57**, 781 (1969).
10. В.А. Попов, В.И. Скиданенко, *ФТТ* **14**, 507 (1972).
11. А.С. Боровик-Романов, Л.А. Прозорова, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 57 (1966).
12. Н.К. Даньшин, А.С. Зельцер, В.А. Попов, *ФНТ* **10**, 1174 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 613 (1984)].
13. А.Н. Гончарук, А.А. Степанов, Д.А. Яблонский, *ФТТ* **31**, 132 (1989).
14. А.А. Степанов, Д.А. Яблонский, *ФНТ* **15**, 215 (1989) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **15**, 122 (1989)].
15. К.Г. Дергачев, М.И. Кобец, Е.Н. Хацько, *ФНТ* **31**, 530 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 402 (2005)].
16. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, Ю.С. Кившарь, *ФНТ* **24**, 635 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 479 (1998)].
17. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФНТ* **24**, 1077 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 808 (1998)].
18. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФНТ* **25**, 1295 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 972 (1999)].

### Antiferromagnetic resonance in $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

M.I. Kobets, K.G. Dergachev, S.L. Gnatchenko, E.N. Khatsko, Ju.M. Vysochanskii, and M.I. Gurzan

The AFMR spectra along the principal axes  $x$ ,  $y$ ,  $z$  of  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  were studied in detail in wide frequency (8–142 GHz) and magnetic field (up to 75 kOe) ranges at  $T = 4.2$  K. It is shown that the compound belongs to biaxial magnets. At  $H = 0$  there are two gaps in the spin wave spectrum,  $(101.46 \pm 0.1)$  and  $(115.52 \pm 0.1)$  GHz. The values of magnetic anisotropy effective fields  $H_{a1} = 0.619$  kOe,  $H_{a2} = 0.803$  kOe were obtained using the AFMR data. An anomalous interaction of AFMR branches in  $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  and the appearance of coupled spin–spin oscillation of the same symmetry were detected. An additional absorption in the AFMR spectrum was observed, namely, a local mode connected with the violation of translational order in the low-dimen-

sional magnet. It is first shown that the appearance of additional adsorption peaks depends on sample cooling rate. It is proved that the observed peaks are associated with internal modes of domain boundaries.

PACS: **76.50.+g** Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance;  
75.50.Ee Antiferromagnetics.

Keywords: low-dimensional magnets, antiferromagnetic resonance, local modes, translational order.