Физика низких температур, 2006, т. 32, № 3, с. 301–305

Магнитоупругая генерация электромагнитных полей звуковой волной в слабых ферромагнетиках

Ю.А. Колесниченко, Д.И. Степаненко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kolesnichenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 1 августа 2005 г.

Исследована генерация электромагнитных колебаний звуковой волной в слабых ферромагнетиках с осью симметрии высшего порядка, рассчитаны электрические поля в различных состояниях, отличающихся ориентацией вектора антиферромагнетизма. Показано, что магнитоупругое взаимодействие приводит к дополнительной разности фаз электромагнитной и звуковой волн.

Досліджено генерацію електромагнітних коливань звуковою хвилею в слабких феромагнетиках з віссю симетрії вищого порядку, розраховано електричні поля в різних станах, що відрізняються орієнтацією вектора антиферомагнетизму. Показано, що магнітоупруга взаємодія приводить до додаткової різниці фаз електромагнітної і зкукової хвиль.

PACS: **75.80.+q**, **72.55.+s**, 77.84.Bw

Ключевые слова: слабый ферромагнетик, намагниченность, магнитоупругое взаимодействие

Исследование взаимной трансформации электромагнитных и звуковых колебаний в веществах, обладающих магнитным упорядочением, представляет самостоятельное направление физики твердого тела. Магнитным материалам свойственны специфические механизмы возбуждения, взаимной трансформации и взаимодействия звуковых, спиновых и электромагнитных волн. По этой проблеме имеется большое количество работ (см., например, [1–5] и цитируемую там литературу). При этом основное внимание уделено исследованию особенностей спектра магнитоакустических и спиновых волн, а также вопросу электромагнитной генерации звука, тогда как механизмам возбуждения электромагнитных колебаний звуковой волной посвящено ограниченное число публикаций [6,7]. В последнее время экспериментальные исследования кинетических явлений проводятся в редкоземельных (R) никелевых борокарбидах (RNi_2B_2C). Эти вещества представляют собой новый и весьма интересный класс объектов [8–11]. Внимание к ним привлекает ряд специфических свойств. Обладая одной и той же тетрагональной объемно-центрированной кристаллической структурой и электропроводностью, сравнимой с электропроводностью обычных металлов, борокарбиды могут проявлять переход в сверхпроводящее состояние (R = Y,Lu), обладать тяжелофермионными свойствами (R = Yb), демонстрировать сосуществование сверхпроводимости и магнетизма (R = = Tm, Er, Ho, Dy) либо только магнитное упорядочение (R = Tb, Gd). Магнитные свойства обусловлены локализованными $4f$-электронами редкоземельных элементов. В соединениях, содержащих Tb и Er, наблюдается слабый ферромагнетизм. Небольшой магнитный момент возникает из-за отклонения антиферромагнитно упорядоченных магнитных моментов от строго антипараллельного направления. В настоящей работе рассчитана амплитуда электрического поля и разность фаз электромагнитной и звуковой волн в антиферромагнетике со слабым ферромагнитным моментом в различных ориентационных состояниях в зависимости от намагниченности насыщения, энергии анизотропии, констант магнитострикции и других параметров, характеризующих магнитные материалы.

Плотность энергии антиферромагнетика, представляющую собой сумму магнитной w_m, магнитоупругой w_{me} и упругой w_e энергий, удобно записать в терминах относительных векторов антиферромагнетизма и намагниченности:

$$\mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0},$$

где $m << l$, а $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ — намагниченности подрешеток, электроны, ответственные за магнитные свойства, предполагаются локализованными в атомах решетки. Считая выполненным обычное при низких температурах условие $M_1^2 = M_2^2 = M_0^2$, для векторов $\mathbf{l}$ и $\mathbf{m}$ нетрудно получить следующие соотношения: $\mathbf{l}^2 + \mathbf{m}^2 = 1$, $\mathbf{lm} = 0$.

