

жайших магнитоактивных соседей. С учетом полученных значений k_F можно оценить величину обменных интегралов для ближайших координационных сфер в приближении молекулярного поля (табл. 2).

Проведенные нами оценки знаков обменных интегралов в сплаве Cu_2MnAl показывают, что модель РККИ не в состоянии объяснить ферромагнитную связь атомов марганца: как преасимптотическое приближение РККИ, так и асимптотическое дают отрицательный знак обменного интеграла $J_{\text{Mn-Mn}}$. Для Co_2MnAl модель РККИ дает удовлетворительные результаты. Наоборот, модель Кароли—Бландена дает правильный знак обменного интеграла в сплаве Cu_2MnAl и приводит к отрицательным температурам Кюри, лишенным физического смысла в сплаве Co_2MnAl . Заметим, что нами исследовался и случай не полностью заполненной d -подзоны со спином (↑) для ионов Mn и Co.

Естественно заключить, что замещение меди на кобальт приводит к существенному изменению характера обменных взаимодействий в рассматриваемых сплавах: если в сплаве Cu_2MnAl , содержащем лишь атомы марганца в качестве носителя локального магнитного момента, преобладает механизм d -резонансного рассеяния, то в сплаве с двумя типами магнитоактивных ионов (кобальт и марганец) основную роль, по-видимому, играет sd -обменное взаимодействие.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Webster P. J. //Contemp. Phys. 1969. 10, N 6. P. 559—577. [2] Gölich E. A. et al. //Phys. Stat. Sol. (a). 1975. 30. P. 765—770. [3] Стеценко П. Н., Суриков В. В. //ФТТ. 1980. 22, № 6. С. 1921—1925. [4] Campbell I. A., Blandin A. //J. of Magn. and Magn. Mat. 1975. 1. P. 1—10. [5] Caroli B., Blandin A. //J. Phys. Chem. Solids. 1966. 27. P. 503—508. [6] Стеценко П. Н., Суриков В. В., Покатилев В. С., Ласкин А. И. //ФТТ. 1983. 25, № 9. С. 2807—2809.

Поступила в редакцию
11.08.86.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 537.622.5

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ГРАНАТА MnVG

М. В. Леванидов, В. И. Соколов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Среди антиферромагнитных гранатов с октаэдрическими $3d$ -ионами $\text{NaCa}_2\text{Mn}_2\text{V}_3\text{O}_{12}(\text{MnVG})$ имеет наиболее высокую температуру Нееля: $T_N=25,5$ К [1]. Согласно нейтронографическим данным [2], при 4,2 К магнитная структура этого граната представляет собой две кубические ферромагнитные подрешетки, вставленные антиферромагнитно (АФ) одна в другую.

В данной работе на монокристаллах MnVG обнаружен и исследован антиферромагнитный резонанс (АФМР). Резонанс наблюдался в интервале температур 1,7—25 К в магнитных полях, превышающих поле опрокидывания АФ подрешеток ($H_{сф}$). Параметры АФМР измерялись в диапазоне частот 27—45 ГГц с помощью радиоспектроскопа прямого усиления с проходным резонатором. На тех же кристаллах методом емкостного датчика [3] измерена статическая магнитострикция. Магнитное поле до 40 кЭ в экспериментах по изучению АФМР и магнитострикции создавалось сверхпроводящим магнитом поперечного поля, выполненным в геометрии катушек Гельмгольца.

На рис. 1 приведены угловые зависимости резонансного поля (H_0) MnVG в плоскости (110) при температурах 4,2 и 1,7 К на частоте 42 ГГц. Используя результаты анализа равновесных спиновых конфигураций кубического антиферромагнетика в поле $H > H_{сф}$ [4], мы установили, что наилучшим образом экспериментальная угловая зависимость H_0 в плоскости (110) MnVG описывается следующим соотношением:

$$(\omega/\gamma)^2 = H_0^2 + qH_E H_{A1} f_1(\theta) + H_E H_{A2} f_2(\theta) + \Delta^2. \quad (1)$$

Здесь ω — частота, γ — магнетомеханическое отношение, H_{A1} и H_{A2} — эффективные поля, соответствующие первой (K_1) и второй (K_2) константам анизотропии, H_E — эффективное поле обмена, q — численный коэффициент, Δ^2 — изотропная щель в спектре АФМР. Аналитический вид функций $f_1(\theta)$ и $f_2(\theta)$, характеризующих угловые

зависимости АФМР в кубических кристаллах, приведен в [5]. Коэффициент q зависит от знака K_1 : $q=2$ для $K_1>0$ и $q=-3$ для $K_1<0$. Согласно экспериментальных данных с формулой (1) при $q=-3$, а также симметрия зависимости $H_0(\theta)$ в плоскости (110) свидетельствуют о том, что в $MnVG$ константа анизотропии $K_1<0$.

