

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов С. Н. // Изв. вузов, Радиофизика. 1975. 18, № 4. С. 615.
2. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1983. 26, № 1. С. 26.
3. Firth W. J., Page C. // Opt. Lett. 1988. 13, N 12. P. 1096.
4. Сухоруков А. П., Титов В. Н., Трофимов В. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. 54, № 6. С. 315.
5. Куницын С. Д., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Изв. АН, сер. физ. 1993. 57, № 2. С. 52.
6. Антипов О. А., Дворянинов Н. А., Шешкаускас В. // Письма в ЖЭТФ. 1991. 53, № 12. С. 586.
7. Kupitsyn S. D., Sukhorikov A. P., Trofimov V. A. // Bull. of the Russian Acad. of Sci. Phys.: Supplement. Physics of Vibrations. 1993. 57, N 4. P. 184.
8. Куницын С. Д., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. Препринт физ. ф-та МГУ. М., 1991. № 18.
9. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. М., 1989.

Поступила в редакцию
21.12.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.61:537.226.4

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЕГНЕТОАНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ

Б. И. Садовников, М. Х. Харрасов, А. У. Абдуллин

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Рассмотрено взаимодействие спиновых волн с упругими и сегнетоэлектрическими волнами в сегнетоантиферромагнетиках с орторомбической симметрией. Показана возможность обменного усиления параметров магнитоупругого и магнитоэлектрического взаимодействий при определенных величине и ориентации внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей.

В последние годы значительно вырос интерес к исследованию сегнетоантиферромагнетиков — кристаллов со структурой перовскита, у которых возможно сосуществование антиферромагнитного и сегнетоэлектрического дальнего порядка [1—3]. Это вызвано прежде всего тем, что они являются весьма перспективными материалами для использования в современной электронике [4].

В данной работе мы изучим возможность обменного усиления параметров магнитоупругой и магнитоэлектрической связи в антиферромагнитных структурах с орторомбической симметрией (пространственная группа D_{2h}).

Систему будем описывать гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_M + \mathcal{H}_{E1} + \mathcal{H}_F + \mathcal{H}_{M-E1} + \mathcal{H}_{MF} + \mathcal{H}_{F-E1}, \quad (1)$$

где учитываются энергии магнитной (M), упругой ($E1$), сегнетоэлектрической (F) частей системы и энергии их взаимодействия.

Будем считать, что магнитная подсистема состоит из двух зеркальных магнитных подрешеток, и при наличии внешнего постоянного однородного магнитного поля \mathbf{H}_0 магнитную энергию выберем в виде

$$\mathcal{H}_M = \int_{(V)} dr \left\{ \frac{1}{2} \alpha_{ijn}^{\alpha\beta} (\nabla_j M_i^\alpha) (\nabla_n M_m^\beta) + I_{jm}^{\alpha\beta} M_j^\alpha M_m^\beta - H_{0j}^\alpha M_j^\alpha \right\},$$

где $i, j, m, n = x, y, z$; $\alpha, \beta = 1, 2$; $\alpha_{ijmn}^{\alpha\beta}$ — тензор неоднородного обменного взаимодействия; тензор $I_{jm}^{\alpha\beta} = \delta_{jm}^{\alpha\beta} + \beta_{jm}^{\alpha\beta}$ содержит тензоры обменного $\delta_{jm}^{\alpha\beta}$ и релятивистских $\beta_{jm}^{\alpha\beta}$ взаимодействий, $\nabla_j M_i^\alpha \equiv \frac{\partial M_i^\alpha}{\partial r_j}$.

Энергию упругой подсистемы запишем так:

$$\mathcal{H}_{EI} = \frac{1}{2} \int_{(V)} d\mathbf{r} \{ \rho \dot{\mathbf{u}}^2 + \Lambda_{ijmn} u_{ij} u_{mn} \},$$

где Λ_{ijmn} — тензор модулей упругости, u_{ij} — тензор деформаций. Сегнетоэлектрическую подсистему опишем гамильтонианом

$$\mathcal{H}_F = \frac{1}{2} \int_{(V)} d\mathbf{r} \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} [\mathbf{p}^2 + s_{ijmn} (\nabla_j p_i) (\nabla_n p_m)] + \kappa_{ij} p_i p_j \right\},$$

где \mathbf{p} — отклонение вектора поляризации от равновесного значения, κ_{ij} — тензор обратной диэлектрической восприимчивости, λ — квадрат частоты продольных оптических фононов при $\mathbf{k} \rightarrow 0$.

