

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НЕКОЛЛИНЕАРНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$

Л.А.Прозорова, В.И.Марченко, Ю.В.Красняк

Обнаружены три ветви антиферромагнитного резонанса в неколлинеарном антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$. Проведены экспериментальные и теоретические исследования зависимости резонансных частот от величины и направления магнитного поля.

В магнетиках, в которых релятивистские эффекты малы по сравнению с обменными, имеются низкочастотные ветви спиновых возбуждений. При пренебрежении релятивистскими эффектами эти ветви являются голдстоуновскими модами, связанными со спонтанным нарушением симметрии обменных взаимодействий. Релятивистские эффекты приводят к конечным щелям в спектре рассматриваемых низкочастотных колебаний. Поскольку в однородном случае эти колебания испытывает спиновый механический (а вместе с ним и магнитный) момент, как величина сопряженная к голдстоуновской степени свободы – углу поворота спинового пространства, то эти щели определяют спектр магнитного резонанса вещества. До настоящего времени магнитный резонанс наблюдался лишь в простейших коллинеарных структурах: в ферромагнетиках (и ферримагнетиках), где имеется один резонанс; в антиферромагнетиках – два резонанса. В неколлинеарных же структурах магнитный резонанс обнаружен только в сверхтекучем $He_3 - B$, где, однако, из-за специфического вырождения системы одна ветвь спиновых возбуждений остается бесщелевой.

В настоящей работе мы сообщаем о наблюдении и исследовании поведения во внешних полях трех ветвей магнитного резонанса в неколлинеарном антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$.

Магнитная структура $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$ (рис. 1) была предложена Прандлем¹ на основании нейтронографического анализа. Исследования магнитных свойств и теплоемкости, проведенные Валянской, Плахтием и Соколовым² подтвердили эту модель. Магнитные моменты марганца лежат в плоскости (111) и направлены вдоль или против осей $[211]$, $[121]$, $[112]$, т. е. осуществляется неколлинеарное "треугольное" 12-ти подрешеточное антиферромагнитное упорядочение. Согласно теории обменной симметрии³ такая структура описывается двумя взаимно перпендикулярными антиферромагнитными векторами. В нашем случае магнитная ячейка совпадает с кристаллической, поэтому эти векторы классифицируются по неприводимым представлениям обменного кристаллического класса. Так как магнитная симметрия структуры определяется элементами S_6R и σ_d , то обменный кристаллический класс симметрии может быть либо D_{3d} , либо O_h (группа симметрии кристалла в парамагнитной фазе O_h^{10}). В обоих случаях антиферромагнитные векторы преобразуются по двумерным представлениям E_u . Поскольку, при перестановке частиц, осуществляемой при повороте C_2 вокруг оси C_4 (и неизменном направлении спинов) структура не меняется, искомый обменный кристаллический класс есть O_h .

Столь высокая симметрия магнитной структуры существенно упрощает задачу интерпретации экспериментальных данных по магнитному резонансу, так как имеется всего один релятивистский инвариант второго порядка

$$\lambda \left[l_{1x}l_{2x} - l_{1y}l_{2y} + \frac{\sqrt{3}}{2} (l_{1z}^2 - l_{2z}^2) \right] \quad (1)$$

полностью фиксирующий ориентацию спиновой системы относительно кристаллических осей (ср. ³ формула 35). Антиферромагнитные векторы l_1 и l_2 ($l_1 \perp l_2$ и $l_1^2 = l_2^2 = 1$) определяются следующими преобразованиями при перестановках частиц соответствующих поворотам C_4 и C_3 $C_4 l_1 = l_1$, $C_4 l_2 = -l_2$ и

$$C_3 l_1 = -\frac{1}{2} l_1 - \frac{\sqrt{3}}{2} l_2, \quad C_3 l_2 = \frac{\sqrt{3}}{2} l_1 - \frac{1}{2} l_2.$$

