Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского
Серия «Физика». Том 14 (53). 2001 г. №1. С. 16-23

УДК 537.612

Фридман Ю.А., Космачев О.А.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПО ДАВЛЕНИЮ И СПЕКТРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ФЕРРОМАГНЕТИКА СО СЛОЖНОЙ ОДНОИОННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес вызывают исследования магнитоупорядоченных систем с одноионной анизотропией (ОА) более сложной, чем одноосная [1-5]. Это, прежде всего, связано с новыми технологическими возможностями. Так, например, активно исследуются так называемые разориентированные магнетики [1-3] и магнетики с «наклонной» анизотропией [4,5].

Однако, сравнение теоретических исследований с экспериментальными результатами существенно осложняет то обстоятельство, что зачастую при построении теоретической модели не учитываются реальные граничные условия на поверхности образца. Это действительно сложная проблема, хотя некоторые попытки в этом направлении предпринимались [6,7].

Наиболее простой способ учета механических граничных условий, не требующий, например, построения вращательно инвариантной теории [6], является учет внешнего давления[7]. Так в работе [8] было экспериментально показано, что учет одноосного давления эквивалентен учету приклейки образца. В связи с этим, представляет интерес изучить магнитные состояния и динамические свойства двухосного ферромагнетика с наклонной анизотропией, подверженного одноосному давлению.

ОДНОИОННАЯ ЗАДАЧА

В качестве исследуемой системы рассмотрим двухосный ферромагнетик, в котором также присутствует одноионная анизотропия, действующая не в базисной плоскости («наклонная» анизотропия). Также система подвержена действию внешнего давления, компоненты которого равны P_x, P_y, P_z. Для того, чтобы аккуратно учесть влияние внешнего давления, необходимо кроме упругой энергии кристалла учесть также и магнитоупругую энергию.

Это приводит к тому, что в ферромагнетике уже не существуют независимые магнитные и упругие возбуждения, а реализуются гибридизованные возбуждения – магнитоупругие (МУ) волны [9].

Гамильтониан такого ферромагнетика может быть представлен в виде:

$$\mathrm{H} = -\frac{1}{2}\sum_{n,n'}\left\{I(n-n')\vec{S}_n\vec{S}_{n'}\right\} - B_2^0\sum_n\left\{3(S_n^z)^2 - S(S+1)\right\} -$$

$$-B_2^2\sum_n\frac{1}{2}\left\{(S_n^+)^2+(S_n^-)^2\right\} - -B_2^{zx}\sum_n\left\{S_n^zS_n^x + S_n^xS_n^z\right\} + \nu\sum_n u_{ij}(n)S_n^iS_n^j + \quad (1)$$

$$+\int dr\left\{\frac{\lambda+\eta}{2}\sum_i u_{ii}^2 + \eta\sum_{i\neq j}u_{ij}^2 + \lambda\sum_{i\neq j}u_{ii}u_{jj} + \sum_i P_i u_{ii}\right\},$$

где S_j^i –спиновые операторы в узле n, $I(n-n')>0-$ константа гейзенберговского обмена, B_2^0, B_2^2, B_2^{zx} – константы ОА, $\nu-$ константа МУ взаимодействия, $u_{ij}(n)-$ компоненты тензора упругих деформаций, $\lambda,\eta-$ упругие модули, P_i- компоненты внешнего давления.

Далее ограничимся рассмотрением случая, когда спин магнитного иона равен единице $S=1$.

Феноменологический анализ фазовых состояний показывает, что в рассматриваемой системе могут реализовываться два магнитных состояния: $ФM_y$-фаза, с намагниченностью, параллельной оси OY; и $ФM_{zx}$-фаза, с намагниченностью, лежащей в плоскости ZOX под углом θ к оси OZ, равном

$$tg2\theta = \frac{2B_2^{zx}}{3B_2^0 - B_2^2 + \frac{\nu}{\eta}\left(P_z - P_x\right)},$$

который, как видно из последнего выражения, существенно зависит от приложенного давления.

