УДК 537.634.2

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ МАГНЕТИКАХ В ПОЛЕ УПРУГОЙ ВОЛНЫ

А. Ф. Кабыченков, В. Г. Шавров, А. Л. Шевченко

Теоретически исследовано поведение вектора магнитного момента слабого ферромагнетика, в легкой плоскости которого распространяется интенсивная высокочастотная упругая волна. Исходя из представления колебаний намагниченности в виде суммы медленно меняющейся и малоамплитудной быстро осциллирующей составляющих, определены стационарные однородные ориентации медленной составляющей в зависимости от амплитуды и частоты упругой волны, внешнего магнитного поля и легкоплоскостной анизотропии. Установлены направления поля, в которых переориентация медленной составляющей происходит путем фазового перехода.

Упругая волна (УВ) с амплитудой деформаций $u_0' \gg B/c$ (B, c — константы магнитоупругости и упругости) создает в магнетике эффективное поле анизотропии [1, 2]. По этой причине вблизи фазового перехода (ФП), где собственное эффективное поле мало, УВ может существенно влиять на состояние магнитной подсистемы. В квазистатическом случае, когда частота УВ $\omega_0 \ll \tau^{-1}$ (τ — время релаксации), намагниченность успевает подстраиваться под деформации УВ. При этом, если волновое число УВ $k_0 \ll (Bu_0'/M_0^2a')^{1/2}$ (M_0 — намагниченность насыщения, a' — константа неоднородного обмена), в магнетике может образоваться движущаяся вместе с УВ полосовая доменная структура с периодом $\Lambda_0=2\pi/k_0$ [1]. При больших k_0 доменные границы этой структуры начинают взаимодействовать. В результате могут образовываться различные движущиеся пространственно-неоднородные магнитные структуры (периодические, но с периодом, отличным от Λ_0, или непериодические). Переход магнитной подсистемы из неоднородного состояния с одной структурой в состояние с другой структурой соответствует ФП.

В динамическом случае ($\omega_0 \gg \tau^{-1}$) поведение магнитной подсистемы в поле УВ становится более сложным. При $\omega_0 \ll \omega_g$ (ω_g — щель в спектре спиновых волн (СВ)) магнитный момент $\mathbf{M}$ совершает колебания относительно исходного положения равновесия, причем амплитуда и фаза этих колебаний модулируются УВ. В области $\omega_0 \sim \omega_g$ возникают резонансные параметрические взаимодействия [2]. Результатом этих взаимодействий может быть переход магнитной подсистемы в новое динамическое состояние, например периодическое или состояние хаоса. По мере приближения магнетика к статическому ФП $\omega_g \to 0$ и, следовательно, $\omega_0 \gg \omega_g$. В данном случае колебания $\mathbf{M}$ представляют собой сумму медленно меняющейся и быстро осциллирующей с малой амплитудой составляющих. При этом для усредненной по фазе УВ намагниченности $\langle\mathbf{M}\rangle$ появляются выделенные направления, обусловленные собственным эффективным полем и наведенным УВ полем анизотропии. При изменении параметров, определяющих указанные поля, например ω_0, u_0', $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле и других, в магнетике происходит смена выделенных направлений $\langle \mathbf{M} \rangle$, причем при определенных направлениях эта смена происходит путем ориентационного фазового перехода (ОФП).

В настоящей работе исследуется поведение намагниченности одноосного слабого ферромагнетика кристаллографической группы D_{3d}^6 (α-Fe_2O_3, $FeBO_3$, $MnCO_3$) в поле интенсивной относительно высокочастотной УВ, распространяющейся в плоскости базиса. В отличие от работы [3] в данной работе исследуется переориентация $\mathbf{M}$ при параметрическом воздействии УВ на магнитную подсистему в области сильной дисперсии магнитоупругих волн.

