циркония в намагниченность этого соединения. Различная величина магнитных моментов иттрия и циркония может быть следствием того, что в соединениях одной стехиометрии иттрий (как и лютеций) имеет три внешних электрона, а цирконий — четыре.

Полученные результаты косвенно подтверждаются анализом локальных полей на ядрах Y^{89} и Zr^{91} в псевдобинарных соединениях $Y(Fe_x Al_{1-x})_2$ [8] и $Zr(Fe_x Al_{1-x})_2$ [9]. В отличие от соединений на основе иттрия в последнем случае обнаружено, что изменение среднего поля на ядрах циркония не пропорционально замещению в подрешетке железа. Поэтому в [9] сделан вывод о существовании вклада в H^{Zr}, связанного с собственным моментом циркония.

Изложенные выше оценки носят качественный характер, однако они показывают, что в плане регистрации момента атомов A более перспективными являются нейтронографические исследования соединения $ZrFe_2$.

Список литературы

[1] Yamada Y., Ohmae H. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 48. N 5. P. 1513—1518.
[2] Yamada H., Shimizu M. // J. Phys. F. 1986. V. 16. N 8. P. 1039—1050.
[3] Mohn P., Schwarz K. // Physica. 1985. V. 130 (B+C). N 1—3. P. 26—28.
[4] Armitage I., Dumelow T., Mitchell R., Riedi P., Abell J., Mohn P., Schwarz K. // J. Phys. F. 1986. V. 16. N 7. P. L141—L144.
[5] Васильковский В. А., Ковтун Н. М., Куприянов А. К., Никитин С. А., Островский В. Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 364—367.
[6] Asano S., Ishida S. // J. Magn. Magn. Mat. 1987. V. 70. N 1—3. P. 187—188.
[7] Givord D., Gregory A., Schweizer J. // J. Magn. Magn. Mat. 1980. V. 15—18. N 1. P. 293—294.
[8] Васильковский В. А., Горленко А. А., Куприянов А. К., Островский В. Ф. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1374—1379.
[9] Покатилов В. С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 9. С. 944—951.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
28 апреля 1989 г.

УДК 538.652

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

ДРЕЙФ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ

С. И. Денисов

Благодаря магнитоупругому взаимодействию звуковая волна, распространяющаяся в ферромагнетике (ФМ) перпендикулярно поверхности доменной границы (ДГ), может вызывать ее движение. Согласно результатам [1, 2], полученным на основании линеаризованных уравнений для намагниченности $\mathbf{M}$ и вектора смещения упругой среды $\mathbf{u}$, ДГ в звуковой волне совершает около положения равновесия колебательное движение с частотой звука ω_s. Однако в нелинейном приближении характер движения ДГ может измениться — в некоторых случаях наряду с колебательным ДГ совершает также и дрейфовое движение вдоль направления распространения звука. Возможность такого движения продемонстрирована ниже на примере 180° ДГ в одноосном ФМ, плотности магнитной $\omega_м$ и магнитоупругой $\omega_{му}$ энергии которого имеют вид

$$\omega_м = M^2\left[\frac{\tilde{\alpha}}{2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 + \frac{\beta}{2}\sin^2\theta + 2\pi\sin^2\theta\sin^2\varphi\right], \quad \omega_{му} = M^2\lambda e_{ij}\varkappa_i\varkappa_j. \tag{1}$$

Здесь $\theta=\theta(y, t)$; $\varphi=\varphi(t)$ — полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{M}$; $M=|\mathbf{M}|$; $\tilde{\alpha}$ — постоянная неоднородного обмена; β — константа одноосновной анизотропии; λ — магнитоупругая постоянная; e_{ij} — тензор деформации; $\varkappa_i$ — направляющие косинусы вектора $\mathbf{M}$. Пренебрегая стрикционной деформацией ФМ, в рассматриваемом здесь случае звуковой волны, поляризованной вдоль оси x ($\mathbf{u}=u_0\mathbf{e}_x\cos(ky-\omega_s t)$, k — волновое число), все компоненты тензора e_{ij}, за исключением $e_{xy}=-(\eta/2)\sin(ky-\omega_s t)$ ($\eta=u_0 k$), обращаются в нуль. Учитывая также, что в подходе сокращенного описания динамики ДГ [3] $\theta(y,t)=\theta_0(y-y_1)$ ($\theta_0(y)$ — равновесное распределение полярного угла, $\sin\theta_0(y)=\mathrm{ch}^{-1}(y/\Delta)$, $\Delta=\sqrt{\alpha/\beta}$, $y_1=y_1(t)$ — координата центра ДГ), для поверхностной энергии ДГ в звуковой волне, длина которой значительно превышает ширину ДГ Δ, получаем, интегрируя $\omega_м+\omega_{му}$ по y,

