

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЗЯЛОШИНСКОГО ВЫСШЕГО ПОРЯДКА В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ CsMnF_3

С. К. Готовко^{a*}, А. В. Андриенко^b, Л. Е. Свистов^a

^a Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 июля 2026 г.,
после переработки 25 августа 2026 г.
Принята к публикации 25 августа 2026 г.

Представлены результаты исследования особенностей спиновой динамики антиферромагнетика CsMnF_3 , связанных с наличием в нем эффекта слабого ферромагнетизма высшего порядка, обнаруженного в работах [А. А. Мильнер, Ю. А. Попков, Письма в ЖЭТФ **25**, 244 (1977)] и [А. Н. Бажан, С. В. Петров, В. А. Ульянов, ЖЭТФ **82**, 203 (1982)]. Для того чтобы выделить влияние этого вклада, был проведен анализ спектров антиферромагнитного резонанса в рамках гидродинамической теории Андреева–Марченко. При направлении внешнего магнитного поля вдоль гексагональной оси симметрии экспериментально наблюдалась низкочастотная ветвь антиферромагнитного резонанса с характерной корневой зависимостью частоты от поля, масштабный множитель которой определяется величиной спонтанного ферромагнитного момента. Значения спонтанного момента, полученные в экспериментах на трех разных образцах CsMnF_3 , не превышают 10 ед. СГСМ/моль. Малость спонтанного момента CsMnF_3 мы связываем с почти полной компенсацией суммарного магнитного момента подрешеток магнитных ионов, находящихся в разных кристаллографических позициях.

Ключевые слова: слабый ферромагнетизм, взаимодействие Дзялошинского, антиферромагнетизм, гексагональная симметрия, антиферромагнитный резонанс

DOI: 10.31857/S0044451026110088

1. ВВЕДЕНИЕ

Двухспиновое релятивистское взаимодействие с кристаллографическим окружением в магнитоупорядоченных веществах, рассмотренное Дзялошинским [1], может приводить к изменению спиновой структуры магнетиков, изменению спектральных и релаксационных свойств элементарных возбуждений. Наиболее яркими экспериментальными проявлениями взаимодействия Дзялошинского являются антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом и магнетики со спиральной структурой. Обычно для описания эффектов, связанных с взаимодействием Дзялошинского, достаточно рассмотрения слагаемых второго порядка в разложении термодинамического потенциала по степеням параметра магнит-

ного порядка. Инварианты более высокого порядка обычно сильно меньше по величине и, как следствие, их вклад экспериментально наблюдается редко.

Цель настоящей работы заключается в исследовании спиновой динамики, связанной со слабым ферромагнетизмом, обусловленным инвариантами четвертого порядка. В качестве объекта исследования был выбран CsMnF_3 — коллинеарный антиферромагнетик с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость», которая перпендикулярна оси шестого порядка. Согласно результатам исследований методом магнитного резонанса [2, 3], анизотропия в легкой плоскости кристалла слабая. Симметрия этого соединения запрещает традиционный слабый ферромагнетизм второго порядка, поэтому обнаруженный в работах [4, 5] слабый ферромагнетизм связывают с взаимодействием Дзялошинского четвертого порядка, которое разрешено симметрией [6]. Спонтанный магнитный момент при этом направ-

* E-mail: sofyagotovko@gmail.com

лен вдоль гексагональной оси. Величина спонтанного момента зависит от ориентации вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ в легкой плоскости: его величина максимальна, когда $\mathbf{l}$ направлен вдоль оси второго порядка C_2 , и равна нулю при $\mathbf{l} \perp C_2$, что соответствует результатам симметричного анализа данного соединения.

Идея эксперимента, описанного в настоящей работе, заключается в следующем: при приложении постоянного магнитного поля вдоль оси C_6 низкочастотные колебания вектора $\mathbf{l}$ имеют нулевую частоту, поскольку состояния с различными ориентациями $\mathbf{l}$ в легкой плоскости вырождены (в пренебрежении внутривоскостной анизотропией). При наличии слабого ферромагнетизма ситуация меняется — при приложении магнитного поля вдоль оси C_6 ориентация вектора $\mathbf{l} \parallel C_2$ оказывается предпочтительной из-за зеемановского взаимодействия спонтанного момента с магнитным полем. Снятие вырождения относительно поворота $\mathbf{l}$ в плоскости приводит к появлению ненулевой частоты резонанса, которая зависит от внешнего магнитного поля корневым образом [6]. Методом антиферромагнитного резонанса (АФМР) исследовались магнитные свойства CsMnF_3 при ориентации внешнего магнитного поля вблизи оси C_6 кристалла. В результате была обнаружена ветвь магнитного резонанса с частотой, имеющей характерную корневую зависимость от поля. Определенный в результате этих экспериментов магнитный момент, обусловленный инвариантами Дзялошинского четвертого порядка, оказался меньше полученного в экспериментах по измерению статической намагниченности [4], и кроме того, различался от образца к образцу.

2. КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРЫ

Кристаллы CsMnF_3 имеют гексагональную симметрию ($P6_3/mmc$), параметры решетки $a = 6.213 \text{ \AA}$, $c = 15.074 \text{ \AA}$ [7]. В одной элементарной ячейке содержатся шесть магнитных ионов Mn^{2+} в октаэдрическом окружении ионов F^- . При этом ионы Mn^{2+} находятся в двух неэквивалентных позициях: два иона Mn1 расположены в центросимметричных позициях, а четыре иона Mn2 — в нецентросимметричных. Расположение ионов Mn^{2+} в элементарной ячейке показано на рис. 1.

CsMnF_3 является легкоплоскостным антиферромагнетиком со слабой анизотропией в плоскости, упорядочение происходит при температуре

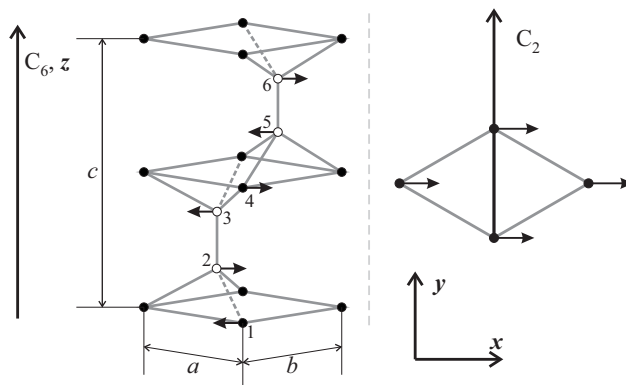


Рис. 1. Схематическое изображение элементарной ячейки CsMnF_3 . Сплошными символами показаны позиции ионов Mn1 (1, 4), открытыми — позиции ионов Mn2 (2, 3, 5, 6). Стрелки показывают направления магнитных моментов в узлах решетки при $H = 0$. Справа показан вид «сверху» треугольной плоскости Mn1 (4), перпендикулярной оси C_6