Для тетрагональных кристаллов с осью симметрии высокого порядка OZ плотность магнитной энергии, отнесенная к $4M_0^2$, может быть представлена в виде

$$w_m = \frac{1}{2}Am^2 + \frac{1}{2}am_z^2 + \frac{1}{2}bl_z^2 + d_f(l_x m_y - l_y m_x) +$$

$$+ \frac{1}{2}\alpha \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i}\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i} + \frac{1}{2}\alpha_1 \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i}\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i} - \mathbf{hm}. \qquad (1)$$

Здесь первый член — обменная энергия, второе и третье слагаемые — энергия одноосной анизотропии, четвертое слагаемое — взаимодействие Дзялошинского, ответственное за слабый ферромагнетизм. Последние три слагаемых определяют обменную энергию, связанную с неоднородностью магнитного момента, и зеемановскую энергию магнитного момента в магнитном поле $\mathbf{H}$ соответственно, $\mathbf{h} \equiv \mathbf{H}/2M_0$. Выражения для w_{me} и w_e в приближении изотропии магнитострикционных и упругих свойств в базисной плоскости можно записать в виде [3]

$$w_{me} = b_{11}(u_{xx}l_x^2 + u_{yy}l_y^2) + b_{12}(u_{xx}l_y^2 + u_{yy}l_x^2) +$$

$$+ b_{33}u_{zz}l_z^2 + 2b_{44}(u_{yz}l_y + u_{xz}l_x)l_z + 2b_{66}u_{xy}l_x l_y, \qquad (2)$$

$$w_e = c_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + c_{12}u_{xx}u_{yy} + c_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} +$$

$$+ c_{33}u_{zz}^2 + 2c_{44}(u_{yz}^2 + u_{xz}^2) + 2c_{66}u_{xy}^2. \qquad (3)$$

Здесь u_{ij} — тензор смещения, b_{ij} и c_{ij} — отличные от нуля компоненты тензоров четвертого ранга соответственно магнитоупругих и упругих постоянных, отнесенные к $4M_0^2$. Между этими константами имеют место соотошения $b_{66} = b_{11} - b_{12}$, $c_{66} = c_{11} - c_{12}$. Формула (3) описывает изменение упругой энергии, возникающее при изменении направления вектора $\mathbf{l}$.

Предполагая, что намагниченности подрешеток удовлетворяют уравнениям Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта, для векторов намагниченности и антиферромагнетизма нетрудно найти следующие уравнения движения:

$$\frac{d\mathbf{m}(\mathbf{r},\mathbf{t})}{dt} = -\omega_0[\mathbf{m}(\mathbf{r},\mathbf{t}) \times \mathbf{H_m} + \mathbf{l}(\mathbf{r},\mathbf{t}) \times \mathbf{H_l}] + \mathbf{R_m}, \qquad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{l}(\mathbf{r},\mathbf{t})}{dt} = -\omega_0[\mathbf{m}(\mathbf{r},\mathbf{t}) \times \mathbf{H_l} + \mathbf{l}(\mathbf{r},\mathbf{t}) \times \mathbf{H_m}] + \mathbf{R_l}, \qquad (5)$$

где $\omega_0 = g|e|M_0/m_e c$, g — гиромагнитный множитель, e — заряд электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света.

$$\mathbf{R_m} = \lambda\left[\mathbf{m}(\mathbf{r},t) \times \frac{d}{dt}\mathbf{m}(\mathbf{r},t) + \mathbf{l}(\mathbf{r},t) \times \frac{d}{dt}\mathbf{l}(\mathbf{r},t)\right],$$

$$\mathbf{R_l} = \lambda\left[\mathbf{m}(\mathbf{r},t) \times \frac{d}{dt}\mathbf{l}(\mathbf{r},t) + \mathbf{l}(\mathbf{r},t) \times \frac{d}{dt}\mathbf{m}(\mathbf{r},t)\right]$$