$$\sigma=\mathrm{const}+M^2\Delta\left[4\pi\sin^2\varphi-\lambda\eta\sin 2\varphi\sin(ky_1-\omega_s t)\right]. \tag{2}$$

В соответствии с этим уравнения Слончевского [3], описывающие трансляционную динамику ДГ, принимают вид

$$\dot{\tilde y}-\alpha\dot\varphi=2\pi\sin 2\varphi-\lambda\eta\cos 2\varphi\sin(\xi\tilde y-\Omega\tau),\quad \dot\varphi+\alpha\dot{\tilde y}=(\lambda\eta\xi/2)\sin 2\varphi\cos(\xi\tilde y-\Omega\tau), \tag{3}$$

где $\tilde y=y_1/\Delta$, $\xi=\Delta k$, $\tau=\gamma Mt$, $\Omega=\omega_s/\gamma M$, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания Гильберта, а точка над $\tilde y$ и φ означает дифференцирование по безразмерному времени τ.

Рассмотрим вначале бездиссипативное движение ДГ ($\alpha=0$). В этом случае угол φ совпадает со своим равновесным значением, равным 0 или π, а уравнение для $\tilde y$

$$\dot{\tilde y}=-\lambda\eta\sin(\xi\tilde y-\Omega\tau) \tag{4}$$

имеет при $d=\lambda\eta\xi/\Omega<1$ следующее решение:

$$\tilde y(\tau)=\frac{\Omega\tau}{\xi}\left(1-\sqrt{1-d^2}\right)+\frac{1}{\xi}\left[\Omega\tau\sqrt{1-d^2}-\right.$$
$$\left.-2\,\mathrm{Arc\,tg}\left\{d+\sqrt{1-d^2}\,\mathrm{tg}\frac{\sqrt{1-d^2}}{2}(\Omega\tau+c)\right\}\right] \tag{5}$$

(c — постоянная интегрирования). Первое слагаемое в (5) описывает дрейфовое движение ДГ со скоростью

$$V=(\omega_s/k)\left[1-\sqrt{1-d^2}\right] \tag{6}$$

вдоль направления распространения звука, а второе — осциллирующее движение с периодом $2\pi/\omega_s\sqrt{1-d^2}$.

При $\alpha\neq 0$ точное решение уравнений (3) неизвестно, однако в обычном случае, когда $\lambda\eta\ll 1$, эти уравнения могут быть приближенно решены методом усреднения [4], в соответствии с которым $\tilde y$ и φ ищутся в виде суммы «медленных» ($\tilde y^{(0)}$, $\varphi^{(0)}$) и «быстрых» ($\tilde y^{(1)}$, $\varphi^{(1)}$) функций. При этом «быстрые» части решения описывают колебательное движение ДГ с частотой ω_s, а характерные времена изменения «медленных» частей предполагаются много большими $1/\omega_s$. Находя решение линейных уравнений для $\tilde y^{(1)}$ и $\varphi^{(1)}$ и подставляя его в уравнения для $\tilde y^{(0)}$ и $\varphi^{(0)}$, следующих из (3), последние при $\tilde y^{(0)}=\tilde V\tau$ и $\varphi^{(0)}=\mathrm{const}$ сводятся к системе алгебраических уравнений относительно безразмерной скорости дрейфа ДГ $\tilde V$ ($\tilde V=V/\gamma M\Delta$) и угла $\varphi^{(0)}$. Решение их с точностью до квадратичных по d членов дает $\varphi^{(0)}=0$ и

$$V=\frac{1}{2}\,\frac{(1+\alpha^2)\,\Omega^2}{(4\pi\alpha)^2+(1+\alpha^2)^2\,\Omega^2}\,\frac{\omega_s}{k}\,d^2. \tag{7}$$

