

НЕЛИНЕЙНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО УЛЬТРАЗВУКА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

© В.Д.Бучельников, Ю.А.Никишин

Челябинский государственный университет,
454136 Челябинск, Россия
(Поступила в Редакцию 1 сентября 1995 г.
В окончательной редакции 20 марта 1996 г.)

Теоретически исследовано возбуждение второй гармоники продольного ультразвука в одноосном ферромагнетике с полосовой доменной структурой в отсутствие постоянного магнитного поля. Выяснено, что при нелинейной генерации ультразвука объемные и поверхностные магнитоупругие силы в нулевом приближении по малому параметру «толщина скин-слоя/длина ультразвуковой волны» не компенсируют друг друга, как это имеет место в линейном случае. Данный факт приводит к тому, что при нелинейном возбуждении продольного ультразвука магнитоупругий механизм практически всегда превосходит индукционный. Показано также, что в ферромагнитных металлах амплитуда возбуждаемой второй гармоники увеличивается по сравнению с немагнитными металлами в μ раз. Это усилие становится значительным в области ориентационных фазовых переходов и вблизи точки Кюри.

1. Падение электромагнитной волны на границу проводящего твердого тела сопровождается возбуждением в нем ультразвуковых колебаний. Источником возникновения упругих колебаний в нормальных металлах выступают силы, действующие со стороны электронной подсистемы металла на кристаллическую решетку ^[1,2]. Электромагнитно-акустическое преобразование (ЭМАП) происходит как в линейном режиме, когда частота упругих колебаний совпадает с частотой электромагнитной волны и имеется постоянное подмагничивающее поле H , так и в нелинейном, когда частота возбуждаемого ультразвука кратна частоте электромагнитных колебаний ^[3]. Подавляющее большинство работ по электромагнитному возбуждению ультразвука в ферромагнитных металлах посвящено линейному режиму ^[4,5]. В магнитоупорядоченных средах наряду с индукционным взаимодействием, модифицированным наличием магнитной подсистемы, проявляется и специфический для них магнитоупругий механизм ЭМАП. Переменное магнитное поле, проникая в ферромагнетик на глубину скин-слоя, возбуждает в нем переменные колебания намагниченности. Известно, что магнетики вследствие магнитострикции меняют свои размеры и форму под действием магнитного поля. Как изотропная, так и анизотропная магнитострикции обусловлены взаимодействием этого поля с си-

стемой атомных магнитных моментов, которые через магнитоупругую связь вызывают деформацию твердого тела. Магнитоупругий механизм трансформации в линейном случае в малых подмагничивающих полях преобладает над индукционным [4].

Если $H = 0$, то в ферромагнетиках не наблюдается генерации продольного ультразвука на основной частоте ни за счет индукционного механизма, поскольку его эффективность пропорциональна H^2 , ни за счет магнитоупругого механизма, его эффективность пропорциональна намагниченности, которая при отсутствии подмагничивающего поля равна нулю вследствие наличия доменной структуры. Однако генерация продольного ультразвука на удвоенной частоте должна иметь место за счет обоих механизмов вследствие нелинейного взаимодействия электромагнитной, упругой и магнитоупругой подсистем.

В данной работе теоретически исследуется нелинейное возбуждение продольного ультразвука в одноосном ферромагнетике с полосовой доменной структурой в отсутствие постоянного магнитного поля. Показано, что при нелинейной генерации ультразвука объемные и поверхностные магнитоупругие силы в нулевом приближении по малому параметру δ/λ (δ — толщина скин-слоя, λ — длина ультразвуковой волны) не компенсируют друг друга, как это имеет место в линейном случае [4,5]. Последнее обстоятельство приводит к тому, что при нелинейной генерации ультразвука магнитоупругий механизм практически всегда превосходит индукционный.