$T_N = 53.5 \text{ K}$ [2]. Элементарная ячейка содержит шесть перпендикулярных оси C_6 ферромагнитных плоскостей, взаимодействие между которыми антиферромагнитно. Каждая плоскость содержит ионы Mn^{2+} одного типа. В нулевом магнитном поле структура коллинеарная. Схематическое изображение направлений магнитных моментов ионов Mn1 и Mn2 приведено на рис. 1 стрелками. Измерения спектров АФМР [2, 3] показали, что в спектре магнитного резонанса есть две ветви с щелями ν_{10} и ν_{20} : щель первой (низкочастотной) ветви связана со слабой внутривоскостной анизотропией, а щель второй (высокочастотной) ветви обусловлена сильной анизотропией типа «легкая плоскость». При $T = 4.2 \text{ K}$ $\nu_{10} \approx 2.5 \text{ ГГц}$ и $\nu_{20} = 115 \text{ ГГц}$. Помимо анизотропного взаимодействия, в CsMnF_3 присутствует сверхтонкое взаимодействие электронных спинов с магнитной системой ядер марганца [2]. Вклад сверхтонкого взаимодействия в щель в спектре магнитного резонанса имеет величину $\Delta_{hf}/\gamma = \sqrt{6.4/T[K]}$ кЭ. Симметричное рассмотрение показывает, что в модели двухподрешеточного антиферромагнетика магнитный момент $\mathbf{m}$, обусловленный инвариантами четвертого порядка, в данном соединении возникает, если антиферромагнитный вектор $\mathbf{l}$ ориентирован вдоль оси второго порядка C_2 ; при этом $\mathbf{m} \parallel z$. В отсутствие поля, согласно работам [2, 4], вектор $\mathbf{l}$ направлен перпендикулярно C_2 , поэтому магнитный момент появляется только при приложении внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$. Обнаружить магнитный момент $\mathbf{m}$ можно при приложении поля в легкой плоскости, которое поворачивает

вектор $\mathbf{l}$ вдоль C_2 , как было продемонстрировано в работах [4, 5]. Также можно индуцировать $\mathbf{m}$ полем $\mathbf{H}$ вдоль оси C_6 — в этом случае вектор $\mathbf{l}$ поворачивается к оси C_2 и появляется спонтанный магнитный момент вдоль C_6 .

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллы CsMnF_3 , выращенные Петровым методом Стокбаргера [8] в атмосфере гелия, ранее исследовались различными методами (АФМР [3], ядерного магнитного резонанса [9], ядерных спиновых волн [10], оптической спектроскопии [12]).

Ориентация оси C_6 была определена с помощью рентгеноструктурного анализа. Возможная ошибка в установке $\mathbf{H} \parallel C_6$ в описываемых экспериментах не превышала 4° .

Спектры АФМР на частотах от 4 до 120 ГГц были получены с использованием прямоугольных резонаторов различных размеров и тороидального резонатора проходного типа. Наименьшая собственная частота тороидального резонатора составляла 4 ГГц. Образцы приклеивались на стенки резонаторов таким образом, чтобы внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ было направлено вдоль оси C_6 , а СВЧ-поле $\mathbf{h}$ было перпендикулярно $\mathbf{H}$. Угловые зависимости были сняты в резонаторе сантиметрового диапазона, где была предусмотрена возможность вращения образца. Измерения проводились в магнитных полях от 0 до 7 Тл при температуре $T = 4.2$ К. Выбор температуры $T = 4.2$ К обусловлен двумя факторами: она намного меньше T_N , но при этом при ней влияние сверхтонкого взаимодействия на спектр АФМР в исследуемом диапазоне частот мало. Измерения были проведены на трех различных образцах, не имевших визуальных различий и выращенных в одинаковых условиях; далее образцы будут обозначаться номерами 1–3.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Угловые зависимости линий резонансного поглощения

При приложении поля $\mathbf{H}$ в легкой плоскости ($\mathbf{H} \perp C_6$) в антиферромагнитно упорядоченном образце ($T = 4.2$ К) наблюдается единственная линия поглощения. Пример записи зависимости СВЧ-мощности от поля на частоте $\nu = 18.16$ ГГц при приложении поля в базисной плоскости показан на вставке к верхней панели рис. 2. При приложении

поля в легкой плоскости резонансное поле хорошо описывается зависимостью $H_R = \sqrt{\nu^2 - \Delta^2}/\gamma$, где Δ — щель, γ — гиромагнитное отношение. Резонансное поле показано на рисунке черной стрелкой, штриховой линией показано резонансное поле в парамагнитном состоянии $H_{pm} = \nu/\gamma$, $\gamma = 2.798$ ГГц/кЭ. Резонансное поле близко к значению H_{pm} (обозначено штриховой линией). Близость резонансного поля к H_{pm} указывает на то, что щель Δ , связанная с релятивистскими эффектами (сверхтонкое взаимодействие, внутриплоскостная анизотропия и др.), не приводит к существенному сдвигу частоты.

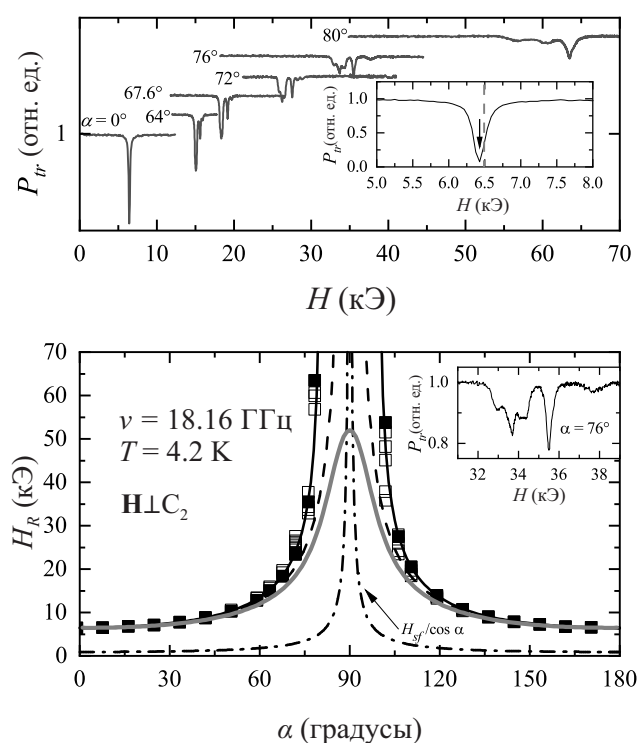


Рис. 2. Верхняя панель — эволюция спектров магнитного резонанса при изменении угла ϕ между $\mathbf{H}$ и C_6 для образца № 1. $\nu = 18.16$ ГГц, $T = 4.2$ К. Нижняя панель — угловая зависимость величин резонансных полей H_R , α — угол между $\mathbf{H}$ и осью [120] в базисной плоскости. Символы соответствуют резонансным линиям на верхней панели. Сплошные линии — угловые зависимости, вычисленные в рамках модели двухподрешеточного АФМ с анизотропией типа «легкая плоскость» с использованием уравнения (9). Для вычислений использовались параметры: $\nu_{01} = 2.5$ ГГц, $\nu_{02} = 115$ ГГц, $\gamma = 2.798$ ГГц/кЭ, $H_D = 0$ (черная линия), $H_D = 90$ Э (серая линия). Штриховая линия — зависимость $H_R(\alpha = 0)/\cos \alpha$. Штрихпунктирная линия — зависимость $H_{sf}/\cos \alpha$. На вставке: спектр магнитного резонанса при $\alpha = 76^\circ$