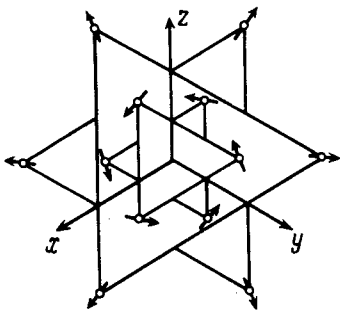


Рис. 1

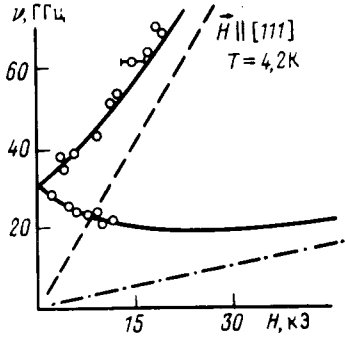


Рис. 2, а

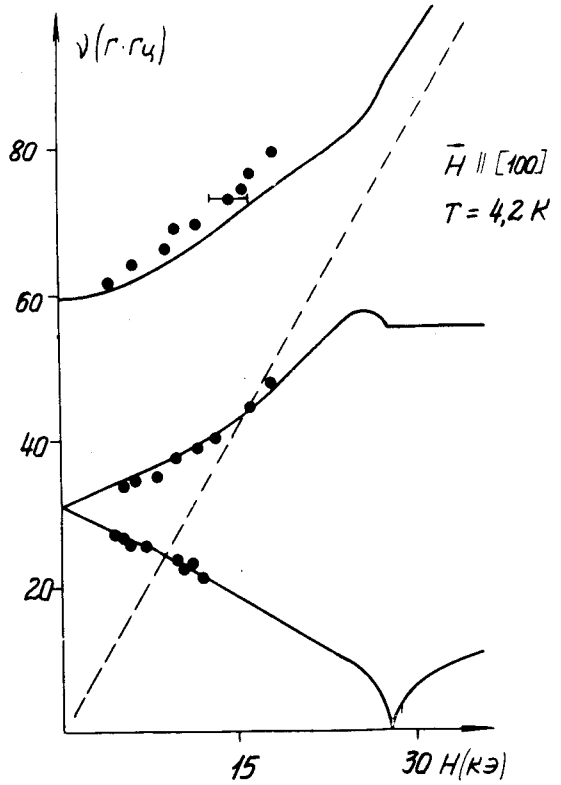
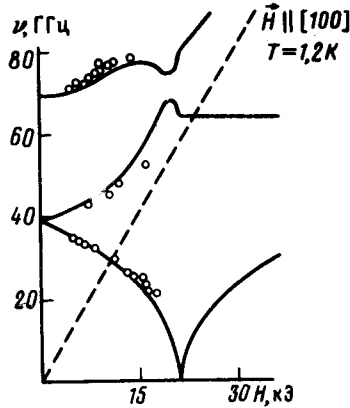


Рис. 2, б

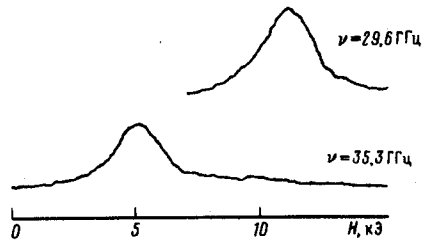


Рис. 3

Введя обычным образом эйлеровы углы θ, φ, ψ , определяющие ориентацию тройки векторов l_1, l_2 и $[l_1 l_2]$ относительно ортов x, y, z направленных по осям C_4 , вместо (1) получим

$$\lambda \left[\frac{1}{2} \sin 2\psi \cos 2\varphi (1 + \cos^2 \theta) + \sin 2\varphi \cos 2\psi \cos \theta + \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta \cos 2\psi \right]. \quad (2)$$

При $\lambda > 0$ минимуму энергии анизотропии (2) соответствует 8-кратно вырожденное состояние (типа $\cos \theta = 3^{-1/2}, \varphi = \pi/4, \psi = \pi/2$). Во внешнем поле из-за наличия анизотропии восприимчивости спиновая плоскость поворачивается. Исследование поведения во внешнем поле и динамики легко проводится в согласии с теорией развитой в ³, поэтому приведем здесь без вывода некоторые результаты.

