ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 530.19

РЕЗОНАНСНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ ТИПА «ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ» И «ЛЕГКАЯ ОСЬ»

Е. Р. Алабердин, А. М. Савченко, М. Б. Садовникова

(*кафедра квантовой статистики и теории поля*)

Исследованы магнитные свойства антиферромагнетиков, состоящих из двух и четырех магнитных подрешеток, на основе модели с учетом квадрупольного взаимодействия. Найдены резонансные спектры, обусловленные обменным взаимодействием. Показано, что частоты спиновых волн имеют акустическую и оптическую ветви.

Антиферромагнетики типа «легкая плоскость» представляют собой кристаллы, используемые в радиоэлектронике и информационно-вычислительной технике как многофункциональные элементы [1]. Эти материалы при определенной симметрии близки по магнитным свойствам к ВТСП-керамикам в магнитной фазе, что стимулирует интенсивные исследования в этой области: определение ветвей колебаний магнитной подсистемы и ее резонансных свойств.

Ван Флеком было предсказано, что в одноосных ферромагнетиках биквадратное обменное взаимодействие играет главную роль в формировании одноосной анизотропии [2]. Экспериментально это было подтверждено в работе [3]. Исследования показывают [4], что биквадратный обмен приводит к малому отклонению магнитных моментов от положения равновесия в плоскости слоя и совместно с анизотропией определяет энергетическую щель между акустической и оптической ветвями колебаний.

В настоящей работе исследованы магнитные свойства антиферромагнетиков, помещенных в магнитное поле $\mathbf{H}$. При достижении критического значения внешнего магнитного поля ($\mathbf{H}=\mathbf{H}_c$) магнитные моменты подрешеток ориентируются вдоль его направления ($\mathbf{H}$). Существование переходов из коллинеарной фазы в неколлинеарную дает возможность исследовать фазовые диаграммы таких кристаллов (возникновение доменов при таких переходах не рассматривается).

Рассмотрим антиферромагнетик, состоящий из двух взаимодействующих подрешеток. Его удобно описывать с помощью термодинамического потенциала Φ [5]. В нашем случае потенциал имеет вид

$$\Phi(\mathbf{M}_1,\mathbf{M}_2)=J_1(\mathbf{M}_1\cdot\mathbf{M}_2)\frac{1}{M_s^2}+J_2(\mathbf{M}_1\cdot\mathbf{M}_2)^2\frac{1}{M_s^4}+ \\ +\beta(M_{1z}^2+M_{2z}^2)-(\mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2)\mathbf{H}, \qquad (1)$$

где M_{1z} и M_{2z} — проекции плотности магнитного момента подрешеток на ось z, J_1 и J_2 — постоянные обменного взаимодействия между подрешетками, соответствующие дипольному и квадрупольному взаимодействию; $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ — плотности магнитных моментов подрешеток; β — постоянная анизотропии; $\mathbf{H}$ — постоянное внешнее магнитное поле; M_s — намагниченность насыщения.

В области низких температур, а именно при $T\ll T_N$, где T_N — температура Нееля, можно считать [6], что

$$|\mathbf{M}_1|=|\mathbf{M}_2|=M_s=\mathrm{const}\,.$$

Перейдем к новым переменным — нормированным векторам ферро- и антиферромагнетизма:

$$\mathbf{m}=\frac{1}{2M_s}(\mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2);\quad \mathbf{l}=\frac{1}{2M_s}(\mathbf{M}_1-\mathbf{M}_2).$$

Отметим следующие свойства этих векторов:

$$m^2+l^2=1,\quad (\mathbf{m}\cdot\mathbf{l})=0.$$

В новых переменных потенциал (1) запишется в виде

$$\Phi(m,l)=Jm^2+4J_2m^4+2\beta M_s^2(m_z^2+l_z^2)- \\ -2M_s(\mathbf{m}\cdot\mathbf{H})+\mathrm{const},$$

где $J=2J_1-4J_2$. Константа характеризует обменное взаимодействие.

Найдем спектр колебаний спиновой системы. Уравнения движения для векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$ для этой модели имеют вид

$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{m}}=\left[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{m}},\mathbf{m}\right]+\left[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}},\mathbf{l}\right],$$

$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{l}}=\left[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{m}},\mathbf{l}\right]+\left[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}},\mathbf{m}\right],$$

где $g=2\mu/\hbar$, μ — магнетон Бора. Решая данную систему в линейном приближении и приравнивая нулю ее определитель, находим спектр частот спиновых волн в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}$.

При $|\mathbf{H}|<|\mathbf{H}_c|$ для частот спиновых волн в случае антиферромагнетика типа «легкая плоскость» справедливы следующие выражения:

$$\omega_1^2=(\mu H_x)^2\Big(1+\frac{\beta}{\delta}\Big),\quad \omega_2^2=\Big(2\mu\sqrt{H_\delta H_\delta}\Big)^2\Big(1-\frac{H_x}{H_c}\Big),$$

где $H_\delta = \delta M_s \mu$, $H_\beta = \beta M_s \mu$, H_x — проекция поля $\mathbf{H}$ на ось Ox.