Таким образом, ДГ в поле упругих напряжений распространяющейся звуковой волны может совершать дрейфовое движение. Найденная выше скорость дрейфа значительно превышает скорость V_p, которую приобрела бы ДГ в результате давления P на нее звука. Действительно, поскольку $P\sim\rho\omega_s^2u_-^2$ (ρ — плотность ФМ), а амплитуда звуковой волны u_-, отраженной от упругой неоднородности в области ДГ, по порядку величины равна $\eta\lambda\Delta M^2/C$ (C — упругий модуль), для V_p получаем следующую оценку: $V_p \sim (\omega_s\eta\lambda/C)^2\Delta^3 M^3\rho\gamma/\alpha$. Сравнивая V_p с выражением (7), нетрудно убедиться, что для реальных численных значений параметров ФМ всегда выполняется условие $V \gg V_p$. Следует, однако, отметить, что звуковое давление может быть и основной причиной равномерного движения ДГ. Такая ситуация реализуется, например, в случае продольной поляризации звука, когда $V=0$.

Автор выражает благодарность Ю. И. Горобцу за обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. Н. // ФММ. 1975. Т. 39. № 3. С. 478—485.
[2] Туров Е. А., Луговой А. А. // ФММ. 1980. Т. 59. № 5. С. 903—913.
[3] Slonczewski J. C. // Intern. J. Magn. 1972. V. 2. № 3. P. 85—97.
[7] Гребеников Е. А. Метод усреднения в прикладных задачах. М., 1985. 256 с.

Донецкий государственный университет
Донецк

Поступило в Редакцию
3 мая 1989 г.

УДК 541.57—162; 548.31

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НИЖНИХ УРОВНЕЙ СПЕКТРА Np^{4+} В NpOS ПО ДАННЫМ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

А. В. Калинченко

Оксисульфид нептуния NpOS кристаллизуется в тетрагональную структуру типа PbFCl (пространственная группа симметрии D_{4h}^7). Ион Np в этой структуре занимает двукратную c-позицию с точечной симметрией C_{4v}. Магнитная структура NpOS до конца не ясна. Тем не менее характер

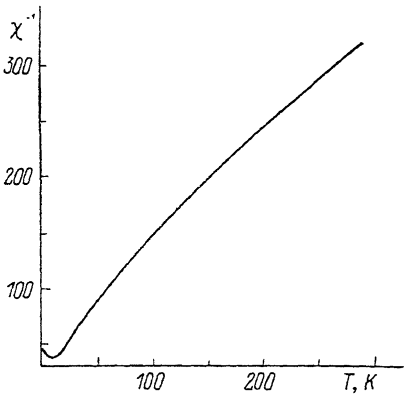

Рис. 1. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости оксисульфида нептуния [1].

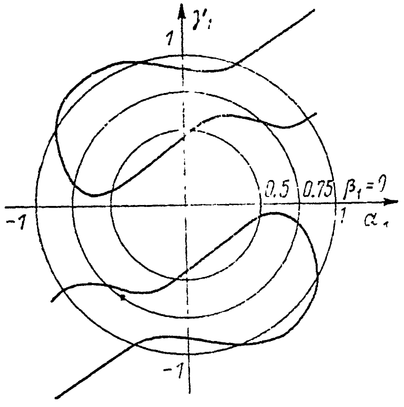

Рис. 2. Результаты численного расчета коэффициентов в волновых функциях дублета $\Gamma_{t6}^{(1)}$.

Точки пересечения окружностей (условие нормировки) с кривыми определяют наборы значений (α_1, β_1, γ_1).

поведения кривой обратной магнитной восприимчивости [1] говорит о том, что ниже $T_N \approx 5$ К NpOS становится антиферромагнетиком. В парамагнитной фазе обратная восприимчивость оксисульфида нептуния линейно зависит от температуры в диапазоне $T=20\div60$ К с эффективным магнитным моментом и парамагнитной температурой Кюри соответственно $\mu_{эф}=$