Уравнение движения азимутального угла φ вектора $\mathbf{M}$ в поле УВ с учетом легкоплоскостной анизотропии [4] имеет вид

$$\ddot{\varphi} + \tau^{-1}\dot{\varphi} - s^2\Delta\varphi - \omega_{\text{лп}}^2 (1 - 4\cos^2 2\varphi)\sin 2\varphi + \omega_H^2 \sin(\varphi - \psi) + \omega_{\text{му}}^2 \cos\xi_0 \sin 2\varphi = 0. \quad (1)$$

Здесь $s = \omega_e (a'/2)^{1/2}$ — асимптотическая ($k \to \infty$) скорость СВ; $\omega_e = gM_0 (e/2)^{1/2}$ — характерная частота; g — гиромагнитное отношение; e — константа однородного обмена; частоты $\omega_{\text{лп}} = \omega_e (3b_1)^{1/2}$ и $\omega_H = \omega_e (dh/e)^{1/2}$ характеризуют щель в спектре СВ соответственно за счет легкоплоскостной анизотропии и магнитного поля $\mathbf{H}$; b_1 и d — безразмерные константы легкоплоскостной анизотропии и Дзялошинского: $h = H/M_0$; ψ — угол между $\mathbf{H}$ и направлением распространения УВ; $\omega_{\text{му}} = \omega_e b_{\text{му}}^{1/2}$; $b_{\text{му}} = B_{66}u_0'/2M_0^2$ — амплитуда наведенной УВ анизотропии в базисной плоскости; B_{66} — константа магнитоупругости; $\xi_0 = k_0x - \omega_0 t$ — фаза УВ.

Решение уравнения (1) представим в виде $\varphi = \varphi_{\text{м}} + \varphi_{\text{б}}$, где $\varphi_{\text{м}}$ — медленно меняющаяся составляющая; $\varphi_{\text{б}}$ — быстро осциллирующая составляющая, причем $\varphi_{\text{б}} \ll 1$. Подставляя данное соотношение в (1), разделяя быструю и медленную составляющие и усредняя по фазе УВ, получаем

$$\varphi_{\text{б}} = \omega_{\text{му}}^2 (\tilde{\omega}^4 + \omega_0^2\tau^{-2})^{-1/2} \sin 2\varphi_{\text{м}} \cos(\xi_0 + \delta), \quad (2)$$

где $\tilde{\omega}^2 = \omega_0^2 (1 - \nu^2) + 6\omega_{\text{лп}}^2 (4\sin 2\varphi_{\text{м}} - 1)\cos 2\varphi_{\text{м}} - \omega_H^2 \cos(\varphi_{\text{м}} - \psi)$, $\nu = s/v_0$ — отношение скоростей СВ и УВ, $\delta = \operatorname{arctg}(-\omega_0/\tau\tilde{\omega}^2)$. Медленная составляющая определяется из уравнения

$$\ddot{\varphi}_{\text{м}} + \tau^{-1}\dot{\varphi}_{\text{м}} - s^2\Delta\varphi_{\text{м}} + F(\varphi_{\text{м}}) = 0, \quad (3)$$

где $F(\varphi_{\text{м}}) = \omega_\sigma^2 \sin 2\varphi_{\text{м}} + \omega_H^2 \sin(\varphi_{\text{м}} - \psi)$, $\omega_\sigma^2 = \omega_{\text{лп}}^2 (4\cos 2\varphi_{\text{м}} - 1) + \tilde{\omega}_{\text{му}}^2 \cos 2\varphi_{\text{м}}$, $\tilde{\omega}_{\text{му}}^2 = \omega_{\text{му}}^4 \tilde{\omega}^2 / (\tilde{\omega}^4 + \omega_0^2\tau^{-2})$. Видно, что быстрые осцилляции модулируются по амплитуде и фазе медленными. УВ создает дополнительную статическую анизотропию в легкой плоскости. Если $\tilde{\omega}$ не зависит от $\varphi_{\text{м}}$, то эта анизотропия имеет тетрагональную симметрию.