Дальнейшие вычисления будем проводить, используя технику операторов Хаббарда [10,11]. Это связанно с тем, что хотя простой феноменологический анализ и позволяет определить фазовые состояния системы, тем не менее, теряется информация, связанная с квантовыми свойствами системы [12].

Предположим, что система находится в $ФM_y$ – фазе, кроме того, будем исследовать поведение ферромагнетика при низких температурах ($T \ll T_c$, где T_c – температура Кюри).

Выделяя в обменной части гамильтониана (1) среднее поле, направленное вдоль оси OY, получим одноионный гамильтониан:

$$\mathrm{H}_0(n) = -\overline{H}S_n^y - B_2^0O_{2n}^0 - B_2^2O_{2n}^2 - B_2^{zx}O_{2n}^{zx} + \nu S_n^iS_n^ju_{ij}(n), \quad (2)$$

где $\overline{H} = I_0\left\langle S^y \right\rangle; I_0 = \sum_{n'} I(n-n'); O_{2n}^0 = 3(S_n^z)^2 - 2;\ O_{2n}^{zx} = S_n^z S_n^x + S_n^x S_n^z;$
$O_{2n}^2 = \frac{1}{2}\left[(S_n^+)^2 + (S_n^-)^2\right].$

Решая с гамильтонианом (2) одноионную задачу, получим энергетические уровни магнитного иона

$$E_\pm - E_0 = \frac{3}{2}\left(B_2^2 + B_2^0\right) - a_0 - \Delta_{yz} - \Delta_{yx} \mp \rho, \tag{3}$$

где $$a_0 = \frac{\nu^2}{2\eta}, \qquad \Delta_{ij} = \frac{\nu}{2\eta}\left(P_i - P_j\right),$$

$$\rho^2 = \overline{H}^2 + \left(B_2^{zx} + a_0 \sin 2\chi \sin\mu\right)^2 + \left(\frac{B_2^2 - 3B_2^0}{2} + a_0 \sin 2\chi \cos\mu + \Delta_{yz} - \Delta_{yx}\right)^2.$$

и собственные векторы гамильтониана H_0 :

$$\left|\Psi_+\right\rangle = \cos\chi\left|+\right\rangle + e^{-i\mu}\sin\chi\left|-\right\rangle; \left|\Psi_0\right\rangle = \left|\widetilde{0}\right\rangle;\ \left|\Psi_-\right\rangle = -e^{i\mu}\sin\chi\left|+\right\rangle + \cos\chi\left|-\right\rangle. \tag{4}$$

В (4) введены следующие обозначения:

$$\left|\pm\right\rangle = \pm\frac{1}{2}\left|1\right\rangle + \frac{i}{\sqrt{2}}\left|0\right\rangle \mp \frac{1}{2}\left|-1\right\rangle; \quad \left|\widetilde{0}\right\rangle = -\frac{i}{\sqrt{2}}\left(\left|1\right\rangle + \left|-1\right\rangle\right),$$

$$tg\mu = \frac{2B_2^{zx}}{B_2^2 - 3B_2^0 + 2\left(\Delta_{yz} - \Delta_{yx}\right)}, \quad \sin 2\chi \cdot \sin\mu = \frac{B_2^{zx}}{\left(I_0 - a_0\right)}. \tag{5}$$

На собственных векторах (4) гамильтониана H_0 построим операторы Хаббарда $X^{M'M} = \left|\Psi(M')\right\rangle\left\langle\Psi(M)\right|$ [10,11], описывающие переход магнитного иона из состояния M' в состояние M.