2. Пусть на поверхность пластинки одноосного, для простоты изотропного по магнитоупругим и упругим свойствам, ферромагнетика толщиной d с полосовой доменной структурой, состоящей из двух типов доменов, разделенных 180° доменными границами, падает по нормали к поверхности ($z = d/2$) электромагнитная волна: $h_x = h_0 \exp(-i\omega t)$. Намагниченность в соседних доменах направлена по нормали к поверхности пластинки. Плоскость доменных границ совпадает с плоскостью zy . Отметим, что такая доменная структура имеет место в одноосных магнетиках в том случае, когда постоянная одноосной анизотропии K превосходит по величине квадрат намагниченности M : $K > 2\pi M^2$ (см., например, [6] и ссылки там). При выполнении обратного неравенства у поверхности пластинки образуются замыкающие домены. Строго говоря, последнюю структуру в нашей задаче можно рассматривать только тогда, когда толщина скин-слоя превосходит вертикальные размеры замыкающих доменов. В этом случае можно пренебречь влиянием замыкающих доменов на процессы генерации ультразвука.

Прежде чем перейти к постановке и решению задачи, оговорим еще ряд приближений, которые будут использоваться далее. В ферромагнетике с доменной структурой возбуждение ультразвука должно происходить за счет двух механизмов: движения доменных границ и колебаний намагниченности в доменах [4,5]. При этом на динамику доменных границ существенно влияют различные релаксационные процессы. Учет влияния процессов смещения доменных границ на эффективность генерации ультразвука в линейном режиме при наличии постоянного подмагничивающего поля был проведен в работе [4]. Оказалось, что в малых полях эффективность генерации за счет изгибных колебаний доменных границ (в рассматриваемой геометрии в металлах возможны

именно такие движения доменных стенок) в некоторых веществах (например, в редкоземельных металлах Dy и Tb) может быть определяющей. Однако имеются кристаллы (например, также рассмотренный в [4] редкоземельный металл Gd), в которых процессы движения доменных границ не вносят вклада в возбуждение ультразвука даже в малых полях.

В работах [4] был также показано, что, хотя процессы смещения доменных границ и колебания намагниченности в доменах описываются различными уравнениями (первые уравнениями Беккера-Деринга [6], вторые уравнениями Ландау-Лифшица), тем не менее они приводят к одинаковому выражению для эффективности ЭМАП в линейном режиме за счет обоих механизмов. Сравнение этих выражений показывает, что возбуждение ультразвука за счет процессов движения доменных границ и колебаний намагниченности в доменах может рассматриваться отдельно, если восприимчивости, обусловленные этими двумя процессами, существенно различаются по величине. Многочисленные эксперименты (см., например, [5,6]) говорят о том, что обычно процессы смещения и вращения проявляются в различных частотных интервалах за счет отличия резонансных частот для этих процессов. Вдали же от резонансов преобладание одного механизма над другим обусловливается в основном величиной статической магнитной восприимчивости. Будем предполагать далее, что все сказанное выше относится и к нелинейной генерации ультразвука. Таким образом, в данной работе рассмотрим нелинейную генерацию ультразвука за счет колебаний намагниченности в доменах, т.е. будем исследовать только те вещества, в которых можно пренебречь восприимчивостью смещения доменных границ (к ним, по-видимому, относится упомянутый выше гадолиний). Подробному исследованию процессов нелинейной генерации ультразвука за счет движения доменных границ будет посвящена отдельная работа.