Если принять, следуя Боровику-Романову и Рудашевскому [6], что Δ^2 — изотропная энергетическая щель — обусловлена магнитоупругим взаимодействием, то $\Delta^2 = H_E H_{мс}$, где $H_{мс}$ — эффективное поле магнитоупругости. Подчеркнем, что в формуле (1) отсутствует анизотропный член в магнитоупругой щели, и этим она отличается от спектра АФМР кубического АФ, рассчитанного в [5] и хорошо описывающего экспериментальные данные по АФМР гранатов с октаэдрическими ионами Fe^{3+} и Cr^{3+} [7].

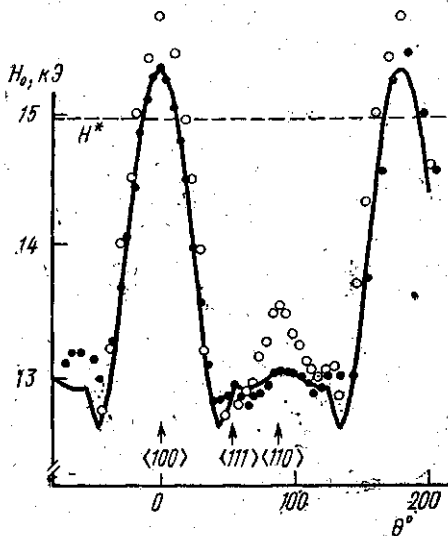


Рис. 1. Угловая зависимость поля АФМР $MnVG$ в плоскости (110). Точки — эксперимент при 4,2 К (●) и 1,7 К (○). Сплошная линия — расчет по формуле (1) для 4,2 К с параметрами, указанными в тексте. Пунктирная прямая соответствует полю ЭПР (H^*) на частоте измерения АФМР 42 ГГц

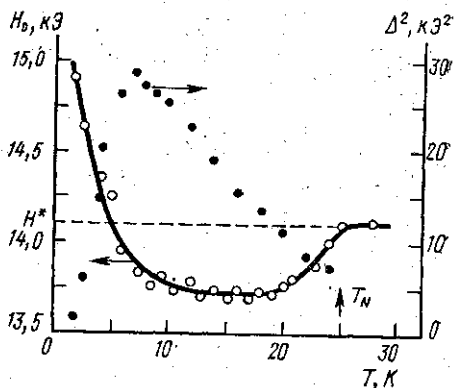


Рис. 2. Зависимости от температуры поля АФМР (○) вдоль оси [100] на частоте 39,5 ГГц и изотропной щели в спектре АФМР — Δ^2 (●)

Наилучшее согласие (1) с экспериментом при 4,2 К (рис. 1) достигается при следующих значениях параметров (для $2H_E=440$ кЭ [8]): $H_{A1}=112$ Э, $H_{A2}=220$ Э и $H_{мс}=67$ Э.

Результаты измерений температурной зависимости поля H_0 вдоль оси [100] $MnVG$ представлены на рис. 2. Видно, что H_0 уменьшается с повышением температуры и при $T>7$ К лежит ниже поля H^* , соответствующего ЭПР ионов Mn^{2+} на частоте измерения АФМР 39,5 ГГц. На том же рисунке показана зависимость $\Delta^2(T)$, которая имеет максимум при $T \approx 7$ К, а затем уменьшается почти в 10 раз при понижении температуры до 1,7 К.