На верхней панели рис. 2 представлена эволюция линий поглощения на частоте $\nu = 18.16$ ГГц при повороте поля $\mathbf{H}$ вокруг оси C_2 : от оси $[120]$ в базисной плоскости ($\alpha = 0^\circ$) к оси C_6 ($\alpha = 90^\circ$) для образца №1. При увеличении угла α между $\mathbf{H}$ и базисной плоскостью линии поглощения сдвигаются в большие поля и количество линий поглощения на одной записи начинает увеличиваться; интенсивности линий различались более чем на порядок, а их количество менялось от образца к образцу. Пример записи такой линии приведен на вставке к нижней панели для $\alpha = 76^\circ$. Угловая зависимость резонансных полей H_R , соответствующих линиям поглощения с верхней панели, показана на нижней панели рис. 2. Положения наиболее интенсивных линий отмечены сплошными символами, а положения дополнительных линий обозначены открытыми символами. Сплошной черной линией показана угловая зависимость резонансного поля, вычисленная в рамках модели двухподрешеточного АФМ с анизотропией типа «легкая плоскость». Теоретические частотно-полевые зависимости далее будут обсуждаться в разд. 5. Для вычислений использовались экспериментальные параметры: $\nu_{01} = 2.5$ ГГц, $\nu_{02} = 115$ ГГц, $\gamma = 2.798$ ГГц/кЭ [2, 3]. При малых углах резонансное поле низкочастотной ветви с хорошей точностью определяется проекцией поля на базисную плоскость (черная штриховая линия на нижней панели рис. 2). При углах больше 70° зависимость становится более сильной (сплошная черная линия на нижней панели рис. 2). Наблюдение дополнительных линий вероятно связано с тем, что образцы CsMnF_3 содержат мелкие кристаллиты, оси C_6 которых повернуты относительно друг друга на малый угол.

На рис. 3 представлена угловая зависимость резонансных полей H_R для высокочастотной ветви на частоте $\nu = 118.2$ ГГц при повороте поля $\mathbf{H}$ из базисной плоскости ($\alpha = 0^\circ$) к оси C_6 ($\alpha = 90^\circ$). Сплошная линия показывает результат расчетов, проведенных в рамках обсуждаемой в разд. 5 модели с использованием уравнения (9). Для вычислений использовались указанные выше параметры и $H_D = 90$ Э. Расчеты хорошо описывают экспериментальные результаты, при этом H_D практически не влияет на спектр высокочастотной ветви.

4.2. Частотно-полевые зависимости при $\mathbf{H} \parallel C_6$

На рис. 4 показаны частотно-полевые зависимости, измеренные для образцов №1 и №2 при $\mathbf{H} \parallel C_6$.

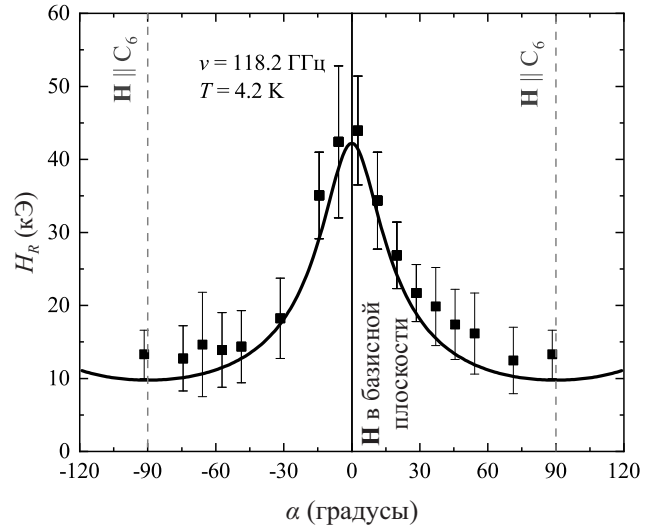


Рис. 3. Угловая зависимость величин резонансных полей H_R при вращении магнитного поля $\mathbf{H}$ от базисной плоскости к оси C_6 для образца №3, $\nu = 118.2$ ГГц, $T = 4.2$ К, α — угол между $\mathbf{H}$ и базисной плоскостью. Сплошная линия — угловая зависимость, вычисленная по уравнению (9). Для вычислений использовались следующие параметры: $\gamma = 28$ ГГц/Тл, $\nu_{02} = 115$ ГГц, $\nu_{01} = 2.5$ ГГц

Резонансные особенности нам удалось обнаружить только на частотах менее 17 ГГц. При повышении частоты резонансное поглощение резко сдвигалось в большие поля и уходило за пределы исследуемого диапазона полей при $\nu > 12$ ГГц (для образца №1) при $\nu > 17$ ГГц (для образца №2). Сплошными символами на графике обозначены резонансные поля, соответствующие наиболее интенсивным линиям поглощения, а положения более слабых линий показаны открытыми символами. Зависимости $\nu(H)$ аппроксимировались уравнением (16), в качестве свободного параметра выступала величина H_D , причем для образца №1 $H_{D1} = 30 \pm 2$ Э, а для образца №2 $H_{D2} = 90 \pm 10$ Э. Для образца №3 при $\mathbf{H} \parallel C_6$ резонансное поглощение отсутствовало на всех частотах, не меньших 4 ГГц.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Пространственная группа симметрии парамагнитного CsMnF_3 — $P6_3/mmc$ (D_{6h}^4 , №194). Эта группа задается тремя элементами: C_6 — поворот на угол $\pi/3$ вокруг оси z со сдвигом, три оси C_2 — поворот вокруг оси x на угол π со сдвигом, и инверсия. Здесь принято следующее обозначение осей: $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$ находятся в плоскости, перпендикулярной оси C_6 , $\mathbf{x} \perp C_2$, $\mathbf{y} \parallel C_2$, $\mathbf{z} \parallel C_6$ (см. рис. 1).