3. Изучение процессов возбуждения ультразвука под действием падающей на поверхность магнетика электромагнитной волны предполагает решение системы связанных уравнений, описывающих распространение, а также взаимодействие в нем электромагнитных, спиновых и упругих колебаний. Такая система включает в себя уравнение упругости, уравнения Максвелла и уравнение Ландау-Лифшица для намагниченности [4]:

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = \mathbf{f},$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \text{div } \mathbf{E} = 0,$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}), \quad \text{div}(\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}) = 0, \quad \dot{\mathbf{M}} = g[\mathbf{M}, \mathbf{H}^{\text{eff}}]. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность вещества, \mathbf{u} — вектор смещения, \mathbf{f} — плотность силы, действующей на элементарный объем магнетика, \mathbf{H} , \mathbf{E} — напряженность магнитного и электрического поля, c — скорость света в вакууме, $\mathbf{j} = \sigma \left\{ \mathbf{E} - \frac{1}{c} [\dot{\mathbf{u}}, \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}] \right\}$ — плотность тока, σ — проводимость ферромагнетика, \mathbf{M} — намагниченность, g — гиромангнитное отношение, $\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}}$ — эффективное магнитное поле, F — плотность

свободной энергии. Компоненты вектора плотности силы \mathbf{f} в приближенной теории магнитострикции выражаются формулой

$$f_i = \frac{\partial \sigma_{ik}^{(e)}}{\partial x_k} + \frac{\partial \sigma_{ik}^{(me)}}{\partial x_k} + \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{B}]_i \quad (2)$$

где $\sigma^{(e,me)} = \partial F_{(e,me)} / \partial u_{ik}$ — тензоры упругих и магнитоупругих напряжений. $F_{(e,me)}$ — плотности упругой и магнитоупругой свободных энергий, u_{ik} — тензор деформации. Плотность свободной энергии магнетика запишем в виде [4,6]

$$F = \sum_{n=1}^2 \left[\frac{1}{4} K_1 (m_{nx}^2 + m_{ny}^2) + \frac{1}{4} K_2 (m_{nx}^2 + m_{ny}^2)^2 + \alpha_{ik} M_0^2 \frac{\partial \mathbf{m}_n}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{m}_n}{\partial x_k} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} M_0 \mathbf{h} \mathbf{m}_n - \frac{1}{2} \Lambda m_n^2 + \frac{1}{2} \gamma M_0^2 m_{ni} m_{nk} u_{ik} \right] + \frac{1}{2} \lambda_1 u_{ll}^2 + \lambda_2 u_{ik}^2 + \frac{1}{8} M_0^2 \times \\ \times \left[N_1 (m_{1x} + m_{2x})^2 + N_2 (m_{1y} + m_{2y})^2 + N_3 (m_{1z} + m_{2z})^2 \right] + \frac{1}{2} \pi M_0^2 (m_{1x} - m_{2x})^2. \quad (3)$$

Здесь $n = 1, 2$ — номера доменов, N_i — размагничивающие факторы образца (далее для простоты будем полагать, что $N_1 = N_2$), γ — постоянная анизотропной магнитострикции, λ_i — модули упругости, Λ — множитель Лагранжа, учитывающий условие $M^2 = M_0^2$, M — намагниченность, M_0 — намагниченность насыщения, $\mathbf{m} = M/M_0$, α_{ik} — тензор постоянных неоднородного обмена, K_1 и K_2 — константы одноосной магнитной анизотропии. Первые восемь слагаемых представляют собой энергии анизотропии, неоднородного обмена, зеемановскую магнитострикции и упругости. Предпоследнее слагаемое в (3) описывает энергию размагничивающих полей, а последнее — энергию магнитостатического взаимодействия, связанную с возникновением магнитных зарядов на доменных границах [6]. Исходная система уравнений должна быть дополнена граничными условиями для векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} , $\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$, а также для тензора напряжений σ_{ik} и намагниченности \mathbf{M} . На поверхностях пластинки ($z = \pm d/2$) должны быть непрерывны нормальные компоненты индукции магнитного поля и тензора напряжений, тангенциальные компоненты напряженностей электрического и магнитного полей, а также должно выполняться граничное условие для намагниченности ферромагнетика [4].