Если внешнее поле направлено вдоль оси C_3 , то минимальной энергией (при $\chi_{\parallel} > \chi_{\perp}$, где χ_{\parallel} — восприимчивость параллельная направлению $[l_1 l_2]$, χ_{\perp} — перпендикулярная к $[l_1 l_2]$) будут обладать только два состояния с перпендикулярной к полю спиновой плоскостью. Одна из частот, соответствующая колебаниям спиновой плоскости вокруг направления поля, в этих состояниях будет равна $\nu_1 = \gamma(2\lambda/\sqrt{3}\chi_{\parallel})^{1/2}/\pi$,

две другие, соответствующие колебаниям ориентации спиновой плоскости, равны

$$\nu_{2,3} = \sqrt{\nu_0^2 + \left(\frac{1+\eta}{4\pi} \gamma H\right)^2} \pm \frac{1-\eta}{4\pi} \gamma H, \quad \nu_0 = \gamma(2\lambda/\sqrt{3}\chi_{\perp})/2\pi,$$

где $\eta = (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})/\chi_{\perp}$. При включении поля вдоль оси C_4 все восемь состояний оказываются в одинаковых условиях и разворот спиновой плоскости описывается законом $\cos\theta = [\sqrt{3} - (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})\gamma^2 H^2/\lambda]^{-1}$ (углы φ и ψ остаются неизменными), а частоты определяются довольно громоздким кубическим уравнением, решение которого проводилось численно. Поворот спиновой плоскости заканчивается в поле $H_c = [(\sqrt{3}-1)\lambda/\eta\chi_{\perp}]^{1/2}/\gamma$. В больших полях для резонансных частот имеем $\nu_2 = 2(\lambda/\chi_{\parallel})^{1/2}$

$$\nu_{1,3}^2 = \frac{\sqrt{3}}{2} \nu_0^2 + \frac{1+\eta^2}{2} \left(\frac{\gamma H}{2\pi}\right)^2 \pm \left\{ \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \nu_0^2 + \frac{1+\eta^2}{2} \left(\frac{\gamma H}{2\pi}\right)^2 \right]^2 + \frac{3}{2} \nu_0^2 - \sqrt{3} \eta \left(\frac{\gamma H}{2\pi} \nu_0\right)^2 - \eta^2 \left(\frac{\gamma H}{2\pi}\right)^4 \right\}^{1/2}$$

Измерения ¹⁾ производились на спектрометре прямого усиления в диапазоне частот от 20 до 78 ГГц, в полях до 20 кЭ, при температурах 4,2 и 1,2 К (температура Нееля 6,67 К). Спектр АФМР для направлений [111] и [100] представлен на рис. 2 (4,2 К) и рис. 3 (1,2 К). Ширина линий АФМР составляет 5–7 кЭ при 4,2 К и около 3 кЭ при 1,2 К. Подгоночные параметры для теоретических кривых выбраны следующие: при 4,2 К – $\nu_0 = 31$ ГГц, $\eta = 0,126$; при 1,2 К – $\nu_0 = 39$, $\eta = 0,28$.

При произвольном направлении поля всегда наблюдается не более трех резонансных линий, что свидетельствует о легкой переориентации спинового пространства в наиболее выгодное состояние. При вращении образца вокруг оси [110] и неизменных частоте и направлении статического поля наблюдалась зависимость резонансного поля от угла, характерная для такой ситуации.

Отметим, что значение η при 4,2 К согласуется с результатом, полученным Соколовым и Казей, непосредственно измерившим обе компоненты тензора восприимчивости на монокристалле.

Выражаем благодарность В.И.Соколову и З.А.Казей, сообщившим свои результаты до опубликования и за полезное обсуждение.

Литература

1. Prandl. Phys. Stat. Sol., 1973, В55, К159; Kristall, 1976, 144, 198.
2. Ваянская Т.В., Плахтий В.П., Соколов В.И. ЖЭТФ, 1976, 70, 2279.
3. Андреев А.Ф., Марченко В.И. УФН, 1980, 130, 39.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 мая 1985 г.

¹⁾ Монокристаллы Mn, Al_2Ge, O_{12} выращены Б.В.Милем. Авторы выражают ему благодарность за предоставление образцов.