Стационарные однородные состояния $\varphi_{\text{м}}^{(0)}$ определяются из уравнения

$$F(\varphi_{\text{м}}^{(0)}) = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет кратные корни при $\psi = \pi n/2$, где $n = 0, 1, 2, 3$. В случае $\psi = 0$ при $\bar{\omega}_\sigma^2 = \omega_\sigma^2 (\varphi_{\text{м}} = 0) = \bar{\omega}_{\text{му}}^2 + 3\omega_{\text{лп}}^2 > 0$ ($\bar{\omega}_{\text{му}}^2 = \tilde{\omega}_{\text{му}}^2$ $(\varphi_{\text{м}} = 0)$) это уравнение независимо от величины $\omega_{\text{му}}^4$ имеет одно решение $\varphi_{\text{м}}^{(0)} = 0$. При $\bar{\omega}_\sigma^2 < 0$ уравнение (4) имеет несколько решений, причем основному состоянию в области $|\varphi_{\text{м}}^{(0)}| \ll 1$ соответствует

$$\varphi_{\text{м}}^{(0)} = \begin{cases} 0, & \bar{\omega}_\sigma^2 \geq -\omega_H^2/2, \\ \pm\left[(2\bar{\omega}_\sigma^2 + \omega_H^2)/\bar{\omega}_\Sigma^2\right]^{1/2}, & \bar{\omega}_\sigma^2 < -\omega_H^2/2, \end{cases} \quad (5)$$

где $\bar{\omega}_\Sigma^2 = \bar{\omega}_\sigma''^2 - \tilde{\omega}_\sigma''^2 = 35\omega_{\text{лп}}^2 + \omega_{\text{му}}^4 \left[(\omega_H^2 + 216\omega_{\text{лп}}^2)(\bar{\omega}^4 - \omega_0^2\tau^{-2}) + 5\bar{\omega}^2(\bar{\omega}^4 + \omega_0^2\tau^{-2})\right] / (\bar{\omega}^4 + \omega_0^2\tau^{-2})^2$, $\bar{\omega}^2 = \tilde{\omega}^2(\varphi_{\text{м}} = 0) = \omega_0^2(1 - \nu^2) - 6\omega_{\text{лп}}^2 - \omega_H^2$. Значение $\omega_H^2 = -2\bar{\omega}_\sigma^2$ соответствует ОФП второго рода в поле УВ. Если $b_1 > 0$ $(\omega_{\text{лп}}^2 > 0)$, то ОФП возможен только при условии $\nu^2 + (\omega_H^2 + 6\omega_{\text{лп}}^2)/\omega_0^2 > 1$. Для $\omega_0^2 \gg |\omega_H^2 + 6\omega_{\text{лп}}^2|$ это условие сводится к $\nu^2 > 1$. Если $b_1 < 0$, то ОФП возможен при любых ν^2. В случае $\psi = \pi/2$ переориентация $\mathbf{M}$ вблизи $\pi/2$ описывается формулой (5), в которой необходимо заменить $\varphi_м^{(0)}$ на $\varphi_м^{(0)}-\pi/2$ и $\omega_{лп}^2$ на $-\omega_{лп}^2$. Соответственно для $b_1<0$ ОФП возможен только при условии $\nu^2+(\omega_H^2-6\omega_{лп}^2)/\omega_0^2<1$, причем если $\omega_0^2\gg|\omega_H^2-6\omega_{лп}^2|$, то $\nu^2<1$. Для $b_1>0$ значения ν^2 любые. В отсутствие УВ в легкой плоскости существует ОФП в точках $\omega_H^2=\mp 6\omega_{лп}^2$ соответственно при $b_1\lessgtr 0$. В этих точках неравенства на ω_0 легко выполняются. При слабом затухании $\omega_0^2\tau^{-2}\ll|\bar\omega^4|$ выражения параметров упрощаются: $\bar\omega_\sigma^2=3\omega_{лп}^2+\omega_{му}^4/\bar\omega^2$ и $\bar\omega_\Sigma^2=35\omega_{лп}^2+\omega_{му}^4[5\omega_0^2(1-\nu^2)+186\omega_{лп}^2-4\omega_H^2]/\bar\omega^4$. Если при этом $\omega_0^2|1-\nu^2|\gg|\omega_H^2+6\omega_{лп}^2|$, $|186\omega_{лп}^2-4\omega_H^2|/5$, то указанные параметры выражаются наиболее просто: $\bar\omega_\sigma^2=3\omega_{лп}^2+\omega_{му}^4/\omega_0^2(1-\nu^2)$ и $\bar\omega_\Sigma^2=35\omega_{лп}^2+5\omega_{му}^4/\omega_0^2(1-\nu^2)$. В данном случае легче интерпретировать экспериментальные результаты. Приведем численные оценки для гематита (α-Fe_2O_3). В поле $H\sim 10$ Э величина $\omega_H^2\sim 10^{18}$ с$^{-2}$. ОФП происходит в поле УВ с $\omega_0^2\sim 10^{18}$ с$^{-2}$ и $u_0\sim 10^{-5}$.