При решении системы связанных уравнений (1) будем предполагать, что проводимость металла изотропна и выполняется условие нормального скин-эффекта ($l \ll \sigma$, где l — длина свободного пробега). В выражении для свободной энергии пренебрежем неоднородным обменом. Данное приближение справедливо для области частот вдали от резонанса [4]. При этом отпадает необходимость учета граничных условий для намагниченности и пространственной дисперсии магнитной восприимчивости ферромагнетика.

В основном состоянии ферромагнетика равновесные значения намагниченности и тензора деформаций в доменах определяются как

$$m_{1z} = 1, \quad m_{2z} = -1, \quad m_{nx} = m_{ny} = 0 \quad (n = 1, 2),$$

$$u_{xx}^0 = u_{yy}^0 = \frac{\lambda_1 \gamma M_0^2}{2\lambda_2(3\lambda_1 + 1\lambda_2)}, \quad u_{zz}^0 = -\frac{\gamma M_0^2(\lambda_1 + \lambda_2)}{\lambda_2(3\lambda_1 + 2\lambda_2)}, \quad u_{ij}^0 = 0 \quad (i \neq j). \quad (4)$$

Давное состояние с доменной структурой является устойчивым при

$$K_1 + M_0^2 N_1 \geq 0. \quad (5)$$

Пусть все величины, входящие в систему (1), зависят от времени как $\exp(-i\omega t)$. В этом случае уравнения, описывающие процессы ЭМАП в доменах, примут вид

$$\begin{aligned} -\omega^2 u_z &= s_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \gamma M_0^2 \frac{\partial}{\partial z} (m_x^2 + m_y^2) - \\ &- \frac{1}{4\pi\rho} \left[(h_x + 4\pi m_x^+) \frac{\partial h_x}{\partial z} + (h_y + 4\pi m_y^+) \frac{\partial h_y}{\partial z} \right], \\ -\omega^2 u_{x,y} &= s_t^2 \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \gamma M_0^2 \frac{\partial m_{x,y}}{\partial z}, \\ \frac{\partial^2 h_{x,y}}{\partial z^2} + \frac{i4\pi\sigma\omega}{c^2} (h_{x,y} + 4\pi M_0 m_{x,y}^+) &= 0, \\ i\omega m_x^+ - \omega_{10} m_y^- &= -\frac{1}{2} g \gamma M_0 \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0, \\ i\omega m_x - \omega_{s0} m_y^+ + \frac{1}{2} g h_y &= 0, \\ i\omega m_y^+ + \omega_{20} m_x^- + \frac{1}{2} g \gamma M_0 \frac{\partial u_x}{\partial z} &= 0, \\ i\omega m_y + \omega_{s0} m_x^+ - \frac{1}{2} g h_x &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $s_l^2 = (\lambda_1 + 2\lambda_2)/\rho$, $s_t^2 = \lambda_2\rho$ — скорости продольного и поперечного звука, $m_{x,y}^\pm = \frac{1}{2}(m_{1x,y} \pm m_{2x,y})$. Частоты однородной прецессии намагниченностей в доменах ω_{s0} , ω_{i0} определяются формулами

$$\begin{aligned} \omega_{s0} &= \frac{1}{2} \frac{g}{M_0} \left(K_1 + M_0^2 N_1 + \frac{\gamma^2 M_0^4}{\lambda^2} \right), \\ \omega_{10} &= \frac{1}{2} \frac{g}{M_0} \left(K_1 + 4\pi M_0^2 + \frac{\gamma^2 M_0^4}{\lambda^2} \right), \\ \omega_{20} &= \frac{1}{2} \frac{g}{M_0} \left(K_1 + \frac{\gamma^2 M_0^4}{\lambda^2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Система уравнений (6) описывает синфазные (\mathbf{m}^+) и антифазные (\mathbf{m}^-) колебания намагниченностей в доменах. В уравнениях оставлены слагаемые, пропорциональные первой степени искомых величин задачи. Видно, что в линейном приближении имеет место только генерация поперечного звука. Нелинейные слагаемые второго порядка позволяют исследовать процессы генерации вторых гармоник продольного ультразвука.