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда определяется формулами:

$$S^+ = i\left(X^{++} - X^{--}\right)\cdot\cos 2\chi - i\left(X^{+-}e^{i\mu} + \text{э.с.}\right)\cdot\sin 2\chi -$$
$$-\left(\frac{\cos\chi + \sin\chi\cdot e^{i\mu}}{\sqrt{2}}X^{+0} + \frac{\cos\chi - \sin\chi\cdot e^{i\mu}}{\sqrt{2}}X^{0-} + \text{э.с.}\right), \tag{6}$$

$$S^z = -i\left(\frac{\cos\chi - \sin\chi\cdot e^{i\mu}}{\sqrt{2}}X^{+0} + \frac{\cos\chi + \sin\chi\cdot e^{i\mu}}{\sqrt{2}}X^{0-} + \text{э.с.}\right), \ S^- = \left(S^+\right)^+.$$

Отметим, что параметр МУ связи a_0, входящий в (3) связан со спонтанными деформациями кристаллической решетки $u_{ij}^{(0)}$, которые в свою очередь определяются из условия минимума плотности свободной энергии, и в низкотемпературном пределе спонтанные деформации имеют вид:

$$u_{xx}^{(0)}+u_{zz}^{(0)}=\frac{\lambda(\nu+2P_y-P_x-P_z)-\eta(\nu+P_x+P_z)}{\eta(3\lambda+\eta)},$$

$$u_{xx}^{(0)}-u_{zz}^{(0)}=-\frac{\nu\sin 2\chi\cdot\cos\mu-P_z+P_x}{\eta},$$

$$u_{yy}^{(0)}=-\frac{\lambda(\nu+2P_y-P_x-P_z)+\eta(\nu+P_y)}{\eta(3\lambda+\eta)},\quad u_{zx}^{(0)}=-\frac{\nu\sin 2\chi\cdot\sin\mu}{2\eta}.$$

Компоненты тензора деформаций представим в виде $u_{ij}=u_{ij}^{(0)}+u_{ij}^{(1)}$, где $u_{ij}^{(0)}$ – спонтанные деформации, определенные выше, $u_{ij}^{(1)}$ – динамическая часть тензора деформаций, описывающая колебания узлов кристаллической решётки. Выделяя в одноузельном гамильтониане слагаемые, пропорциональные динамической части тензора деформаций, и проквантовав $u_{ij}^{(1)}$ стандартным образом [13], из одноузельного гамильтониана, получим гамильтониан трансформаций, описывающий процессы трансформации магнонов в фононы и обратно:

$$\mathrm{H}_{TR}=\sum_n\left[\sum_M P_M H_n^M+\sum_\alpha P_\alpha X_n^\alpha\right].$$

Здесь $P_{M(\alpha)}=\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{k,\lambda}\left(b_{k,\lambda}+b_{k,\lambda}^+\right)T_n^{M(\alpha)}(k,\lambda)$; $b_{k,\lambda}^+(b_{k,\lambda})$– операторы рождения (уничтожения) фононов с поляризацией λ, N - число узлов в кристаллической решётке, $T_n^{M(\alpha)}(k,\lambda)$– амплитуды трансформаций λ-поляризованных фононов, $\alpha(p,q)\equiv\alpha$ – корневые векторы.

Как хорошо известно [14], спектры элементарных возбуждений определяются полюсами функции Грина

$$G^{\alpha\alpha'}(n,\tau;n',\tau')=-\left\langle\hat{T}\tilde{X}_n^\alpha(\tau)\tilde{X}_{n'}^{\alpha'}(\tau')\right\rangle,\qquad(7)$$

где $\hat{T}$ – оператор Вика, $\tilde{X}_n^\alpha(\tau)=exp(\mathrm{H}\tau)X_n^\alpha exp(-\mathrm{H}\tau)$– оператор Хаббарда в гейзенберговском представлении, $\mathrm{H}=\mathrm{H}_0+\mathrm{H}_{TR}+\mathrm{H}_{int}$.

Уравнение типа Ларкина для функции Грина имеет стандартный вид [11]. Это уравнение удаётся решить благодаря расщепляющейся зависимости от α. Учитывая, что в приближении среднего поля неприводимая по Ларкину часть имеет вид $\Sigma^{\alpha\alpha'}=\delta_{\alpha\alpha'}b(\alpha)G_0^\alpha(\omega_n)$; $b(\alpha)=\left\langle\vec{\alpha}\vec{H}\right\rangle_0$ - концевой множитель [11];