В случае малой легкоплоскостной анизотропии члены с $\omega_{лп}^2$ в (4) можно не учитывать. Тогда наряду с рассмотренными выше ОФП существует переход при $\psi=\pi/4$, если $\omega_H^2/\omega^2<1-\nu^2$. Данный ОФП описывается формулой (5), в которой необходимо заменить $\varphi_м^{(0)}$ на $\varphi_м^{(0)}-\pi/4$, $\omega_{му}^4$ на $-\omega_{му}^4$ и положить $\omega_{лп}^2=0$.

В отличие от ОФП, происходящих при изменении параметров УВ, ОФП, происходящие при изменении поля, зависят от исходной ориентации **M** (**H**=0). Если угол между **M** и **H** при **H** $\to 0$ превышает $\pi/2$, то переориентация **M** сопровождается скачками. Скачки будут всегда происходить при изменении направления поля.

В отсутствие поля **H** при условии $\omega_0^2|1-\nu^2|\gg 6|\omega_{лп}^2|$ решения уравнения (4) имеют вид

$$\varphi_{мn}^{(0)}=\frac{\pi}{2}n,\qquad \varphi_{м\pm}^{(0)}=\frac{1}{2}\arccos\left(-\frac{q}{8}\pm\left(\frac{q^2}{64}+\frac{1}{4}\right)^{1/2}\right),\tag{6}$$

где $q=\bar\omega_{му}^2/\bar\omega_{лп}^2$, $\bar\omega_{му}^2=\omega_{му}^4/\omega^2(1-\nu^2)$. В случае $b_1>0$ основному состоянию соответствуют углы $\varphi_м^{(0)}=0$ в области $\bar\omega_{му}^2>-3\omega_{лп}^2$ и $\varphi_м^{(0)}=\varphi_{м-}^{(0)}$ в области $\bar\omega_{му}^2<-3\omega_{лп}^2$. В точке ОФП $\bar\omega_{му}^2=-3\bar\omega_{лп}^2$ величина $\varphi_м^{(0)}$ скачком изменяется от 0 до $\arccos(-1/4)/2$. Далее с уменьшением $\bar\omega_{му}^2$ значение $\varphi_м^{(0)}$ стремится к $\pi/4$. В случае $b_1<0$ основному состоянию соответствуют углы $\varphi_м^{(0)}=\pi/2$ в области $\bar\omega_{му}^2>3\omega_{лп}^2$ и $\varphi_м^{(0)}=\varphi_{м+}^{(0)}$ в области $\bar\omega_{му}^2<3\omega_{лп}^2$. В точке ОФП $\bar\omega_{му}^2=3\omega_{лп}^2$ величина $\varphi_м^{(0)}$ скачком изменяется от $\pi/2$ до $\arccos(1/4)/2$ и далее стремится к $\pi/4$. В обоих случаях ОФП существует при $\nu^2>1$.

В отсутствие поля и легкоплоскостной анизотропии основное состояние четырехкратно вырождено, причем в случае $\nu^2<1$ величина $\varphi_м^{(0)}=\pi n/2$, а в случае $\nu^2>1$ величина $\varphi_м^{(0)}=\pi(2n+1)/4$.