Для описания взаимодействия подсистем рассмотрим: энергию магнитоупругого взаимодействия

$$\mathcal{H}_{M-EI} = \int_{(V)} d\mathbf{r} \{ \lambda_{ijmn}^{\alpha\beta} M_i^\alpha M_j^\beta u_{mn} \},$$

где $\lambda_{ijmn}^{\alpha\beta}$ — тензор магнитоэлектрики;

энергию магнитоэлектрического взаимодействия

$$\mathcal{H}_{MF} = \int_{(V)} d\mathbf{r} \{ a_{ijm}^{\alpha\beta} p_i M_j^\alpha M_m^\beta \},$$

где $a_{ijm}^{\alpha\beta}$ — тензор релятивистского магнитоэлектрического взаимодействия;

энергию электроупругого взаимодействия

$$\mathcal{H}_{F-EI} = \int_{(V)} d\mathbf{r} v_{ijmn} (\nabla_j p_i) u_{mn},$$

где v_{ijmn} — тензор, отвечающий за связь неоднородности поляризации и деформации.

Гамильтониан (1) запишем в представлении приближенного вторичного квантования. С этой целью магнитные моменты подрешеток \mathbf{M}^α выразим через операторы Гольштейна—Примакова a_α^\pm , a_α , вектор упругих смещений \mathbf{u} — через операторы рождения и уничтожения фононов $b_{\mathbf{k}s}^\pm$, $b_{\mathbf{k}s}$ (см., напр., [5]), а отклонение вектора поляризации от равновесного значения представим в виде

$$p_i = \left(\frac{\lambda}{8\pi V} \right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}\delta} \frac{e_{\mathbf{k}i}^\delta}{\Omega_{\mathbf{k}\delta}^{1/2}} (a_{\mathbf{k}\delta} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + d_{\mathbf{k}\delta}^+ e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}),$$

где $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}^\delta$ — единичный вектор поляризации сегнетонов, $\Omega_\delta \equiv \Omega_{\mathbf{k}\delta}$ — энергия сегнетоэлектрических возбуждений, δ — индекс поляризации поперечного колебания.

Далее для диагонализации гамильтониана магнитной подсистемы воспользуемся каноническим преобразованием Боголюбова

$$a_{k\alpha} = u_{\alpha\gamma} c_{k\gamma} + v_{\alpha\gamma} c_{-k\gamma}^+, \quad a_{\alpha} = V^{-1/2} \sum_k a_{k\alpha} e^{ikr},$$

где функции u, v вычислены в [6].

Тогда гамильтониан (1) можем записать в виде

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} = & \sum_{k\gamma} \varepsilon_{\gamma} c_{k\gamma}^+ c_{k\gamma} + \sum_{ks} \omega_s b_{ks}^+ b_{ks} + \sum_{k\delta} \Omega_{\delta} d_{k\delta}^+ d_{k\delta} + \\ & + \left\{ \sum_{k\gamma s} \Gamma_{k\gamma s}^{M-EI} c_{k\gamma} (b_{-ks} - b_{ks}^+) + \sum_{k\gamma\delta} \Gamma_{k\gamma\delta}^{MF} c_{k\gamma} (d_{-k\delta} - d_{k\delta}^+) + \right. \\ & \left. + \sum_{k\delta s} \Gamma_{k\delta s}^{F-EI} d_{k\delta} (b_{-ks} - b_{ks}^+) + \text{э. с.} \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ε_{γ} ($\gamma=1, 2$), ω_s ($s=1, 2, 3$) — энергии соответствующих ветвей спиновых и упругих волн. Параметры магнитоупругого и магнитоэлектрического взаимодействий определяются выражениями

$$\Gamma_{k\gamma s}^{M-EI} = i \sum_{\alpha\beta} \left(\frac{2}{\rho\omega_s} \right)^{1/2} \lambda_{ijmn}^{\alpha\beta} (C_{ij}^{\alpha\beta} u_{\beta\gamma} + C_{ij}^{\alpha\beta*} v_{\beta\gamma}) e_{km}^s k_n, \quad (3)$$