В случае, когда магнитное поле превышает критическое значение $\mathbf{H}_c$, имеем

$$\omega_1^2 = \mu H_x(\mu H_x + \delta\mu H_\beta),$$
$$\omega_2^2 = (\mu H_x - \mu H_c)(\mu H_x - \mu H_c + \delta\mu H_\beta).$$

Отметим, что полученные значения частот спиновых волн лежат в СВЧ и оптическом диапазонах.

Аналогично можно найти спектры спиновых волн для четырехподрешеточного антиферромагнетика (по две решетки в разных плоскостях) в магнитном поле. Подобная конфигурация может наблюдаться в соединениях типа La_2CuO_4 (в магнитной фазе), которые при определенных условиях становятся сверхпроводниками и имеют тетрагональную пространственную симметрию.

Магнитную структуру системы типа La_2CuO_4 можно описать с помощью четырех векторов:

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{l}_1 &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{l}_2 &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{l}_3 &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{M}_a$ — плотности магнитных моментов подрешеток ($a = 1 \div 4$). В простейшем случае магнитной анизотропии типа «легкая ось» термодинамический потенциал магнитной подсистемы можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \widetilde{\Phi} = (\delta + 2\sigma)m^2 - \delta(l_1^2 + l_3^2) - (2\sigma - \delta)l_2^2 - \\ -(2\beta + \beta' + \beta'')m_y^2 - (2\beta - \beta')(l_{1y}^2 + l_{3y}^2) - \\ -(2\beta + \beta' - 2\beta'')l_{2y}^2, \end{aligned}$$

где δ, σ — константы обменного взаимодействия, β, β', β'' — константы одноионной и межионной анизотропии. Из векторов (2) только равновесное значение вектора $\mathbf{l}$ отлично от нуля, поскольку он составлен из разностей двух векторов антиферромагнетизма: $\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ и $\mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4$ соответствующих магнитных подрешеток. Поэтому полные уравнения движения для векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}_1$, $\mathbf{l}_2$, $\mathbf{l}_3$

$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{m}} = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{l}_1\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_2}, \mathbf{l}_2\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_3}, \mathbf{l}_3\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{m}}, \mathbf{m}\Big],$$
$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{l}}_1 = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{m}\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_2}, \mathbf{l}_3\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_3}, \mathbf{l}_2\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{m}}, \mathbf{l}_1\Big],$$
$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{l}}_2 = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{l}_3\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_2}, \mathbf{m}\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_3}, \mathbf{l}_1\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{m}}, \mathbf{l}_2\Big],$$
$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{l}}_3 = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{l}_2\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_2}, \mathbf{l}_1\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_3}, \mathbf{m}\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{m}}, \mathbf{l}_3\Big]$$

без учета нелинейных слагаемых могут быть записаны в виде

$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{m}} = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{l}_1\Big],$$
$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{l}}_1 = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{m}}, \mathbf{l}_1\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{m}\Big],$$
$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{l}}_2 = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_3}, \mathbf{l}_1\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{l}_3\Big],$$
$$\frac{2M_s}{g}\dot{\mathbf{l}}_3 = \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_2}, \mathbf{l}_1\Big] + \Big[\frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{l}_1}, \mathbf{l}_2\Big].$$

После вычисления производных по соответствующим компонентам векторов получаем две независимые системы связанных линейных уравнений:

$$m_x = -\frac{M_s V_0}{\mu}(2\beta - \beta')l_{1z},$$
$$m_z = \frac{M_s V_0}{\mu}(2\beta - \beta')l_{1x},$$
$$l_{1x} = -\frac{M_s V_0}{\mu}(2\delta + 2\sigma + 2\beta - \beta')m_z,$$
$$l_{1z} = \frac{M_s V_0}{\mu}(2\delta + 2\sigma + 2\beta - \beta')m_z,$$
$$l_{2x} = -\frac{M_s V_0}{\mu}(2\beta - \beta')l_{3z},$$
$$l_{2z} = \frac{M_s V_0}{\mu}(2\beta - \beta')l_{3x},$$
$$l_{3x} = -\frac{M_s V_0}{\mu}(2\delta - 2\sigma + 2\beta - \beta')l_{2z},$$
$$l_{3z} = \frac{M_s V_0}{\mu}(2\delta - 2\sigma + 2\beta - \beta')l_{2x},$$

где V_0 — объем элементарной ячейки.

Теперь можно записать выражения для частот собственных колебаний (две двукратно вырожденные ветви):

$$\omega_1^2 = \Big(\frac{M_s V_0}{\mu}\Big)^2(2\beta - \beta')(2\delta + 2\sigma + 2\beta - \beta'), \tag{3}$$

$$\omega_2^2 = \Big(\frac{M_s V_0}{\mu}\Big)^2(2\beta - \beta')(2\delta - 2\sigma + 2\beta - \beta'). \tag{4}$$

Нетрудно заметить, что частота колебаний (3) превосходит частоту (4). Поэтому динамическая линейная связь колебаний с частотой ω_1 и фононных колебаний будет наиболее сильной, хотя и колебания с частотой ω_2 также оказываются обменно усиленными, что совпадает с результатами работ [7, 8].