— релаксационные слагаемые, $\lambda = 1/\omega_0\tau$, τ — эффективное время релаксации намагниченностей подрешеток по направлению, $\mathbf{H_m}(\mathbf{r},\mathbf{t})$, $\mathbf{H_l}(\mathbf{r},\mathbf{t})$ — эффективные магнитные поля

$$\mathbf{H_m}(\mathbf{r},\mathbf{t}) = -\frac{\partial w}{\partial \mathbf{m}} + \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial w}{\partial(\partial \mathbf{m}/\partial x_i)},$$

$$\mathbf{H_l}(\mathbf{r},\mathbf{t}) = -\frac{\partial w}{\partial \mathbf{l}} + \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial w}{\partial(\partial \mathbf{l}/\partial x_i)}. \qquad (6)$$

Для нахождения электрических полей $\mathbf{E}$, возбуждаемых внешним звуковым полем, уравнения (4),(5) нужно дополнить уравнениями Максвелла

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \ \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \ \operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \ \operatorname{div}\mathbf{j} = 0. \qquad (7)$$

В случае, когда длина свободного пробега носителей заряда много меньше глубины скин-слоя, плотность тока можно записать в локальном пределе

$$\mathbf{j} = \sigma\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\dot{\mathbf{u}} \times \mathbf{B}] - \frac{m_e}{e}\ddot{\mathbf{u}}\right) \equiv \sigma\tilde{\mathbf{E}}, \qquad (8)$$

где σ — проводимость, $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 8\pi M_0\mathbf{m}$ — магнитная индукция, $\mathbf{u}$ — вектор смещения решетки. Сила, действующая на заряды в поле звуковой волны, определяется эффективным электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}$, включающим лоренцево и инерционное слагаемые. Упругие и акустические свойства антиферромагнетика определяются константами c_{ij}, а связь спиновой подсистемы с решеткой — константами b_{ij}. Постоянные c_{ij} обычно на несколько порядков превышают постоянные b_{ij}, поэтому связанные магнитоакустические волны существуют только при выполнении определенных условий резонанса. В остальных случаях спиновые и упругие колебания можно рассматривать раздельно. В дальнейшем мы не будем исследовать особенностей спектра акустических и спиновых волн, полагая звуковое поле внешним, а частоту заданной. Отметим, что при условии $\max|b_{ij}|B^2 / 8\pi\rho s^2 << 1$, выполняющемся вплоть до магнитных полей порядка 10^5 Э, частоту звуковой волны можно полагать равной $\omega = sk$ (здесь s — скорость звука, ρ — плотность магнетика, $\mathbf{k}$ — волновой вектор).

Рассмотрим сначала случай, когда $b + d_f^2/A < 0$ и внешнее магнитне поле $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль оси симметрии OZ. Ограничимся областью полей $H_0 << AM_0$, в которой $m << l$. Исследование на минимум выражения (1) совместно с уравнениями движения (4),(5) в равновесном состоянии показывает, что возможны следующие состояния антиферромагнетика, отличающиеся ориентацией вектора $\mathbf{l}$:

1) $h_0 \equiv H_0/2M_0 < h_1 = \sqrt{(A+a)|b + d_f^2/A|}$ — антиферромагнетик находится в состоянии со скомпенсированным магнитным моментом $\mathbf{m} = 0$, а вектор $\mathbf{l}$ направлен вдоль оси OZ;

2) $h_0 > h_1$ — вектор $\mathbf{m}$ перпендикулярен оси OZ, а продольная и поперечная намагниченности равны

$$m_z = \frac{h_0}{A+a}, \quad m_\perp = -\frac{d_f(\mathbf{e}_z \times \mathbf{l})}{A},$$

$\mathbf{e}_z$ — единичный орт вдоль оси OZ.

Учитывая малость констант анизотропии и релаксационной постоянной в сравнении с константой обменного взаимодействия A и пренебрегая членами порядка m^2, уравнения (4),(5) приближенно можно записать в виде

$$\dot{\mathbf{l}} = \omega_0 \mathbf{l} \times (A\mathbf{m} - \mathbf{h} + d_f(\mathbf{e}_z \times \mathbf{l})), \tag{9}$$

$$\dot{\mathbf{m}} = \omega_0[\mathbf{l} \times (bl_z\mathbf{e}_z + d_f(\mathbf{m} \times \mathbf{e}_z) - \alpha\frac{\partial^2 \mathbf{l}}{\partial x_i} + \mathbf{F}_l) + $$
$$+ \mathbf{m} \times (d_f(\mathbf{e}_z \times \mathbf{l}) - \mathbf{h})] + \lambda(\mathbf{l} \times \dot{\mathbf{l}}). \tag{10}$$