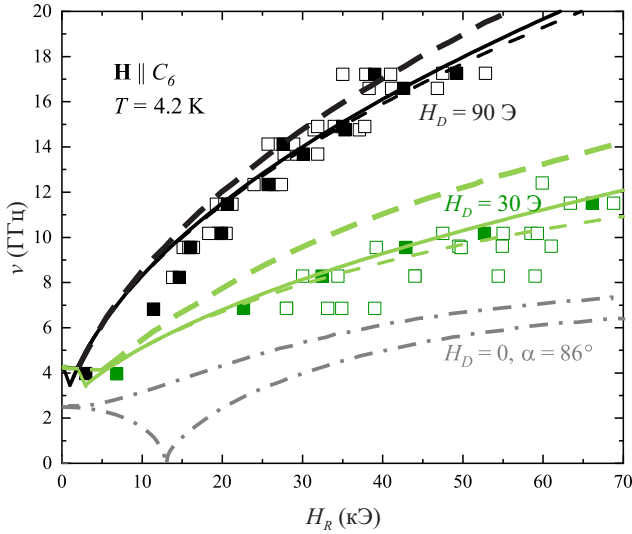


Рис. 4. Частотно-полевые диаграммы для образцов №1 (зеленые символы) и №2 (черные символы) при $\mathbf{H} \parallel C_6$. Положения интенсивных линий показаны сплошными символами, дополнительных пиков — открытыми символами. Сплошные зеленая и черная линии — аппроксимация зависимости (16) для значений параметров $H_{D1} = 30$ Э, $H_{D2} = 90$ Э, штрихпунктирная линия — зависимость, вычисленная с помощью уравнения (7) для $\alpha = 86^\circ$ в отсутствие взаимодействия Дзялошинского. Штриховые линии — вычисленные частотно-полевые зависимости для отклонения поля от оси C_6 на 4° в плоскостях xz (жирные линии) и yz (тонкие линии), $T = 4.2$ К

Далее мы будем использовать гидродинамический подход Андреева–Марченко [11]. В рамках этого подхода, несмотря на то, что в кристалле присутствуют шесть различных подрешеток, для описания низкочастотной спиновой динамики достаточно одного векторного антиферромагнитного параметра порядка $\mathbf{l}$ (в слабых по сравнению с величинами обменных интегралов магнитных полей). Универсальный вид плотности лагранжиана для коллинеарного антиферромагнетика с антиферромагнитным параметром порядка $\mathbf{l}$:

$$\mathcal{L} = \frac{\chi_\perp}{2\gamma^2} (\dot{\mathbf{l}} + \gamma[\mathbf{l} \times \mathbf{H}])^2 - U_A, \quad (1)$$

где $\chi_\perp$ — статическая магнитная восприимчивость в направлении, перпендикулярном $\mathbf{l}$, γ — гиромагнитное отношение, U_A — энергия анизотропии.

В случае гексагональной симметрии энергия анизотропии может быть записана в виде

$$U_A = \frac{\beta}{2} l_z^2 + \frac{\beta_6}{4} ((l_x + il_y)^6 + (l_x - il_y)^6). \quad (2)$$

Параметр $\beta > 0$ определяет ось z как «трудную» ось анизотропии: вектор $\mathbf{l}$ лежит в базисной плос-

кости xy . Второе слагаемое описывает анизотропию в плоскости xy : β_6 — константа азимутальной анизотропии. $\beta_6 < 0$ соответствует тому, что в нулевом поле выгодными направлениями $\mathbf{l}$ являются ось x и две оси, направленные под углами $\pm 120^\circ$ к ней. Согласно работе [3], значение β в CsMnF_3 значительно превышает значение константы азимутальной анизотропии [2], что позволяет считать, что вектор $\mathbf{l}$ лежит в базисной плоскости во всем экспериментальном диапазоне магнитных полей.

Симметрия соединения позволяет наличие добавочного инварианта [6]

$$U_D = \frac{D}{2i} H_z [(l_x + il_y)^3 - (l_x - il_y)^3]. \quad (3)$$

Именно инвариант (3) отвечает за возникновение спонтанного магнитного момента $\mathbf{m}$ в данном соединении, определяющегося как сумма магнитных моментов всех магнитных ионов в ячейке (Mn1 и Mn2), и нарушение коллинеарности структуры. Суммарная намагниченность M может принимать значения от $-D$ до D . Ферромагнитный момент $\mathbf{m}$ направлен вдоль оси z , и его величина существенно зависит от ориентации вектора $\mathbf{l}$ в плоскости, что и было экспериментально продемонстрировано в работе [4]. Величина M_z достигает максимального значения при $\mathbf{l} \parallel C_2$ и имеет противоположные направления для антиферромагнитных доменов $\mathbf{l}$ и $-\mathbf{l}$:

$$M_z = -\partial U_D / \partial H_z = D(l_z^3 - 3l_x^2 l_y). \quad (4)$$

Равновесные ориентации вектора $\mathbf{l}$ и поля фазовых переходов далее получаются путем минимизации потенциальной энергии (статическая часть $\mathcal{L}$ с обратным знаком). Уравнения спиновой динамики получаются из (1) при помощи уравнений Эйлера–Лагранжа. Собственные колебания вектора $\mathbf{l}$ характеризуются двумя щелями при $\mathbf{H} = 0$: ν_{10} и ν_{20} . Щель ν_{10} связана с внутриспоскостной анизотропией, а щель ν_{20} — с сильной анизотропией типа «легкая плоскость»:

$$\nu_{01} = \gamma \sqrt{18|\beta_6|/\chi_\perp}, \quad \nu_{02} = \gamma \sqrt{(\beta + 3\beta_6)/\chi_\perp}.$$

Учет внутриспоскостной анизотропии (константа β_6) значительно усложняет расчеты, однако далее будет показано, что для описания динамики в некотором диапазоне частот и полей внутриспоскостной анизотропией можно пренебречь.

5.1. Магнитный резонанс при ориентации поля $\mathbf{H}$ в плоскости yz ($D = 0$)

В гексагональной структуре возможны шесть доменов. На рис. 5 проиллюстрировано поведение век-

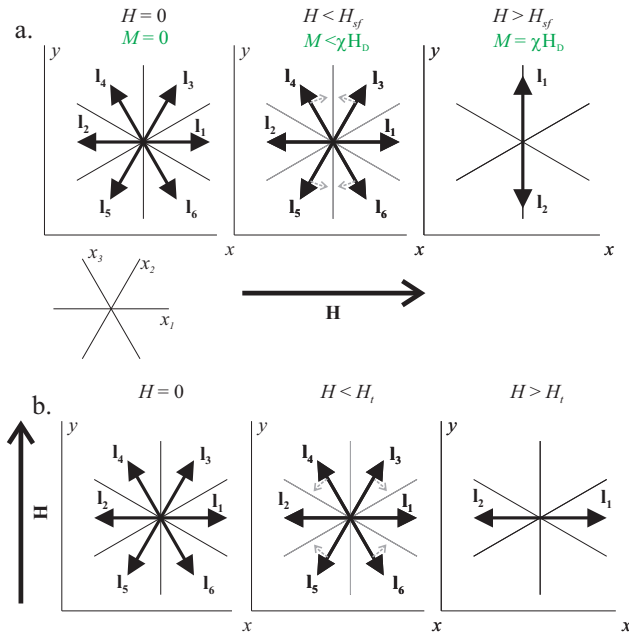


Рис. 5. Эволюция векторов антиферромагнетизма $\mathbf{l}_i$ в шести различных доменах при приложении внешнего магнитного поля: a — вдоль оси x (перпендикулярно оси C_2), b — вдоль оси y (параллельно оси C_2), H_t — поле, в котором прекращается разворот векторов $\mathbf{l}_{3-6}$