здесь \mathbf{e}_k^s — единичный вектор поляризации фононов,

$$C_{jm}^{\alpha\beta} = (\mu M_0^3)^{1/2} e_{3j}^{\alpha} e_{\perp m}^{\beta},$$

где e_{3j}^{α} , $e_{\perp j}^{\alpha}$ — коэффициенты преобразований операторов M_j^{α} к собственному представлению — можно выбрать в виде

$$e_{3j}^{\alpha} = M_{0j}^{\alpha} / M_0, \quad e_{\perp j}^{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}} (e_{1j}^{\alpha} + i e_{2j}^{\alpha}),$$

$$\mathbf{e}_1^{\alpha} \perp_s (\mathbf{H}_0, \mathbf{M}_0^{\alpha}), \quad \mathbf{e}_2^{\alpha} = [\mathbf{e}_3^{\alpha}, \mathbf{e}_1^{\alpha}],$$

$$\Gamma_{k\gamma\delta}^{MF} = - \left(\frac{\mu M_0^3 \lambda}{4\pi\Omega_{\delta}} \right)^{1/2} \sum_{\alpha\beta} [i a_{j32}^{\alpha\beta} (u_{\beta\gamma} - v_{\beta\gamma}) + a_{j31}^{\alpha\beta} (u_{\beta\gamma} + v_{\beta\gamma})] e_{kj}^{\delta}, \quad (4)$$

$$a_{jlq}^{\alpha\beta} = \sum_{im} a_{jim}^{\alpha\beta} e_{lj}^{\alpha} e_{qm}^{\beta}, \quad l, q = 1, 2, 3.$$

Параметр электроупругой связи имеет простой вид:

$$\Gamma_{k\delta s}^{F-EI} = - \left(\frac{\lambda}{16\pi\rho\omega_s\Omega_{\delta}} \right)^{1/2} v_{ijnl} e_{ki}^{\delta} e_{km}^s k_n k_j.$$

Диагонализуя гамильтониан (2) с использованием канонического преобразования

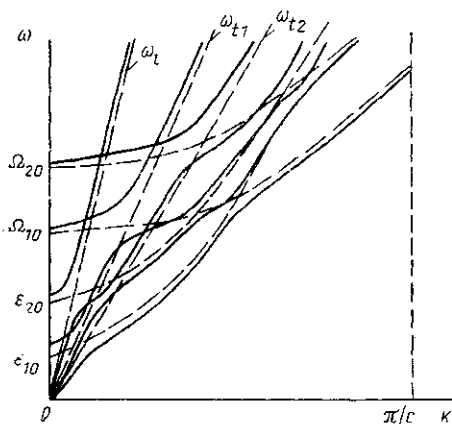
$$c_{k\gamma} = U_{\gamma f} \alpha_{kf} + V_{\gamma f}^* \alpha_{-kf}^+,$$

$$b_{ks} = U_{sf} \alpha_{kf} + V_{sf}^* \alpha_{-kf}^+, \quad f = (\gamma, s), \quad (5)$$

находим следующее дисперсионное уравнение, определяющее спектр связанных магнитосегнетоупругих волн $E = E_{kf}$:

$$\prod_{s\delta\gamma} (E^2 - \varepsilon_{\gamma}^s) (E^2 - \omega_s^2) (E^2 - \Omega_{\delta}^2) - 4 \sum_{\gamma s} |\Gamma_{\gamma s}^{M-EI}|^2 \varepsilon_{\gamma} \omega_s \prod_{\substack{\delta \\ s' \neq s, \gamma' \neq \gamma}} (E^2 - \Omega_{\delta}^2) \times$$