Здесь точка означает производную по времени, $\mathbf{F}_1 \equiv \partial w_{me}/\partial \mathbf{l}$. В случае, когда поперечная звуковая волна распространяется вдоль оси симметрии

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \exp(-i\omega t + ikz), \quad u_0 = (u_{0x}, u_{0y}, 0) \tag{11}$$

из выражения (2) следует

$$\mathbf{F}_1 = ikb_{44}l_z\mathbf{u} + i\mathbf{k}b_{44}(u_y l_y + u_x l_x). \tag{12}$$

Положим $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 + \mathbf{m}^\sim$, $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 + \mathbf{l}^\sim$, $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 + \mathbf{h}^\sim$, где $\mathbf{m}_0$, $\mathbf{l}_0$ — равновесные значения векторов намагниченности и антиферромагнетизма, а $\mathbf{m}^\sim$, $\mathbf{l}^\sim$ $\mathbf{h}^\sim$ — переменные добавки, пропорциональные $\exp(-i\omega t + ikz)$, определяемые из линеаризованной системы уравнений (9),(10).

В ориентационном состоянии 1) продольные составляющие векторов $\mathbf{l}^\sim$, $\mathbf{m}^\sim$ равны нулю, а циркулярно поляризованные компоненты $l_+^\sim = l_x^\sim + il_y^\sim$, $m_+^\sim = m_x^\sim + im_y^\sim$ имеют вид

$$l_+^\sim = \frac{(\omega + \omega_H - id_f\omega_0)\omega_0 h_+^\sim + ikb_{44}A\omega_0^2 u_+}{(\omega+\omega_H)^2 - (\omega_k^2 + \omega_1^2 + i\omega\gamma)}, \tag{13}$$

$$m_+^\sim = \frac{1}{A}(-\omega_0^{-1}(\omega + \omega_H + id_f\omega_0)l_+^\sim + h_+^\sim) =$$
$$= \chi_+ h_+^\sim - i\beta_+ ku_+, \tag{14}$$

где

$$\chi_+ = \frac{1}{A}\left[1 - \frac{(\omega+\omega_H)^2 + \omega_0^2 d_f^2}{(\omega+\omega_H)^2 - (\omega_k^2 + \omega_1^2 - i\omega\gamma)}\right],$$

$$\beta_+ = \frac{(\omega + \omega_H + id_f\omega_0)\omega_0 b_{44}}{(\omega+\omega_H)^2 - (\omega_k^2 + \omega_1^2 - i\omega\gamma)},$$

$$\omega_H = \omega_0 h_0 = g\frac{|e|H_0}{2m_e c}, \quad \omega_k^2 = A\alpha k^2\omega_0^2,$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 A|b + d_f^2/A| = \omega_0 h_1^2, \quad \gamma = \omega_0\lambda A.$$

Компоненты $l_-^\sim = l_x^\sim - il_y^\sim$, $m_-^\sim = m_x^\sim - im_y^\sim$ находятся из формул (13),(14) взятием комплексного сопряжения с последующей заменой $\omega \to -\omega$.

Подставляя (14) в уравнение Максвелла

$$k^2 h_+^\sim = i\frac{4\pi\sigma\omega}{c^2}(h_+^\sim + 4\pi m_+^\sim) + \frac{4\pi\sigma\omega}{c^2}h_0\left(1 + \frac{\omega}{\omega_H}\right)ku_+, \tag{15}$$

найдем магнитное и электрическое поля, индуцируемые звуковой волной:

$$h_+^\sim = i\frac{4\pi\beta_+ + h_0(1+\omega/\omega_H)}{1 + 4\pi\chi_+ + ik^2\delta^2}ku_+, \tag{16}$$

$$E_+ = u_+\frac{\omega}{c}\left[-2iM_0k^2\delta^2\frac{4\pi\beta_+ + h_0(1+\omega/\omega_H)}{1+4\pi\chi_+ + ik^2\delta^2} + \right.$$
$$\left. + H_0\left(1 + \frac{\omega}{\omega_H}\right)\right], \tag{17}$$

где $\delta = c/\sqrt{4\pi\sigma\omega}$ — глубина скин-слоя.