$G_0^\alpha(\omega_n) = \left[i\omega_n + \vec{\alpha}\vec{E}\right]^{-1}$ –нулевая функция Грина, получаем дисперсионное уравнение связанных МУ волн:

$$det\left\|\delta_{ij} + X_{ij}\right\| = 0\,;\ \ i,j=1,2,3, \qquad (8)$$

где

$$X_{ij} = G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) c_{ij}(\alpha) +$$

$$B^0(k,\lambda,\lambda') T^{-\alpha}(k,\lambda) G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) T^\beta(-k,\lambda') G_0^\beta(\omega_n) b(\beta) c_{ij}(\alpha,\beta);$$

$$B^0(k,\lambda,\lambda') = \frac{D_\lambda(k,\omega_n)}{1 - Q_{\lambda\lambda'} D_\lambda(k,\omega_n)};\ Q_{\lambda\lambda'} = T^\alpha(k,\lambda) G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) T^{-\alpha}(k,\lambda'');$$

$$c_{ij}(\alpha,\beta) = a_{ik}(\alpha,\beta) A_{kj};\ a_{ik}(\alpha,\beta) = c_i(\alpha) c_k(\beta).$$

Необходимо отметить, что поскольку все одноионные корреляции нами учитывались точно, то уравнение (8) справедливо при произвольных значениях констант ОА, соотношениях между константами обменного взаимодействия и произвольных температурах.

СПЕКТРЫ СВЯЗАННЫХ МУ ВОЛН

Как уже отмечалось ранее, в системе, в отсутствие внешнего магнитного поля, реализуются две магнитные фазы: коллинеарная ферромагнитная $ФM_y$ - фаза, с направлением вектора намагниченности вдоль оси OY, и угловая– $ФM_{zx}$ - фаза, с выделенным направлением вектора намагниченности в плоскости ZOX. Отметим, что в случае $B_2^{zx} = 0$, в системе $ФM_{zx}$ –фаза не реализуется, а существуют три коллинеарные фазы: $ФM_y$, $ФM_x$ и $ФM_z$ [15].

Рассмотрим дисперсионное уравнение (8), предполагая, что система находится в $ФM_y$ - фазе, вблизи линии ФП в угловую $ФM_{zx}$ - фазу. Параметром порядка является намагниченность (на один узел), которая при $T \to 0$ равна

$$\langle S \rangle = cos\,2\chi = \left[1 - \frac{\left(2B_2^{zx}\right)^2 + \left(B_2^2 - 3B_2^0 + 2\left(\Delta_{yz} - \Delta_{yx}\right)\right)^2}{4\left(I_0 - a_0\right)^2}\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (9)$$

Рассмотрим вначале самый простой случай, когда волновой вектор $\vec{k}$ параллелен оси OY. В такой геометрии отличными от нуля компонентами единичного вектора поляризации фононов являются e_t^x, e_τ^z, e_l^y.

Решая дисперсионное уравнение (8), получим спектр высокочастотной магнонной моды, не взаимодействующей с упругой подсистемой, и спектр низкочастотной квазимагнонной моды:

$$\varepsilon_1^2(k)=(E_{+0}+I(k))^2-(I(k)sin2\chi)^2, \qquad (10)$$

активно взаимодействующей вблизи линии ФП с квазифононной $t-$поляризованной ветвью, спектр которой имеет вид:

$$\omega_1^2(k)=\omega_t^2(k)\left(1+2a_0\frac{E_{+0}+I(k)\left(1+sin^2 2\chi\right)}{(E_{+0}+I(k))^2-(I(k)sin2\chi)^2}\right), \qquad (11)$$

подставляя в выражения для спектров значение E_{+0} определяемое (3), в длинноволновом пределе $(k\to 0)$ спектр квазифононов принимает вид:

$$\omega_1^2(k)=\omega_t^2(k)\frac{\Omega^2(k)}{\Omega^2(k)-2a_0\left(\frac{3}{2}\left(B_2^2+B_2^0\right)-\Delta_{yz}-\Delta_{yx}+\left(I_0-a_0\right)sin^2 2\chi\right)}; \qquad (12)$$

$$\Omega^2(k)=\left(\frac{3}{2}\left(B_2^2+B_2^0\right)-\Delta_{yz}-\Delta_{yx}\right)^2-\left(I_0-a_0\right)^2 sin^2 2\chi-$$

$$-2\alpha k^2\left(\frac{3}{2}\left(B_2^2+B_2^0\right)-\Delta_{yz}-\Delta_{yx}-\left(I_0-a_0\right)sin^2 2\chi\right).$$