$$\begin{aligned} & \times (E^2 - \varepsilon_{\gamma'}^2) (E^2 - \omega_s^2) - 4 \sum_{\gamma\delta} |\Gamma_{\gamma\delta}^{MF}|^2 \varepsilon_{\gamma} \Omega_{\delta} \prod_{\substack{s \\ \gamma' \neq \gamma, \delta' \neq \delta}} (E^2 - \varepsilon_{\gamma'}^2) (E^2 - \omega_s^2) \times \\ & \times (E^2 - \Omega_{\delta'}^2) - 4 \sum_{\delta s} |\Gamma_{\delta s}^{F-EI}|^2 \omega_s \Omega_{\delta} \prod_{\substack{\gamma \\ s' \neq s, \delta' \neq \delta}} (E^2 - \varepsilon_{\gamma'}^2) (E^2 - \omega_s^2) (E^2 - \Omega_{\delta'}) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$



Спектр связанных магнитоупругих волн при $k \parallel z_0$

Картина спектра связанных магнитоупругих волн в частном случае приведена на рисунке.

Для вычисления коэффициентов преобразования (5) примем во внимание, что вне области резонанса взаимодействие соответствующих ветвей элементарных возмущений является слабым. Тогда можно провести приближенное вычисление функций U , V с учетом областей резонансных взаимодействий. Так, в области резонансного взаимодействия спиновой и упругой волн $|\varepsilon_{\gamma} - \omega_s| \ll |\Gamma_{\gamma s}^{M-EI}|$ с энергиями ε_{γ} и ω_s соответственно находим

$$\begin{aligned} U_{\gamma g} &= (\delta_{1g} - \delta_{2g}) P_g \Gamma_{\gamma s}^{M-EI} \omega_s (E_g + \varepsilon_{\gamma}), \\ U_{s g} &= -(\delta_{1g} - \delta_{2g}) P_g (E_g + \omega_s) (E_g^2 - \varepsilon_{\gamma}^2) / 2, \\ V_{\gamma g} &= (E_g - \varepsilon_{\gamma}) (E_g + \varepsilon_{\gamma})^{-1} U_{\gamma g}, \quad V_{s g} = (E_g - \omega_s) (E_g + \omega_s)^{-1} U_{s g}, \\ g &= 1, 2, \\ P_g^{-1} &= \{E_g \omega_s [4 |\Gamma_{\gamma s}^{M-EI}|^2 \varepsilon_{\gamma} \omega_s + (E_g^2 - \varepsilon_{\gamma}^2)^2]\}^{1/2}, \\ E_{1,2} &= \frac{1}{2} \{ \varepsilon_{\gamma} + \omega_s \pm \sqrt{(\varepsilon_{\gamma} - \omega_s)^2 + |\Gamma_{\gamma s}^{M-EI}|^2} \}. \end{aligned}$$

1. С учетом симметрии системы рассмотрим случай антиферромагнетика типа «легкая XOY -плоскость» при $\mathbf{H}_0 \parallel z_0$,

$$\begin{aligned} 0 < H_0 < 2\delta M_0 \equiv H_{\delta}, \quad (\delta/2 = \delta_{zz}^{12} \approx \delta_{xx}^{12} \approx \delta_{yy}^{12}), \\ e_{3z}^{\alpha} \equiv \cos \theta \approx H_0 / H_{\delta}, \quad e_{3x}^{\alpha} = 0, \quad e_{3y}^{\alpha} \approx (\delta_{1\alpha} - \delta_{2\alpha}) \sin \theta. \end{aligned}$$

1°. Исследуем взаимодействие спиновых и упругих волн. В зависимости от направления волнового вектора \mathbf{k} согласно (3) в частных случаях находим (здесь и далее мы опускаем нулевые в нашем приближении коэффициенты связи):

$$\begin{aligned} \text{a) } k \parallel z_0 \\ \Gamma_{l_1 l_1}^{M-EI} &= 2ik\gamma_{t_1} (\lambda_{xzxz}^{11} + \lambda_{xzxz}^{12}) \cos \theta (u_{11} + v_{11}), \\ \Gamma_{l_2 l_2}^{M-EI} &= -2k\gamma_{t_2} (\lambda_{yzyz}^{11} \cos 2\theta + \lambda_{yzyz}^{12}) (u_{11} - v_{11}), \\ \Gamma_{2l}^{M-EI} &= k\gamma_l (\lambda_{yyzz}^{11} - \lambda_{zzzz}^{11} - \lambda_{yyzz}^{12} - \lambda_{zzzz}^{12}) \sin 2\theta (u_{22} - v_{22}), \\ \gamma_s &\equiv \left(\frac{\mu M_0^3}{\rho \omega_s} \right)^{1/2}, \quad s = l, t_1, t_2; \end{aligned} \quad (7)$$