Полюса магнитных восприимчивостей $\chi_\pm$ определяют собственные частоты спиновых волн, поляризованных по левому и правому кругу, в пределе $\lambda \to 0$ они равны $\omega_\pm(k) = \sqrt{\omega_k^2 + \omega_1^2} \mp \omega_H$. Если частота звуковой волны не совпадает ни с одной из этих частот или релаксационная постоянная не является малой, то в выражении (17) величиной $4\pi\chi_\pm \sim A^{-1} << 1$ можно пренебречь. В случае, когда длина звуковой волны велика в сравнении с глубиной скин-слоя $k\delta \ll 1$, эффективное электрическое поле $\tilde{E}_+ = E_+ - (\omega/c)u_+ H_0(1+\omega/\omega_H)$ можно записать в виде

$$\tilde{E}_+ = -2iM_0 k^2\delta^2 u_+ \frac{\omega}{c} \times \left[\frac{4\pi(\omega + \omega_H + i d_f \omega_0)\omega_0 b_{44}}{(\omega+\omega_H)^2 - (\omega_k^2 + \omega_1^2 - i\omega\gamma)} + h_0(1+\omega/\omega_H) \right]. \quad (18)$$

Сдвиг фаз $\Delta\varphi$ между звуковой волной и эффективным электрическим полем определяется постоянными λ и d_f. В предельном случае, когда релаксационная константа пренебрежимо мала ($\lambda \to 0$), из формулы (18) получим

$$\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{4\pi d_f \omega_H \omega_0^2 b_{44}}{(\omega+\omega_H)\{4\pi\omega_H\omega_0 b_{44} + h_0[(\omega+\omega_H)^2 - (\omega^2+\omega_1^2)]\}}. \quad (19)$$

В ориентационном состоянии 2) при $h_1 > h_0$ магнитоупругое взаимодействие, согласно (12), обусловлено компонентой вектора смещения, направленной вдоль $\mathbf{l}_0$. Выберем систему координат, в которой ось OX параллельна вектору $\mathbf{l}_0$, тогда из уравнений (9),(10),(12) найдем следующие выражения для компонент переменной намагниченности:

$$m_x^{\sim} = \chi_{xx}h_x^{\sim} + \chi_{xy}h_y^{\sim} + \chi_{xz}h_z^{\sim} + \beta_1 k u_x,$$
$$m_y^{\sim} = \chi_{yx}h_x^{\sim} + \chi_{yy}h_y^{\sim} + \beta_2 k u_x,$$
$$m_z^{\sim} = \chi_{zx}h_x^{\sim} + \chi_{zz}h_z^{\sim}, \quad (20)$$

где

$$\chi_{xx} = -\frac{1}{A}\left(\frac{\omega_0^2 d_f^2}{\omega^2 - \omega_k^2 + i\omega\gamma} + \frac{\omega_H^2}{\omega^2 - \Omega^2 + i\omega\gamma} \right), \quad (21)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i\omega\omega_H A^{-1}}{\omega^2 - \Omega^2 + i\omega\gamma},$$

$$\chi_{xz} = -\chi_{zx} = \frac{i\omega\omega_0 d_f A^{-1}}{\omega^2 - \omega_k^2 + i\omega\gamma},$$

$$\chi_{yy} = \frac{1}{A}\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \Omega^2 + i\omega\gamma} \right),$$

$$\chi_{zz} = \frac{1}{A}\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_k^2 + i\omega\gamma} \right), \quad \beta_1 = -\frac{i\omega_0\omega_H b_{44}}{\omega^2 - \Omega^2 + i\omega\gamma},$$

$$\beta_2 = \frac{\omega\omega_0 b_{44}}{\omega^2 - \Omega^2 + i\omega\gamma}, \quad \Omega^2 = \omega_k^2 + \omega_H^2 - \omega_1^2.$$