На линии ФП спектр $t-$поляризованных квазифононов «размягчается», и принимает вид:

$$\omega_1^2(k)=\omega_t^2(k)\frac{\alpha k^2}{a_0\dfrac{1-sin2\chi_c}{1+sin2\chi_c}}, \qquad (13)$$

а в спектре квазимагнонов, как видно из (10), появляется МУ щель, которая имеет вид:

$$\varepsilon_1^2(0)=2a_0\left(I_0-a_0\right)\left(1-sin2\chi_c\right)sin2\chi_c.$$

Линия ФП определяется из уравнения $\Omega(0)=0$, и имеет вид:

$$\left[2B_2^2-\frac{\nu}{\eta}\left(P_y-P_x\right)\right]\cdot\left[B_2^2+3B_2^0-\frac{\nu}{\eta}\left(P_y-P_z\right)\right]-\left(B_2^{zx}\right)^2=0, \qquad (14)$$

$$sin2\chi_c=-\frac{\frac{3}{2}\left(B_2^2+B_2^0\right)+\frac{\nu}{2\eta}\left(P_x+P_z-2P_y\right)}{I_0-a_0}>0.$$

Отметим, что МУ щель зависит корневым образом от параметра МУ связи a_0. Максимальное значение щели будет при $\chi_c=\dfrac{\pi}{8}$. При равенстве давлений $P_x=P_y=P_z$ (или при $P_i=0$), как следует из выражения (14), фазовый переход будет происходить по материальным константам, а линия ФП примет вид:

$$\left(B_2^{zx}\right)^2 = \left(2B_2^2\right)\left(B_2^2 + 3B_2^0\right); \tag{15}$$

причём, $ФM_y$ реализуется при условиях:

$$\left(B_2^{zx}\right)^2 < \left(2B_2^2\right)\left(B_2^2 + 3B_2^0\right), \text{ и } 0 > B_2^2, \quad B_2^2 + 3B_2^0 < 0.$$

Рассмотрим теперь случай, когда волновой вектор $\vec{k}$ лежит в плоскости ZOX и направлен под некоторым углом φ к оси OZ. Повернём систему координат так, чтобы волновой вектор был параллелен «новой» оси OZ':

$$k_x = k_{x'} \cos\varphi + k_{z'} \sin\varphi, \; k_z = -k_{x'} \sin\varphi + k_{z'} \cos\varphi.$$

Аналогичным образом преобразуются и компоненты единичного вектора поляризации фононов

Решение дисперсионного уравнения (8) определяет спектр высокочастотной магнонной моды, слабо взаимодействующей с упругой подсистемой

$$\varepsilon_0^2(k) = E_{+-}(E_{+-} + 2I(k)\sin^2 2\chi),$$

а также спектр квазимагнонов:

$$\varepsilon_1^2(k) = (E_{+0} + I(k))^2 - (I(k)\sin 2\chi)^2,$$

и t — поляризованных квазифононов:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k)\left(1 + a_0 \frac{(E_{+0} + 2I(k))(1 + \sin 2\chi \cos\bar{\mu}) - I(k)\cos^2 2\chi}{(E_{+0} + I(k))^2 - (I(k)\sin 2\chi)^2}\right) \tag{16}$$

Из формулы (16) следует, что спектр t — поляризованных квазифононов размягчается только при определенных значениях параметра $\bar{\mu} = \pi$. Поскольку направление волнового вектора $\vec{k}$ связано с параметром $\bar{\mu}$ соотношением, $\bar{\mu} = \mu + 2\varphi$, следовательно, спектр квазифононов размягчается при определенном направлении волнового вектора, и в длинноволновом пределе ($\alpha k^2 << a_0 \dfrac{1 - \sin 2\chi_c}{1 + \sin 2\chi_c}$) имеет следующий вид:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\alpha k^2}{a_0 \dfrac{1 - \sin 2\chi_c}{1 + \sin 2\chi_c}},$$