поскольку $u_{11} - v_{11} \approx (\mu M_0 \delta / \epsilon_1)^{1/2}$, где ϵ_1 — ветвь спиновых волн акустического типа, то параметр взаимодействия низколежащей ветви спиновой волны со второй поперечной упругой волной $\Gamma_{11_2}^{M-EI}$ является обменно усиленным в $\delta^{1/2} \approx 30$ раз [7];

б) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}_0$

обменного усиления магнитоэлектрики не происходит;

в) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}_0$

$$\begin{aligned} \Gamma_{11_1}^{M-EI} &= -2k\gamma_{t_1} (\lambda_{yzyz}^{11} \cos 2\theta + \lambda_{yzyz}^{12}) (u_{11} - v_{11}), \\ \Gamma_{21_2}^{M-EI} &= -2ik\gamma_{t_2} (\lambda_{xyxy}^{11} - \lambda_{xyxy}^{12}) \sin \theta (u_{22} + v_{22}), \\ \Gamma_{21}^{M-EI} &= k\gamma_{t_1} (\lambda_{yyyy}^{11} - \lambda_{zzyy}^{11} - \lambda_{yyyy}^{12} - \lambda_{zzyy}^{12}) \sin 2\theta (u_{22} - v_{22}); \end{aligned} \quad (8)$$

здесь возникло обменно усиленное взаимодействие первой ветви спиновой волны с первой поперечной упругой волной.

Приближенные решения дисперсионного уравнения (6) в отсутствие магнитоупругого и электроупругого взаимодействий и с учетом того, что в случае $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}_0$ коэффициент магнитоупругой связи $\Gamma_{11_1}^{M-EI}$ усилен параметром обменного взаимодействия δ , вдали и вблизи от области магнитоакустического резонанса можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_1 &\cong \omega_{t_1} \left(1 + \frac{2\epsilon_1^2}{\omega_{t_1}^2 - \epsilon_1^2} \zeta_{M-EI}^2 \right), \quad E_2 \cong \epsilon_1 \left(1 - \frac{2\omega_{t_1}^2}{\omega_{t_1}^2 - \epsilon_1^2} \zeta_{M-EI}^2 \right), \\ E_1 &\cong \omega_{t_1} (1 + \zeta_{M-EI}), \quad E_2 \cong \epsilon_1 (1 - \zeta_{M-EI}), \\ \zeta_{M-EI} &\equiv \frac{|\Gamma_{11_1}^{M-EI}|}{(\epsilon_1 \omega_{t_1})^{1/2}} \approx \frac{k\mu\lambda' M_0^2}{\epsilon_1 \omega_{t_1}} \left\{ \frac{\delta}{\rho} \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где λ' — порядок компонент тензора $\lambda_{ijmn}^{\alpha\beta}$. Таким образом, отличие связанной магнитоупругой волны от соответствующего собственного колебания вблизи резонанса пропорционально безразмерному параметру связи ζ_{M-EI} , а вдали от него — квадрату параметра связи ζ_{M-EI}^2 . Используя характерные для перовскитов значения параметров $\rho \approx 10$ г/см³, $M_0 \approx 10^3$ Гс, $\lambda' \approx 10$ [8], $\delta \approx 10^3$ [7] вблизи от резонанса, при $\epsilon_1 \approx \omega_{t_1} \approx 10^{12}$ с⁻¹, $k \approx 10^7$ см⁻¹, получим $\zeta_{M-EI} \approx 10^{-2}$.

2°. Исследуем взаимодействие магнитной и сегнетоэлектрической подсистем, определяемое выражением (4). Рассмотрим частные случаи.

а) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{z}_0$

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}^{MF} &= -\psi_1 (a_{xxz}^{11} + a_{xxz}^{12}) \cos \theta (u_{11} + v_{11}), \\ \Gamma_{12}^{MF} &= -i\psi_2 (a_{yyz}^{11} \cos 2\theta + a_{yyz}^{12}) (u_{11} - v_{11}), \\ \psi_n &\equiv \left(\frac{\mu M_0^3 \lambda}{\pi \Omega_n} \right)^{1/2}, \quad n = 1, 2. \end{aligned} \quad (10)$$

Замечаем, что связь нижней спиновой ветви со второй сегнетоэлектрической ветвью является обменно усиленной в $\delta^{1/2} \approx 30$ раз. Заметим, что впервые подобный эффект обменного усиления магнитоэлектрической связи был получен в работах [8, 9].

б) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}_0$

$$\begin{aligned}\Gamma_{11}^{MF} &= -i\psi_1 (a_{yyz}^{11} \cos 2\theta + a_{yyz}^{12}) (u_{11} - v_{11}), \\ \Gamma_{12}^{MF} &= -i\psi_2 (a_{zyz}^{11} \cos 2\theta + a_{zyz}^{12}) (u_{11} - v_{11}), \\ \Gamma_{22}^{MF} &= -\frac{i}{2} \psi_2 (a_{zzz}^{11} + a_{zzz}^{12}) \sin 2\theta (u_{22} - v_{22}).\end{aligned}\quad (11)$$

В этом случае происходит обменное усиление связи низколежащей ветви спиновой волны с обеими сегнетоэлектрическими ветвями.

в) $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}_0$

$$\begin{aligned}\Gamma_{11}^{MF} &= -i\psi_1 (a_{zyz}^{11} + a_{zyz}^{12}) (u_{11} - v_{11}), \\ \Gamma_{12}^{MF} &= -\psi_2 (a_{xzx}^{11} + a_{xzx}^{12}) (u_{11} + v_{11}) \cos \theta, \\ \Gamma_{21}^{MF} &= -\frac{i}{2} \psi_1 (a_{zzz}^{11} + a_{zzz}^{12}) \sin 2\theta (u_{22} - v_{22}).\end{aligned}\quad (12)$$

Взаимодействие первых ветвей спиновой и сегнетоэлектрической волн обменно усилено.

Заметим, что в сильных полях при $H_0 > H_\delta$, когда равновесные магнитные моменты \mathbf{M}_0^α ориентированы вдоль поля, обменного усиления параметров магнитоупругой и магнитоэлектрической связей не происходит, что вполне объяснимо. Как видно из вышеприведенных формул, возможность обменного усиления тех или иных коэффициентов магнитоупругой и магнитоэлектрической связей зависит от комбинации коэффициентов u , v -преобразования. Отсутствие u , v -коэффициентов в параметрах упомянутых связей в сегнетоферромагнетиках приводит к невозможности обменного усиления связей сегнетоэлектрических, магнитных и упругих волн в этих соединениях (см. также [9]).

Другой важный вывод состоит в том, что обменно усиленной может быть только связь низколежащей, акустической ветви спиновых колебаний с сегнетоэлектрическими и упругими модами, что соответствует результатам работ [8, 9]. Заметим, что в [9] авторы выдвигают малость энергетической щели в спектре акустической спиновой ветви в качестве необходимого условия обменного усиления магнитоэлектрической связи.

Относительные поправки к частотам сегнетоэлектрической и спиновой волн определяются, например, в случае $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}_0$ безразмерным параметром магнитоэлектрической связи ζ_{MF} аналогично (9):

$$\zeta_{MF} = \frac{|\Gamma_{12}^{MF}|}{(\varepsilon_1 \Omega_1)^{1/2}} \approx \frac{\alpha \mu M_0^2}{\Omega_1 \varepsilon_1} \left(\frac{\delta \lambda}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

где α — порядок компонент тензора $a_{ijm}^{\alpha\beta}$. Подставляя в (13) характерные для перовскитов значения параметров $M_0 \approx 10^3$ Гс, $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-5}$ Гс $^{-1}$ [8], $\delta \approx 10^3$ [7], $\varepsilon_1 \approx \Omega_1 \approx 10^{12}$ с $^{-1}$, $\lambda \approx 10^{28}$ с $^{-2}$, получим $\zeta_{MF} \approx 10^{-1}$. То есть в сегнетоантиферромагнетиках с орторомбической симметрией магнитоэлектрическая связь оказывается приблизительно на порядок больше, чем магнитоупругая.