торов $\mathbf{l}$ в этих доменах во внешнем магнитном поле. В нулевом поле существуют шесть энергетически выгодных направлений для ориентации вектора $\mathbf{l}$, два из которых — $\mathbf{l}_{1,2} \parallel x$, и четыре других — $\mathbf{l}_{3-6}$ направлены под углами $\pm 120^\circ$ к оси x . В поле $\mathbf{H} \parallel y$ равновесная ориентация $\mathbf{l}_{1,2}$ не меняется, а векторы $\mathbf{l}_{3-6}$ начинают постепенно разворачиваться и становятся перпендикулярными $\mathbf{H}$. Минимизируя энергию, получаем, что при

$$H > H_t = \sqrt{6|\beta_6|/\chi_\perp}$$

образец будет содержать только два магнитных домена. Минимизация энергии дает значение поля, при достижении которого вектор $\mathbf{l}$ во всех шести доменах будет перпендикулярен $\mathbf{H}$:

$$H_t = \sqrt{6|\beta_6|/\chi_\perp}.$$

Ограничим наше рассмотрение доменами 1 и 2, в которых $\mathbf{l} \parallel x$ во всем диапазоне полей (домены 1 и 2 на рис. 5 b). При приложении поля $\mathbf{H}$ в плоскости yz частоты ν определяются из уравнения

$$\begin{vmatrix} \gamma^2 H_y H_z & \gamma^2 H_z^2 + \nu_{02}^2 - \nu^2 \\ \gamma^2 H_y^2 + \nu_{01}^2 - \nu^2 & \gamma^2 H_y H_z \end{vmatrix} = 0, \quad (5)$$

где H_y и H_z — проекции поля $\mathbf{H}$ на оси y и z соответственно.

5.2. Магнитный резонанс при ориентации поля $\mathbf{H}$ в плоскости xz ($D = 0$)

При приложении поля $\mathbf{H}$ в плоскости xz четыре магнитных домена $\mathbf{l}_{3-6}$ будут плавно разворачиваться к направлению $\mathbf{l} \perp \mathbf{H}$, в то время как поворот $\mathbf{l}_{1,2}$ происходит в результате спин-переориентационного перехода, когда x -компонента поля $\mathbf{H}$ достигнет значения

$$H_{sf} = \sqrt{18|\beta_6|/\chi_\perp}.$$

В полях $H_x > H_{sf}$ следует ожидать только два магнитных домена с векторами антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, перпендикулярными $\mathbf{H}$ (рис. 5 a).

Зависимость частот АФМР от поля для доменов $\mathbf{l}_{1,2}$ ($\mathbf{l} \parallel x$) при $H_x < H_{sf}$ находится из уравнения

$$\begin{vmatrix} \gamma^2 H_x^2 - \nu_{01}^2 + \nu^2 & -2i\gamma H_x \nu \\ -2i\gamma H_x \nu & \gamma^2 (H_z^2 - H_x^2) + \nu_{02}^2 - \nu^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (6)$$

При $H_x > H_{sf}$ ($\mathbf{l}_{1,2} \perp \mathbf{H}$) частоты определяются уравнением

$$\begin{vmatrix} \gamma^2 H_x H_z & \gamma^2 H_z^2 - \nu_{02}^2 - \frac{\nu_{01}^2}{3} - \nu^2 \\ \gamma^2 H_x^2 - \nu_{01}^2 - \nu^2 & \gamma^2 H_x H_z \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

На рис. 6 показаны частотно-полевые зависимости спектров, вычисленные с помощью уравнений (5)–(7) для различных углов между базисной плоскостью и внешним магнитным полем $\mathbf{H}$ без учета эффекта слабого ферромагнетизма. В вычислениях использовались параметры: $\nu_{01} = \gamma H_{sf} = 2.5$ ГГц, что соответствует $H_{sf} = 0.9$ кЭ, $\gamma = 2.798$ ГГц/кЭ [2], $\nu_{02} = 115$ ГГц [3]. Низкочастотная ветвь с щелью, определяемой слабой внутривещной анизотропией, обращается в нуль в поле $H'_{sf} = H_{sf}/\cos \alpha$, которое смещается вправо при увеличении угла α между базисной плоскостью и полем $\mathbf{H}$. При увеличении поля зависимости для ориентации, в которой наблюдается спин-флип, и для ориентации, где происходит плавный поворот, сближаются. Видно, что в силу слабости внутривещной анизотропии при $H > H'_{sf}$ расстояние между частотно-полевыми зависимостями не превышает ширины наблюдаемых линий АФМР, поэтому на рисунке также приведены увеличенные области частотно-полевой диаграммы в полях $H < 6$ кЭ. Необходимо отметить, что взаимодействие высокочастотной и низкочастотной мод приводит к

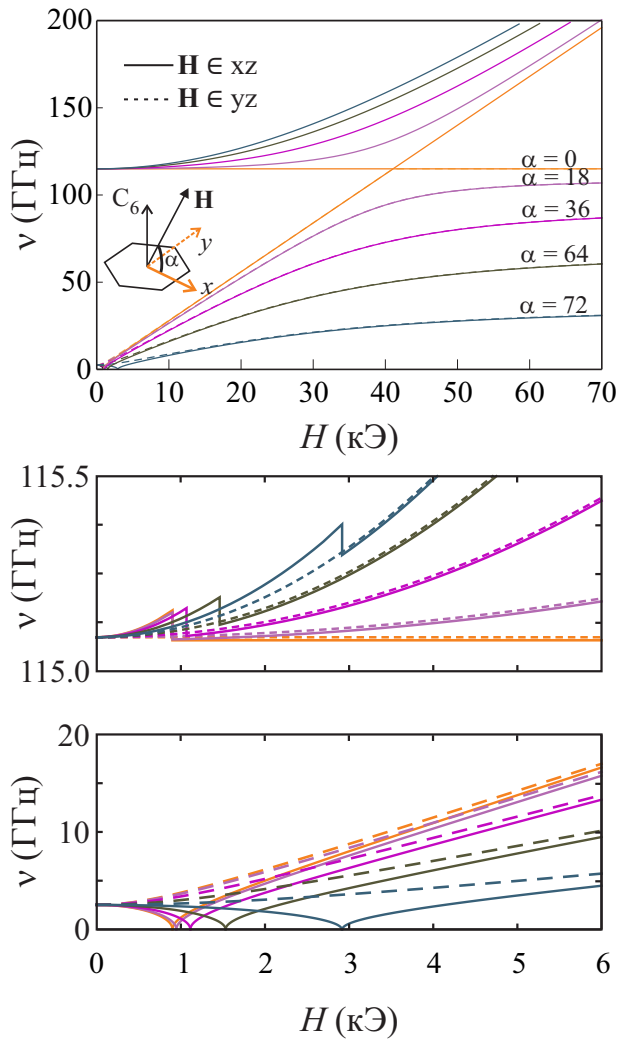


Рис. 6. Верхняя панель: частотно-полевая диаграмма, вычисленная с помощью уравнений (5)–(7), для различных углов α (указаны на рисунке) между приложенным полем $\mathbf{H}$ и плоскостью xy . Используемые параметры указаны в тексте. Средняя и нижняя панели: увеличенные области частотно-полевой диаграммы в малых полях. Сплошными линиями показаны спектры для $\mathbf{H}$ в плоскости xz , штриховыми — в плоскости yz

тому, что спектр определяется не только проекцией поля $\mathbf{H}$ на плоскость, и пренебрежение влиянием высокочастотной моды на низкочастотный спектр оправдано только в областях полей и их проекций $H_z \ll \nu/\gamma$.