Частота звуковой волны значительно меньше циклотронной частоты в магнитном поле $H_0 > 2M_0 h_1 \sim 10^4 - 10^5$ Э, соответствующем ориентационному состоянию 2), поэтому инерционным слагаемым в выражении (8) для плотности тока можно пренебречь, и уравнения Максвелла для фурье-компонент переменных полей приобретают вид

$$k^2\mathbf{h}_\perp^{\sim} = i\frac{4\pi\sigma\omega}{c^2}(\mathbf{h}_\perp^{\sim} + 4\pi\mathbf{m}_\perp^{\sim}) + \frac{4\pi\sigma\omega}{c^2} b_0 k\mathbf{u},$$
$$j_z = \sigma\left(E_z + 4\pi\frac{i\omega}{c}\frac{d_f}{A}u_x \right) = 0, \quad h_z^{\sim} + 4\pi m_z^{\sim} = 0. \quad (22)$$

Здесь $\mathbf{h}_\perp^{\sim} = (h_x^{\sim}, h_y^{\sim}, 0)$, $\mathbf{m}_\perp^{\sim} = (m_x^{\sim}, m_y^{\sim}, 0)$ — поперечные к оси симметрии составляющие переменных намагниченности и магнитного поля, $b_0 = h_0 + 4\pi/A \approx h_0$ — z-компонента постоянной магнитной индукции. Определив $\mathbf{h}^{\sim}$ из уравнений (22), найдем эффективное электрическое поле, генерируемое звуковой волной:

$$\tilde{E}_x = -2iM_0 k^2\delta^2 \frac{\omega}{c} D^{-1}[(1 + 4\pi\tilde{\chi}_{xx} + ik^2\delta^2) \times$$
$$\times(-4\pi\beta_2 u_x + ib_0 u_y) - 4\pi\chi_{yx}(-4\pi\beta_1 u_x + ib_0 u_x)],$$
$$\tilde{E}_y = 2iM_0 k^2\delta^2 \frac{\omega}{c} D^{-1}[(1 + 4\pi\chi_{yy} + ik^2\delta^2) \times \quad (23)$$
$$\times(-4\pi\beta_1 u_x + ib_0 u_x) - 4\pi\chi_{xy}(-4\pi\beta_2 u_x + ib_0 u_y)],$$
$$\tilde{E}_z = 0,$$

здесь

$$D = (1 + 4\pi\tilde{\chi}_{xx} + ik^2\delta^2)(1 + 4\pi\chi_{yy} + ik^2\delta^2) -$$
$$-16\pi^2\chi_{xy}\chi_{yx}, \quad \tilde{\chi}_{xx} = \chi_{xx} - 4\pi\chi_{zx}/(1 + 4\pi\chi_{zz}).$$

Если частота звуковой волны не совпадает ни с одним из полюсов компонент тензора магнитной восприимчивости, а длина звуковой волны велика в сравнении с глубиной скин-слоя, то формулы (23) приобретают вид

$$\tilde{E}_x = 2M_0k^2\delta^2 \frac{\omega}{c}\left(\frac{4\pi i\omega\omega_0 b_{44}}{\omega^2 - \Omega^2 + i\omega\gamma} u_x + b_0 u_y \right), \quad (24)$$

$$\tilde{E}_y = -2M_0k^2\delta^2 u_x \frac{\omega}{c}\left(\frac{4\pi\omega_0\omega_H b_{44}}{\omega^2 - \Omega^2 + i\omega\gamma} + b_0 \right). \quad (25)$$

Между компонентой эффективного электрического поля $\tilde{E}_x$ и упругой волной имеется сдвиг фаз $\Delta\varphi_x$, обусловленный взаимодействием спиновой подсистемы с решеткой. В пределе $\lambda \to 0$ получим из (24)

$$\Delta\varphi_x = -\mathrm{arctg}\, \frac{4\pi\omega\omega_0 b_{44} \mathrm{tg}\, \vartheta}{(\Omega^2 - \omega^2) b_0}, \qquad (26)$$

где $\mathrm{tg}\, \vartheta = u_{0x}/u_{0y}$.