Описанный метод удобен для анализа спин-фононной динамики в магнитоупорядоченных системах типа La_2CuO_4 [9]. В работе [4] было показано, что в сверхпроводящей фазе при наличии двух магнитных плоскостей имеют место две двукратно вырожденные ветви спектра спиновых флуктуаций, включающие в себя как поперечные, так и продольные моды, причем последние линейно связаны с фононами в области высоких частот. С учетом того, что при наличии двух магнитных плоскостей обе продольные частоты ω_1 и ω_2 двукратно вырождены, эффективный параметр спин-фононной связи, введенный в работе [4], оказывается с увеличенным в $\sqrt{2}$ раз для каждой ветви, что существенно для повышения критической температуры T_c сверхпроводника.

В заключение важно отметить, что использованный метод актуален для исследования возможной квазидвумерности сверхпроводимости. В частности, в системе $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ число пар магнитных подрешеток совпадает с числом плоскостей CuO. Следовательно, при допущении, что высокотемпературную сверхпроводимость можно описывать с помощью различных двумерных моделей, синтез новых ВТСП с более высокой T_c, основанный на последовательном увеличении числа плоскостей CuO, должен быть достаточно эффективным.

Литература

1. *Ожогин В.И., Савченко М.А.* // УФН. 1984. **143**, №4. С. 676.
2. *Van Vleck J.H.* // Phys.Rev. 1937. **52**. P. 1178.
3. *Bennet W.R. Shwarzacher W., Egelhoff W.F., Jr.* // Phys. Rev. Lett. 1990. **65**. P. 3169.
4. *Савченко М.А., Стефанович А.В.* Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М.: Наука, 1986.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
6. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
7. *Савченко А.М.* Дипломная работа (физ. ф-т МГУ). 1996.
8. *Вихорев А.А., Савченко М.А., Садовников Б.И.* // ДАН. 1995. **344**, №1. С. 36.
9. *Вихорев А.А., Савченко М.А., Садовников Б.И.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. №3. С. 51 (Moscow University Phys. Bull. 1994. No. 3. P. 47).

Поступила в редакцию
01.07.98

УДК 548:537.611.45

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЧНО УПОРЯДОЧЕННОГО СПЛАВА ε'-Mn_3Ga В СОСТОЯНИИ ФЕРРИМАГНИТНОГО СПИНОВОГО СТЕКЛА

В. Н. Прудников

(*кафедра магнетизма*)

Изучена кинетика магнитного превращения сплава γ-Mn_3Ga в состоянии ε'-Mn_3Ga с тетрагональными искажениями кристаллической решетки по типу DO_{22}. Фаза ε'-Mn_3Ga является ферримагнитным неэргодичным состоянием, в котором при нагревании происходит двойной переход (парамагнетизм — ферримагнетизм — ферримагнитное спиновое стекло). Температура перехода сильно зависит от величины магнитного поля. Для объяснения полученных результатов привлекается обобщенная теория Шеррингтона–Киркпатрика двухкомпонентных магнетиков.

Введение

При экспериментальных исследованиях неупорядоченных ферримагнетиков обнаружен ряд систем, имеющих наряду с обычным поведением признаки спинового стекла [1–3]. В ряде ферритов обнаружены возвратные магнитные фазовые переходы в неэргодичное состояние, причем дальний магнитный порядок при таком переходе сохраняется [4, 5]. В ферримагнитных окислах, содержащих Ga, $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$ и $BaFe_{12-x}Ga_xO_{19}$, в широкой области концентраций обнаружено существование как «чистого», так и ферримагнитного спинового стекла [3, 6]. При некоторых концентрациях Ga происходят возвратные переходы парамагнетизм - ферримагнетизм - ферримагнитное спиновое стекло (ПМ — ФиМ — ФиМСС). В теоретических работах [7, 8] наиболее последовательно рассмотрены ферримагнитные системы с фрустрациями на базе обобщенной модели Шеррингтона–Киркпатрика двухкомпонентных систем.

С целью изучения магнитных свойств хорошо проводящей системы ε'-Mn_3Ga в состоянии фрустрированного ферримагнетизма были проведены измерения намагниченности $\sigma(H,T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в зависимости от магнитного поля и температуры.

Методика эксперимента

Сплавы MnGa были приготовлены в ЦНИИЧермет им. И. П. Бардина. Для выплавки использовались спектрально чистые материалы: марганец с чистотой 99,999% и галлий марки ГЛ000.

Изучались сплавы со стехиометрическим составом Mn_3Ga, что соответствует 75 ат.% Mn. Полученная в процессе плавки отливка в виде прутка подвергалась гомогенизирующему отжигу в течение 6–10 ч с последующей резкой закалкой. Полученная фаза γ-Mn_3Ga имеет ГЦК-структуру и является атомноразупорядоченной [9]. Из γ-Mn_3Ga путем отжига в течение 8 ч при температуре 720 К была получена частично упорядоченная ε'-фаза Mn_3Ga со свехструктурой по типу DO_{22}. Кроме того, исходную γ-фазу пластически деформировали (степень обжатия $\sim$60%) и после