5.3. Влияние слабого ферромагнитного момента на спектр АФМР при приложении поля $\mathbf{H}$ в плоскости xz

В предыдущих разделах мы не учитывали связанный с взаимодействием Дзялошинского слабый

ферромагнитный момент в вычислениях спектров магнитного резонанса. Однако при $\mathbf{H} \parallel C_6$ спектр АФМР в основном определяется именно взаимодействием слабого ферромагнитного момента с внешним магнитным полем.

При отклонении магнитного поля от базисной плоскости появляется проекция магнитного поля на ось C_6 . В таком случае вместо спин-флопа векторы $\mathbf{l}_{1-6}$ начинают разворачиваться таким образом, чтобы минимизировать потенциальную энергию; при этом возникает ненулевой спонтанный магнитный момент m_z . Нахождение равновесной ориентации вектора $\mathbf{l}$ в общем случае требует решения сложных трансцендентных уравнений. Для поля $\mathbf{H}$ в плоскости xz минимизация потенциальной энергии позволяет получить величину поля, при котором $\mathbf{l}$ становится направлен вдоль оси y :

$$H_0 = \frac{\sqrt{4H_{sf}^2 \cos^2 \alpha + 81H_D^2 \sin^2 \alpha - 9H_D \sin \alpha}}{2 \cos \alpha^2}, \quad (8)$$

α — угол между $\mathbf{H}$ и осью x . Здесь мы ввели обозначение $H_D = D/\chi_\perp$ — таким образом, H_D есть некоторое эффективное поле, индуцирующее спонтанную намагниченность. В предельных случаях, когда $\alpha \rightarrow 0$ и $\alpha \rightarrow 90^\circ$, H_0 принимает значения H_{sf} и $H_{sf}^2/9H_D$ соответственно. Отметим, что H_0 заведомо не превышает $H_{sf}/\cos \alpha$ при любом значении H_D .

Обсудим особенности угловой эволюции спектра АФМР при повороте $\mathbf{H}$ в плоскости xz в области углов и полей, где $\mathbf{l} \parallel y$, т.е. в полях $H \cos \alpha > H_{sf} \approx 0.9$ кЭ (штрихпунктирная линия на рис. 2). Конфигурация $\mathbf{l} \parallel y$ энергетически выгодна как для зеемановской энергии, так и для слагаемого U_D с максимальной величиной вектора $\mathbf{m}$. В итоге, зависимость собственных частот от поля в общем виде определяется следующим уравнением:

$$\begin{vmatrix} H_x H_z & A_1 \\ A_2 & H_x H_z \end{vmatrix} = 0, \quad (9)$$

где

$$A_1 = \frac{\nu_{02}^2}{\gamma^2} - \frac{H_{sf}^2}{6} - 3H_D H_z + H_z^2 - \frac{\nu^2}{\gamma^2},$$

$$A_2 = H_{sf}^2 + H_x^2 + 9H_D H_z - \frac{\nu^2}{\gamma^2}, \quad \nu_{02}^2 = \gamma^2 \frac{\beta}{\chi_\perp}.$$

Для частных случаев $\mathbf{H} \parallel x$ и $\mathbf{H} \parallel z$ собственные частоты имеют простой вид:

$$\nu_1(\mathbf{H} \parallel x) = \sqrt{\gamma^2 H^2 + \nu_{01}^2}, \quad (10)$$

$$\nu_2(\mathbf{H} \parallel x) = \sqrt{\nu_{02}^2 - \nu_{01}^2/6}, \quad (11)$$

$$\nu_1(\mathbf{H} \parallel z) = \sqrt{9\gamma^2 H_D H + \nu_{01}^2}, \quad (12)$$

$$\nu_2(\mathbf{H} \parallel z) = \sqrt{\nu_{02}^2 - \nu_{01}^2/6 + \gamma^2 H(3H_D + H)}. \quad (13)$$

Спектры магнитного резонанса $\nu(H_R)$, вычисленные с помощью уравнения (9), показаны на рис. 7. Здесь использовались параметры $H_{sf} = 0.9$ кЭ, $\gamma = 2.798$ ГГц/кЭ [2], $\nu_{01} = \gamma H_{sf}$, $\nu_{02} = 115$ ГГц [3]. Сверхтонкое взаимодействие не учитывалось. Штриховые линии соответствуют случаю $H_D = 0$ (слабый ферромагнетизм отсутствует), сплошные — $H_D = 90$ Э. Поле H_0 , в котором происходит полный разворот векторов $\mathbf{l}$, для $H_D = 90$ Э и $H_{sf} = 0.9$ кЭ (уравнение (8)) имеет максимальное значение $H_0 = 1$ кЭ. На постоянной частоте ν резонансное поле H_R для нижней ветви колебаний увеличивается при повороте поля от оси x к оси C_6 и при отсутствии слабого ферромагнитного момента ($H_D = 0$) стремится к бесконечности. Угловые зависимости резонансного поля, вычисленные с использованием уравнения (9), показаны на рис. 2 сплошной черной ($H_D = 0$) и серой линиями ($H_D = 90$ Э).

5.4. Влияние слабого ферромагнетизма на спектр АФМР при $\mathbf{H} \parallel C_6$

При $\mathbf{H} \parallel C_6$ вектор $\mathbf{l}$ поворачивается, и его ориентация определяется уравнением

$$\begin{cases} H < H_{sf}^2/9H_D, & \sin 3\delta = -9HH_D/H_{sf}^2, \\ H \geq H_{sf}^2/9H_D, & \delta = -\pi/6 + 2\pi k/3, k \in \mathbb{Z}, \end{cases} \quad (14)$$

δ — угол между $\mathbf{l}$ и осью x . Для вычисления спектров здесь становится необходимым учет сверхтонкой щели и внутриплоскостной анизотропии, поскольку в такой ориентации экспериментальные результаты получены на довольно низких частотах.