Если теперь поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси OY , то вследствие анизотропии в базисной плоскости обменное усиление взаимодействия спиновых волн с упругими и сегнетоэлектрическими волнами возникнет лишь при $2M_0 \sqrt{\delta (\beta_{yy}^{12} - \beta_{yy}^{11})} < H_0 < H_\delta$. Соответствующие выраже-

ния для коэффициентов связей получаются из формул (7), (8), (10) — (12) путем циклической замены x на z , z на y , y на x .

2. В случае антиферромагнетика типа «легкая Z-ось» при $\mathbf{H}_0 \parallel z_0$ обменное усиление магнитоупругого и магнитоэлектрического взаимодействий имеет место лишь при достаточно сильных полях, когда $H_{\text{об}} < H_0 < H_\delta$ ($H_{\text{об}} = 2M_0 \sqrt{\delta (\beta_{zz}^{12} = \beta_{zz}^{11})}$). При этом соответствующие коэффициенты связи аналогичны случаю 1.

Как следует из проведенного рассмотрения, возможность обменного усиления магнитоупругого и магнитоэлектрического взаимодействий в сегнетоантиферромагнетиках существенно зависит как от величины, так и от ориентации внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
2. Боков В. А., Мильникова И. Е., Смоленский Г. А. //ЖЭТФ. 1962. 42, № 2. С. 643.
3. Рогинская Ю. Е., Веневцев Ю. И., Жданов Г. С. //ЖЭТФ. 1963. 44, № 4. С. 1418.
4. Ильичев В. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.
5. Боголюбов Н. Н. (мл.), Садовников Б. И. Некоторые вопросы статистической механики. М., 1975.
6. Савченко М. А. //ФТТ. 1964. 6, № 3. С. 864.
7. Савченко М. А., Хабахпашев М. А. //ФТТ. 1976. 18, № 9. С. 2699.
8. Хабахпашев М. А. //ФТТ. 1978. 20, № 1. С. 238.
9. Савченко М. А., Хабахпашев М. А. //ФТТ. 1978. 20, № 1. С. 39.

Поступила в редакцию
03.03.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36. № 4

УДК 541.64:532.72

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ДИФФУЗИОННУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ МЕМБРАН

В. А. Кривов, В. А. Сараев, В. П. Пискорский, Л. И. Ряхыч,
О. И. Сетюков, П. Н. Стеценко, Э. К. Кондрашов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Исследовано влияние внешнего магнитного поля на диффузионную проницаемость полимерных мембран в процессе встречной диффузии (диффузанды H_2O и D_2O , а также $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ и $\text{C}_2\text{D}_5\text{OD}$). В качестве мембран использовались пленки полиэтилена толщиной 50 мкм. Для определения влияния внешнего магнитного поля эксперименты проводились при $H=0,01$; 1 и 60 Э. Время экспозиции составляло 90 сут. Установлено, что на диффузионную проницаемость полимерных мембран помимо изотопного состава диффузанта существенное влияние оказывает также напряженность внешнего магнитного поля.

Известно, что магнитный изотопный эффект влияет на диффузию H_2O и D_2O через полимерные пленки [1—3]. Было установлено [2], что отношение встречных потоков H_2O и D_2O при встречной диффузии $Q_{\text{H}_2\text{O}}/Q_{\text{D}_2\text{O}} = 17,8$. Поскольку масса молекулы D_2O лишь на $\sim 10\%$ превышает массу молекулы H_2O , то этот эффект следует считать обусловленным в основном изменением магнитного момента ядер ($m = 2,78 \mu_n$ для ядра водорода и $m = 0,86 \mu_n$ для ядра дейтерия). В свя-