Для того чтобы выяснить, имеет ли Δ^2 магнитоупругую природу, мы измерили статическую магнитоупругость на тех же кристаллах $MnVG$, на которых исследовался АФМР. Из экспериментальных угловых зависимостей магнитоупругости при $H=12$ кЭ в плоскости (110) по формулам (3) и (4) из работы [9] были найдены следующие значения констант магнитоупругости: $\lambda_{100}=0,2 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{111}=0,8 \cdot 10^{-6}$. Используя эти значения и упругие модули кристалла $FeGeG$ [10] C_{ik} , можно оценить, согласно [11], поля $H_{мс}$:

$$H_1 = 9\lambda_{100}(C_{11} - C_{12})/M_0; \quad H_2 = 18\lambda_{111}C_{44}/M_0,$$

где M_0 — намагниченность АФ подрешетки в основном состоянии. Оценка показывает, что H_1 и H_2 не превышают 0,1 Э при 4,2 К, т. е. почти на два порядка меньше величины $H_{мс}$, полученной из АФМР.

Результаты измерений магнитоупругости дают основание предполагать, что изотропная щель в спектре АФМР $MnVG$ не связана с магнитоупругим взаимодействием. Следует исключить, очевидно, и ядерный вклад в Δ^2 , поскольку он должен приводить к возрастанию Δ^2 с понижением температуры по закону T^{-1} . На наш взгляд, воз-

можной причиной особенностей спектра АФМР $MnVG$ могут быть небольшие примеси Mn^{3+} в кристалле. Эти примеси не удастся выявить прямыми спектральными методами, поскольку Mn^{3+} имеет предпочтение к тем же октаэдрическим местам в структуре граната, что и основные магнитоактивные ионы Mn^{2+} .

Октаэдрические ионы Mn^{3+} являются ян-теллеровскими и, согласно [12], оказывают существенное влияние на термодинамические свойства кристалла посредством дальнедействующего механизма обмена виртуальными акустическими фононами. При этом дисперсия случайных низкосимметричных полей ян-теллеровских примесных центров может значительно уменьшать величину статической магнитострикции [13]. Влияние этого эффекта на динамические свойства АФ кристаллов не рассматривалось, однако возможно, что аномальная зависимость $\Delta^2(T)$ $MnVG$ связана с появлением дополнительной упругой жесткости решетки при $T \approx 7$ К, где возникает фаза «ян-теллеровского стекла» хаотически распределенных по кристаллу примесей Mn^{3+} .

Разумеется, этот механизм является только предположительным, так как наблюдающиеся особенности спектра АФМР $MnVG$ могут быть следствием и ряда других причин, в частности релаксационных процессов, обуславливающих динамический сдвиг H_0 . Для окончательного решения вопроса о природе высокочастотных свойств $MnVG$ необходимы дальнейшие исследования.

Авторы признательны К. П. Белову за стимулирующий интерес к работе и П. Новаку, А. Я. Фишману за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Белов К. П., Соколов В. И. // УФН. 1977. 121, № 2. С. 285—317. [2] Golosovsky I. V. et al. // Solid State Comm. 1974. 14, N 4. P. 309—311. [3] Казей З. А., Леванидов М. В., Соколов В. И. // Приб. и техн. эксперимента. 1982. № 1. С. 196—197. [4] Cole P. H., Ince W. J. // Phys. Rev. 1966. 150. P. 377—383. [5] Березин А. Г., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1977. 72, № 6. С. 2362—2366. [6] Боровик-Романов А. С., Рудашевский Е. Г. // ЖЭТФ. 1964. 47, № 12. С. 2095—2101. [7] Соколов В. И., Шевалеевский О. И. // ЖЭТФ. 1977. 72, № 6. С. 2367—2374. [8] Валянская Т. В., Соколов В. И. // ФТТ. 1976. 18, № 12. С. 3718—3720. [9] Абрамов А. А., Леваидов М. В., Соколов В. И. // ФТТ. 1983. 25, № 7. С. 2141—2145. [10] Пронин В. Н., Соколов В. И., Шевалеевский О. И. // Физ. низ. температур. 1978. 4, № 8. С. 1018—1021. [11] Березин А. Г., Соколов В. И., Шавров В. Г., Шевалеевский О. И. // Тез. докл. XIX Всесоюз. совещ. по физике низких температур. Минск, 1976. С. 643—644. [12] Иванов М. А., Митрофанов В. Я., Фишман А. Я. // ФТТ. 1978. 20, № 10. С. 3023—3032. [13] Иванов М. А., Митрофанов В. Я., Фальковская Л. Д., Фишман А. Я. // ФТТ. 1985. 27, № 9. С. 2859—2861.

Поступила в редакцию
08.09.86.