4. Систему уравнений (6) можно существенно упростить, если воспользоваться следующим приближением. В большинстве экспериментальных работ и при различных технических приложениях используются в основном частоты в диапазоне $\nu \sim 1-10$ МГц [4], которые значительно меньше частот ферромагнитного резонанса ($\nu_{\text{FMR}} \sim 1-100$ ГГц). Даже в точках ориентационных фазовых переходов, в которых частота ферромагнитного резонанса определяется величиной магнитоупругой связи $\nu_{\text{FMR}} \sim 0.1-10$ ГГц [4,6]. Поэтому можно использовать приближение $\omega \leq \omega_{s0}, \omega_{i0}$ (т. е. положить в уравнениях Ландау-Лифшица $\omega = 0$). Данное допущение равносильно пренебрежению временной дисперсией магнитной восприимчивости. При этом электромагнитная волна возбуждает только синфазные колебания намагниченностей в доменах (\mathbf{m}^+) и продольные нелинейные упругие колебания u_z . После исключения из (6) величин \mathbf{m}^+ для компонент электромагнитной волны $h_{x,y}$ и продольной компоненты вектора смещений u_z получаются следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 h_{x,y}}{\partial z^2} + \frac{4i\pi\sigma\omega\mu}{c^2} h_{x,y} &= 0, \\ -\omega^2 u_z &= s_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{1}{4\rho} \left[\gamma\chi^2 + \frac{\mu}{2\pi} \right] \frac{\partial}{\partial z} (h_x^2 + h_y^2), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\mu = 1 + 4\pi\chi$. Через χ обозначены компоненты тензора магнитной восприимчивости ферромагнетка χ_{xx} и χ_{yy}

$$\chi = \frac{gM_0}{\omega_{s0}}. \quad (9)$$

Уравнения (8) будем решать методом последовательных приближений [7] в предположении малости амплитуд вторых гармоник по сравнению с амплитудами основных волн. В соответствии с этим приближением представим h_x и u_z в виде

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{1}{2} \text{Re} [h_{1x} e^{-i\omega t + ikz} + h_{2x} e^{-2i\omega t + 2ikz} + \text{c.c.}] + h_x^r, \\ u_z &= \frac{1}{2} \text{Re} [u_{1z} e^{-i\omega t + ikz} + u_{2z} e^{-2i\omega t + 2ikz} + \text{c.c.}] + u_z^r, \end{aligned} \quad (10)$$

где h_x^r и u_z^r — отраженные волны. В этом случае из (8) получается следующее уравнение для второй гармоники продольной ультразвуковой волны u_{2z} :

$$4\omega^2 u_{2z} + s_l^2 \frac{\partial^2 u_{2z}}{\partial z^2} = \frac{1}{2\rho} \left(\gamma\chi^2 + \frac{\mu}{2\pi} \right) h_{1x} \frac{\partial h_{1x}}{\partial z}. \quad (11)$$

Первая гармоника электромагнитной волны h_{1x} , входящая в уравнение (11), определяется из уравнения (6). При учете граничных условий в приближении $\sigma \gg 4\pi\omega$ получаем

$$h_{1x} = 2h_0 \sin q \left(z + \frac{d}{2} \right) / \sin qd. \quad (12)$$

Здесь $q = (1 + i)/\delta$, $\delta = c/(2\pi\sigma\mu\omega)^{1/2}$ — толщина скин-слоя в ферромагнетике.