Зависимость собственных частот при $H < H_0$, т. е. когда векторы $\mathbf{l}$ разворачиваются, определяется из уравнения

$$\begin{vmatrix} 0 & B_1 \\ B_2 & 0 \end{vmatrix} = 0, \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} B_1 &= -\frac{\nu^2}{\gamma^2} + H^2 - 6H_D H \sin \delta + \frac{\nu_{02}^2}{\gamma^2} + \\ &\quad + \frac{H_{sf}^2}{3}(\cos 4\delta - \cos 2\delta), \\ B_2 &= \frac{\nu^2}{\gamma^2} \cos 2\delta - H_{sf}^2 \cos 4\delta + 9H_D H \sin \delta. \end{aligned}$$

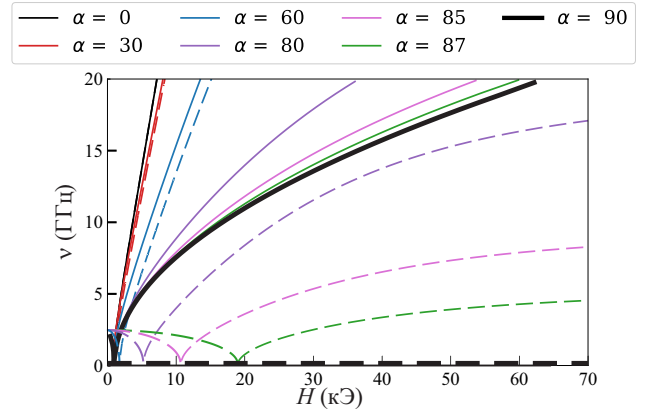


Рис. 7. Спектры магнитного резонанса, вычисленные в рамках модели для различных ориентаций поля $\mathbf{H}$ в плоскости xz ; сверхтонкое взаимодействие не учитывается. Штриховые линии соответствуют спектрам в отсутствие эффекта слабого ферромагнетизма ($H_D = 0$), сплошные — спектрам в модели со слабым ферромагнетизмом ($H_D = 90$ Э). Каждый цвет соответствует одному значению угла α между базисной плоскостью и $\mathbf{H}$. Используемые параметры указаны в тексте

Таким образом, частота низкочастотной ветви

$$\nu_1 = \gamma \sqrt{(H_{sf}^2 \cos 4\delta - 9H_D H \sin \delta) / \cos 2\delta}.$$

Угол δ между осью x и $\mathbf{l}$ определяется из уравнения (14).

Когда поле $H > H_0$, вектор $\mathbf{l}$ развернут таким образом, что M достигает максимального значения, и δ в уравнении (15) принимает значения $-\pi/6 + 2\pi k/3$ ($k \in \mathbb{Z}$), т. е. $\mathbf{l}$ перпендикулярен одной из осей C_2 .

Величина сверхтонкой щели

$$\Delta_{hf}(T = 4.2 \text{ K}) = 3.46 \text{ ГГц}.$$

Сверхтонкое взаимодействие не зависит от ориентации $\mathbf{l}$ в пространстве. Поэтому можно считать, что итоговое выражение для частоты с учетом поправки Δ_{hf} имеет следующий вид:

$$\nu_1 = \gamma \sqrt{(H_{sf}^2 \cos 4\delta - 9H_D H \sin \delta) / \cos 2\delta + \Delta_{hf}^2}. \quad (16)$$

Вычисленная в рамках такой модели зависимость частоты от поля показана на рис. 8.

Наконец, оценим влияние на спектр АФМР возможного небольшого отклонения направления магнитного поля от оси C_6 . В наших экспериментах такое отклонение не превышало 4° . В случае, если поле отклонено в плоскости xz , задача решается аналитически (9). В этом случае резонансное поле сдвигается в меньшие поля. Результаты вычислений

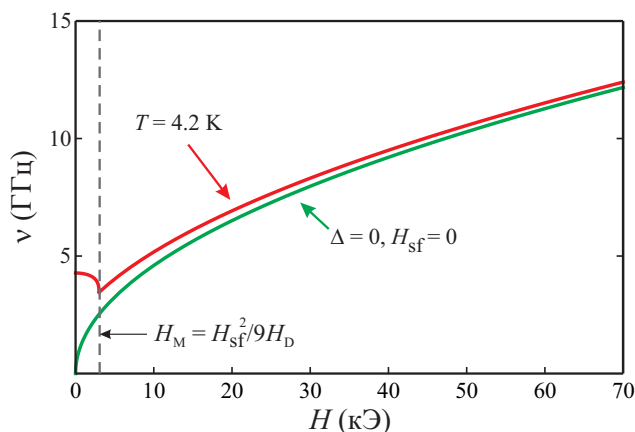


Рис. 8. Спектры магнитного резонанса при $\mathbf{H} \parallel C_6$, рассчитанные с учетом гексагональной анизотропии и сверхтонкого взаимодействия (красная кривая) и без их учета (зеленая кривая). Вычисления были проведены с использованием уравнения (16) с параметрами $H_D = 30$ Э, $H_{sf} = 0.9$ кЭ, $\Delta_{hf}^2/\gamma^2 = 6.4/T[K]$ ГГц²/кЭ², $T = 4.2$ К

приведены на рис. 4 жирными штриховыми линиями. Для случая отклонения поля в плоскости yz задача решалась численно. В этом случае резонансное поле сдвигалось в сторону больших полей. На рис. 4 результаты вычислений для такого отклонения приведены тонкими штриховыми линиями. Таким образом, спектр АФМР для отклонения поля на 4° в произвольной плоскости будет находиться между вычисленными штриховыми линиями.

Из частотно-полевых диаграмм при $\mathbf{H} \parallel C_6$ мы получили величины эффективного поля H_D в диапазоне 0–90 Э, что соответствует величине спонтанной намагниченности M_z в диапазоне 0–3.6 ед. СГСМ/моль. Величина спонтанной намагниченности M_z , полученная из частотно-полевых диаграмм при $\mathbf{H} \parallel C_6$ в настоящей работе, несколько меньше, чем полученная в результате магнитометрических измерений: M_z в работе [4] составляет 6 ± 2 ед. СГСМ/моль. Измеренная методом поляризационной оптической спектроскопии [12] величина спонтанной намагниченности не превышала 10 ед. СГСМ/моль, что соответствует результатам измерения методом магнитометрии, и значениям, полученным в экспериментах по электронному спиновому резонансу.

При анализе результатов настоящей работы можно сделать вывод, что исследуемый эффект различен для разных образцов. Однако заметим, что наблюдаемый разброс вовсе не означает, что при этом сильно меняется угол скоса магнитных моментов подрешеток Mn1 и Mn2. Оптические

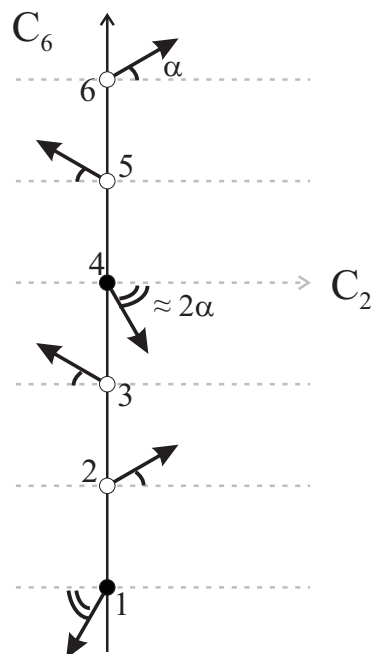


Рис. 9. Схематическое изображение ориентаций магнитных моментов ионов Mn1 (сплошные символы) и Mn2 (открытые символы) в одной кристаллографической ячейке. Для удобства все магнитные ионы здесь расположены на одной прямой