Если $\psi\neq\pi n/2$, то в общем случае ОФП не происходят. Величина $\varphi_м^{(0)}$ монотонно изменяется под действием УВ. Для относительно больших полей, когда $|\varphi_м^{(0)}-\psi|\ll 1$, значение $\varphi_м^{(0)}$ определяется выражением

$$\varphi_м^{(0)}=\psi-\frac{F'_\psi}{F''_\psi}\left(1-\left(1-2\frac{F_\psi F''_\psi}{(F'_\psi)^2}\right)^{1/2}\right),\tag{7}$$

где (при условии $\omega_0^2|1-\nu^2|\gg|\omega_H^2+18\omega_{лп}^2|$, $\omega_0\tau^{-1}$) $F_\psi=F(\varphi_м=\psi)=\bar{\bar\omega}_\sigma^2\sin\psi$, $\bar{\bar\omega}_\sigma^2=\bar\omega_\sigma^2(\varphi_м=\psi)$, $F'_\psi=2\bar{\bar\omega}_\sigma^2\cos 2\psi+\bar{\bar\omega}_\sigma^{2\prime}\sin 2\psi+\omega_H^2$, $\bar{\bar\omega}_\sigma^{\prime 2}=-2[4\omega_{лп}^2\sin 4\psi+\omega_{му}^4\sin 2\psi/\omega_0^2(1-\nu^2)]$, $F''_\psi=4\bar{\bar\omega}_\sigma^{\prime 2}\cos 2\psi+(\bar{\bar\omega}_\sigma^{\prime\prime 2}-4\bar{\bar\omega}_\sigma^2)\sin 2\psi$, $\bar{\bar\omega}_\sigma^{\prime\prime 2}=-4[8\omega_{лп}^2\times\cos 4\psi+\omega_{му}^4\cos 2\psi/\omega_0^2(1-\nu^2)]$. Когда $(F'_\psi)^2\gg 2F_\psi F''_\psi$, значение $\varphi_м^{(0)}=\psi-F_\psi/F'_\psi$.

При условии $\omega_H^2\gg 3|\omega_{лп}^2|$, $\omega_{му}^2$ угол $\varphi_м^{(0)}\approx\psi$. Из приведенных соотношений видно, что в точках ОФП (7) неприменимо. Для того чтобы получить общее выражение, описывающее изменение $\varphi_м^{(0)}$ и в точках ОФП, необходимо учитывать при разложении F члены более высокого порядка, чем

$(\varphi_M^{(0)}-\psi)^2$. При этом получается уравнение более высокой степени, чем квадратное. Выразить $\varphi_M^{(0)}$ из этого уравнения в общем виде довольно сложно. В частных случаях, соответствующих ОФП, уравнение упрощается и в результате получается соотношение (5).

Стационарные неоднородные состояния определяются из (3) без учета двух первых членов. Эти состояния имеют более высокую энергию по сравнению с однородными состояниями из-за дополнительной энергии границ. Тем не менее при наличии дефектов, закрепляющих границы, эти состояния могут существовать как метастабильные. С учетом конечных размеров магнетика неоднородные состояния благодаря полям размагничивания могут иметь минимальную энергию. Доменная структура в этом случае будет определяться как обычными параметрами (форма образца, ориентация и величина **M**), так и параметрами УВ (частота, амплитуда).

В заключение отметим, что рассмотренные эффекты будут иметь место и при распространении поперечных УВ.

Авторы благодарны М. И. Каганову и В. Л. Преображенскому за обсуждение работы и полезные замечания.

Список литературы

[1] Кабыченков А. Ф., Шавров В. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 2. С. 433—435.
[2] Кабыченков А. Ф., Шавров В. Г., Шевченко А. Л. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 193—202.
[3] Койрах Л. А., Преображенский В. Л. // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 230—232.
[4] Дзялошинский И. Е. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 6. С. 1547—1562.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
14 августа 1989 г.
В окончательной редакции
3 ноября 1989 г.