Решение уравнения (11) для второй гармоники ультразвуковой волны с учетом выражения для первой гармоники электромагнитной волны (12) и граничных условий [4] имеет вид

$$u_{2z} = \frac{h_0^2(5\gamma\chi^2 + \mu/4\pi) \cos q_l(2z + d)}{4\rho s_l\omega \sin 2q_l d}, \quad (13)$$

где $q_l = \omega/s_l$. Формула (13) записана в приближении $|q| \gg q_l$, что обычно имеет место в реальных экспериментах. Из (13) следует, что магнитоупругий механизм нелинейного возбуждения продольного ультразвука будет преобладать над индукционным, когда $20\pi\gamma\chi^2 > \mu$. Это условие выполняется в ферромагнетиках с большим значением магнитоупругой постоянной γ и в области магнитных фазовых переходов, где χ резонансно возрастает [4]. При линейной генерации ультразвука условие преобладания магнитоупругого механизма над индукционным выглядит [4] как $4\pi\gamma\chi^2 > \mu(\lambda/\delta)^2$. Поскольку в экспериментах обычно выполняется приближение малости толщины скин-слоя δ по сравнению с длиной ультразвуковой волны λ [2], то в линейном случае условие преобладания магнитоупругого механизма над индукционным более жестко, чем в нелинейном. Это обусловлено тем, что в линейном случае объемные и поверхностные магнитоупругие силы компенсируют друг друга в ненулевом приближении по малому параметру δ/λ [4,5]. В нелинейном же случае, как это следует из (13), указанной компенсации не происходит, что и приводит к более эффективной нелинейной генерации ультразвука за счет магнитоупругого механизма по сравнению с индукционным. Из (13) также видно, что амплитуда второй гармоники продольного ультразвука имеет резонансные пики на частотах, определяемых из условия

$$2q_l d = \pi n \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (14)$$

Сравнение формулы (13) с аналогичной формулой в [3] для нелинейного индукционного механизма возбуждения продольного ультразвука в нормальных металлах показывает, что в ферромагнитных металлах индукционный механизм усиливается в μ раз. Это усиление особенно существенно также в области магнитных фазовых переходов, где проницаемость μ может быть значительно больше единицы: $\mu \cong 4\pi\chi > 1$.

Для типичных ферромагнетиков величина магнитоупругой постоянной $\gamma \sim 10^2$. В таком случае магнитоупругий механизм будет преобладать над индукционным, если $\chi > 10^{-2}$. В редкоземельных металлах, где $\gamma \sim 10^3$, это условие будет выполняться при $\chi > 10^{-3}$. Вблизи

ориентационных фазовых переходов, когда $\omega_{s0} \cong \omega_{me}$, и вблизи точки Кюри величина χ может быть значительно больше единицы. Так, при $\gamma \sim 10^2$, $M_0 \cong 10^3$ Ое, $s_l \cong 3 \cdot 10^5$ см/с, $\rho \cong 10$ г/см³, $g \cong 2 \cdot 10^7$ с⁻¹ · Ое⁻¹ из (7) и (9) находим, что в точке ориентационного фазового перехода (знак равенства в (5)) величина χ составляет $\sim 10^3$. Таким образом, вблизи фазовых переходов магнитоупругий механизм генерации второй гармоники продольного ультразвука всегда будет преобладать над индукционным. Еще раз повторим, что самым реальным веществом, в котором могут наблюдаться исследованные здесь эффекты, является редкоземельный металл Gd, в котором, по-видимому, мала восприимчивость, связанная со смещением доменных границ [4].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта p-1095 ISSEP.

Список литературы

- [1] А.Н. Васильев, Ю.П. Гайдуков. УФН 141, 3, 431 (1983).
- [2] М.И. Каганов, А.Н. Васильев. УФН 163, 1, 67 (1993).
- [3] А.Н. Васильев, В.П. Гулянский, М.И. Каганов. ЖЭТФ 91, 1(7), 202 (1986).
- [4] В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев. УФН 162, 3, 89 (1992).
- [5] В.А. Комаров. Квазистационарное электромагнитно-акустическое преобразование в металлах. Свердловск (1986). 235 с.
- [6] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М. (1973). 592 с.
- [7] В.А. Красильников, В.В. Крылов. Введение в физическую акустику. М. (1984). 400 с.