а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель:

$$\varepsilon_1^2(0) = 2a_0(I_0 - a_0)(1 - \sin 2\chi_c)\sin 2\chi_c .$$

Отсюда становится понятным смысл параметра μ. Спектр квазифононов размягчается при определённом направлении волнового вектора, а именно, когда $\vec{k}$ будет совпадать с направлением вектора средней намагниченности в $ФM_{zx}$ фазе, как это нетрудно заметить, сравнивая выражение (5) и соотношение для равновесного угла θ в плоскости ZOX.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что в рассматриваемой системе, изменяется фазовая диаграмма по сравнению со случаем, рассмотренным в работе [15]: коллинеарные фазы $ФМ_z$ и $ФМ_x$ исчезают, а вместо них реализуется $ФМ_{zx}$ фаза.

Также, необходимо отметить зависимость спектров элементарных возбуждений от направления волнового вектора. Спектры квазифононов размягчаются на линии ФП $ФМ_y \leftrightarrow ФМ_{zx}$ фаз, в случаях, когда волновой вектор параллелен вектору намагниченности в соответствующей фазе.

Учет внешнего давления на поведение системы приводит к смещению линии фазового перехода, по сравнению с фазовым переходом по материальным константам. Таким образом, внешнее давление эффективно учитывает условия крепления образца (механические граничные условия). Иными словами внешнее давление создает эффективную дополнительную анизотропию. Количественные оценки величины критического давления, при котором осуществляется фазовый переход $ФМ_y \leftrightarrow ФМ_{zx}$ показывают, что эта величина имеет вполне разумные значения: 60 – 80 МПа. Эта оценка хорошо согласуется с результатами работы [8].

Кроме того, если известны материальные константы системы, то рассматриваемые в данной работе системы могут служить датчиками внешнего давления.

Список литературы

1. Бурым Ю.А., Дубинко С.В., Мицай Ю.Н., Боровицкая Л.Н., Прокопов А.Р.// УФЖ 37, 777 (1992).
2. Gyorgy E.M., Rosencwaig A., Blount E.J., Tabor W.J. and Lans M.E.// Appl.Phys.Lett. 18, 479 (1971).
3. Бурым Ю.А., Дубинко С.В., Мицай Ю.Н. Препринт ИМФ 48.89, Киев (1989).
4. Прокопов А.Р., Дубинко С.В., Хребтов А.О., Еремина М.И.// ФТТ 39, 1415 (1997).
5. Арифов Л.Я., Фридман Ю.А., Бутрим В.И., Космачев О.А.// ФНТ 27, 860 (2001).
6. Витебский И.М., Лавриненко Н.М., Майорова А.Н., Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А. Препринт ИМК 93-8, Харьков (1993)
7. Mitsay Yu.N., Fridman Yu.A., Bairamaliyeva G.N., Alexeev C.N. and Kochmanski M.S.// Acta Physica Polonica A 91, 1111 (1997).Mitsay Yu.N., Skibinsky K.M., Strugatsky M.B., Korolyuk A.P., Tarakanov V.V., Khizhnyi V.I.// JMMM 219, 340 (2000).
8. Туров Е.А., Шавров В.Г.// УФН 140, 429 (1983).
9. Зайцев Р.О.// ЖЭТФ 68, 207 (1975).
10. Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А.// ТМФ 81, 263 (1989).
11. Локтев В.М., Островский В.С.// ФНТ 20, 983 (1994).
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть1. Москва, Наука (1976).
13. Изюмов Ю.А., Кассан-Оглы Ф.А., Скрябин Ю.Н. Полевые методы в теории ферромагнетизма. Москва, Наука (1976).
14. Fridman Yu.A., Kosmachev O.A.// JMMM 236, 272 (2001).

Статья поступила в редакцию 03.04.2001 г.