В случае $b + d_f^2/A > 0$ вектор вектор $\mathbf{l}_0$ расположен в базисной плоскости перпендикулярно оси OZ и антиферромагнетик обладает слабым магнитным моментом $\mathbf{m}_\perp = -d_f(\mathbf{e}_z \times \mathbf{l}_0)/A$ в отсутствие внешнего магнитного поля. Индуцированный магнитный момент направлен вдоль внешнего магнитного поля, а его величина в основном приближении по A^{-1} равна $m \approx h_0/A$. Электрические поля, генерируемые в легкоплоскостном антиферромагнетике, помещенном в магнитное поле, направленном вдоль оси OZ, акустической волной (11), определяются соотношениями (23)–(25), в которых нужно сделать замену $\omega_1^2 \to -\omega_1^2$ или $\Omega^2 \to \omega_k^2 + \omega_H^2 + \omega_1^2$ $(\mathbf{l}_0 || OX)$.

Формулы (18),(24),(25) для электрических полей, излучаемых звуковой волной, состоят из двух слагаемых. Первое слагаемое в скобках описывает вклад магнитоупругого взаимодействия, присущего только магнитоупорядоченным веществам, а второе обусловлено лоренцевым механизмом, имеющим место в обычных металлах. Из выражений (17)–(19) и (23)–(26) следует, что магнитоупругое взаимодействие оказывает существенное влияние на поляризацию и фазу переменного электрического поля.

Авторы выражают благодарность В.Д. Филю за обсуждение результатов работы. Работа поддержана программой CRDF (Grant No UP1-2566-KH-03).

1. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
2. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин и др. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит., Москва (2001).
3. Е.А. Туров, *Динамические и кинетические свойства магнетиков*, Наука, Москва (1986).
4. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
5. А.Н. Васильев, Ю.П. Гайдуков, *УФН* **141**, 431 (1984).
6. В.Д. Филь, *ФНТ* **27**, 1347 (2001).
7. Ю.А. Колесниченко, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **31**, 535 (2005).
8. C. Mazumdar, R. Nagarajan, C. Godart, L.C. Gupta, M. Latroche, S.K. Dhar, C.L. Clement, B.D. Padalia, and R. Vijayaraghavan, *Solid State Commun.* **87**, 413 (1993).
9. R. Nagarajan, C. Mazumdar, Z. Hossain, S.K. Dhar, K.V. Gopalakrishnan, L.C. Gupta, C. Godart, B.D. Padalia, and R. Vijayaraghavan, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 274 (1994).
10. R.J. Cava, H. Takagi, B. Batlogg, H.W. Zandbergen, J.J. Krajewski, W.F. Peck, Jr., R.B. van Dover, R.J. Felder, T. Siegrist, K. Mizahashi, J.O. Lee, H. Eisaki, S.A. Carter, and S. Uchida, *Nature (London)* **367**, 146 (1994).
11. R.J. Cava, H. Takagi, H.W. Zandbergen, J.J. Krajewski, W.F. Peck Jr., T. Siegrist, B. Batlogg, R.B. van Dover, R.J. Felder, K. Mizuhashi, J.O. Lee, H. Eisaki, and S. Uchida, *Nature* (*London*) **367**, 252 (1994).
12. И.Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **32,** 1547 (1957).

Magnetoelastic generation of electromagnetic fields by a sound wave in weak ferromagnets

Ya.A. Kolesnichenko and D.I. Stepanenko

The generation of electromagnetic oscillations by a sound wave in weak ferromagnets with the axis of higher symmetry is inverstigated; the electric fields at various stastes distinguished by the orientation of the antiferromagnetism vector are calculated. It is shown that the magnetoelastic interaction results in an additional difference of phases of the electromagnetic and sound wave.

Keywords: weak ferromagnet, magnetization, magnetoelastic interaction