измерения [5] выявили сильный скос магнитных моментов ионов Mn2 из легкой плоскости ($\alpha = 4.5^\circ$), что соответствует $H_D \approx 25$ кЭ в случае, если скос всех подрешеток одинаков и происходит в одном направлении. Для того чтобы объяснить несоответствие большого скоса подрешеток и малую величину суммарного спонтанного момента CsMnF₃, авторы работы [13] предположили, что у ионов Mn1 и Mn2 скос магнитных моментов происходит в противоположные стороны от легкой плоскости, в результате чего наблюдается почти полная компенсация суммарной спонтанной намагниченности кристалла вдоль оси C_6 . Схематическое изображение ориентаций магнитных моментов подрешеток Mn1 и Mn2 показано на рис. 9. Для простоты все ионы на рисунке размещены на одной оси. Измеряемые нами частоты АФМР (как и данные магнитометрии [4] и поляризационной спектроскопии [12]) определяются именно суммарным спонтанным магнитным моментом подрешеток Mn1 и Mn2. Таким образом, обнаруженный разброс значений спонтанного момента разных образцов соответствует разбросу углов скоса подрешеток менее, чем на 1% от 4.5° . В заключение отметим, что причины такой высокой степени компенсации на данный момент неясны.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты мультиточечного исследования гексагонального антиферромагнетика CsMnF_3 методом магнитного резонанса в магнитоупорядоченном состоянии. Были вычислены частотно-полевые зависимости спектров антиферромагнитного резонанса для различных ориентаций внешнего магнитного поля в главных кристаллографических плоскостях. Экспериментально обнаружено влияние слабого ферромагнитного момента на спектры антиферромагнитного резонанса. Была произведена оценка величины спонтанного магнитного момента; было показано, что величина эффекта слабого ферромагнетизма меняется от образца к образцу. Малость полученного спонтанного ферромагнитного момента CsMnF_3 и непостоянство его величины мы связываем с почти полной компенсацией суммарного магнитного момента подрешеток ионов Mn^{1+} и Mn^{2+} .

Благодарности. Авторы благодарят В. А. Шустова и В. И. Козлова за помощь в ориентировании образцов, В. И. Марченко, А. И. Смирнова, С. С. Сокина и В. Н. Глазкова за плодотворные обсуждения.

Финансирование. Измерения спектров магнитного резонанса были выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00259-П), теоретическое описание полученных результатов было проведено в рамках государственного задания ИФП РАН.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Dzyaloshinsky, J. Phys. Chem. Solids **4**, 241 (1958).
2. K. Lee, A. M. Portis, and G. L. Witt, Phys. Rev. **132**, 144 (1963).
3. A. S. Borovik-Romanov, B. Ya. Kotyuzhanskii, and L. A. Prozorova, Sov. Phys. JETP **31**, 1027 (1970) [А. С. Боровик-Романов, Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, ЖЭТФ **58**, 1911 (1970)].
4. A. N. Bazhan, S. V. Petrov, and V. A. Ul'yanov, Sov. Phys. JETP **55**, 121 (1982) [А. Н. Бажан, С. В. Петров, В. А. Ульянов, ЖЭТФ **82**, 203 (1982)].
5. A. A. Mil'ner and Yu. A. Popkov, JETP Lett. **25**, 225 (1977) [А. А. Мильнер, Ю. А. Попков, Письма в ЖЭТФ **25**, 244 (1977)].
6. E. A. Turov, *Physical Properties of Magnetically Ordered Crystals*, Academic Press (1965) [Е. А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Изд. АН СССР (1963)].
7. A. Zalkin, K. Lee, and D. M. Templeton, J. Chem. Phys. **37**, 697 (1962).
8. N. N. Mikhailov and S. V. Petrov, Sov. Phys. Crystallogr. Rep. **11**, 390 (1966) [Н. Н. Михайлов, С. В. Петров, Кристаллография **11**, 443 (1966)].
9. B. S. Dumes, JETP Lett. **14**, 350 (1971) [Б. С. Думеш, Письма в ЖЭТФ **14**, 511 (1971)].
10. A. V. Andrienko, V. I. Ozhogin, V. L. Safonov, and A. Yu. Yakubovskii, Sov. Phys. Usp. **34**, 843 (1992) [А. В. Андриенко, В. И. Ожогин, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, УФН **161**, 1 (1991)].
11. A. F. Andreev and V. I. Marchenko, Sov. Phys. Usp. **23**, 21 (1980) [А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН **130**, 39 (1980)].
12. V. V. Eremenko, A. A. Mil'ner, N. F. Kharchenko, V. M. Gredeskul, Yu. A. Popkov, and S. V. Petrov, Sov. J. Low Temp. Phys. **7**, 692 (1981) [В. В. Ерёмченко, А. А. Мильнер, Н. Ф. Харченко, В. М. Гредескул, Ю. А. Попков, С. В. Петров, ФНТ **7**, 1430 (1981)].
13. V. M. Gredeskul and A. A. Mil'ner, Sov. J. Low Temp. Phys. **4**, 359 (1978) [В. М. Гредескул, А. А. Мильнер, ФНТ **4**, 753 (1978)].

Dzyaloshinskii Interaction of Higher Order in Antiferromagnetic CsMnF_3 *S. K. Gotovko^{a*}, A. V. Andrienko^b, L. E. Svistov^a*^a P. L. Kapitza Institute for Physical Problems of the Russian Academy of Sciences
119334, Moscow, Russia^b National Research Center «Kurchatov Institute»
123182, Moscow, Russia

*E-mail: sofyagotovko@gmail.com

Received July 27, 2026

Revised August 25, 2026

Accepted August 25, 2026

Abstract

We present the results of a study of the peculiarities of spin dynamics in antiferromagnetic CsMnF_3 , associated with the presence of the effect of higher-order weak ferromagnetism, discovered in the works [A. A. Mil'ner and Yu. A. Popkov, JETP Lett. **25**, 225 (1977)] and [A. N. Bazhan, S. V. Petrov, and V. A. Uly'anov, Sov. Phys. JETP **55**, 121 (1982)]. To identify the influence of this contribution, we analysed the antiferromagnetic resonance spectra using the hydrodynamic approach by Andreev–Marchenko. When the magnetic field was applied along the hexagonal axis of the crystal, a low-frequency branch of the antiferromagnetic resonance was experimentally observed with a characteristic square-root frequency-field dependence, the scale factor of which is determined by the magnitude of the spontaneous ferromagnetic moment. The values of the spontaneous moment obtained from experiments on three different CsMnF_3 samples do not exceed 10 CGSM units per mole. We attribute the smallness of the spontaneous moment in CsMnF_3 to the nearly complete compensation of the total magnetic moment of the magnetic ions located at different crystallographic positions.

Keywords: weak ferromagnetism, Dzyaloshinskii interaction, antiferromagnets, hexagonal symmetry, antiferromagnetic resonance

Acknowledgements. The authors thank V. A. Shustov and V. I. Kozlov for their assistance in determining crystallographic axes of the samples, V. I. Marchenko, A. I. Smirnov, S. S. Sosin, and V. N. Glazkov for fruitful discussions.

Funding. The experimental part of the work (ESR measurements) was supported by the Russian Science Foundation (grant No. 22-12-00259-II), theoretical analysis was conducted within the State Assignment of the P. L. Kapitza Institute for Physical Problems of the Russian Academy of Sciences.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.