

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*В. Д. Бучельников, Ю. А. Никишин, А. Н. Васильев**

*Челябинский государственный университет
454136, Челябинск, Россия*

** Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 сентября 1996 г.

Теоретически исследовано электромагнитное возбуждение звука в магнитоупорядоченных диэлектриках — ферро- и антиферромагнетиках. Показано, что в диэлектриках генерация звука за счет механизма Лоренца (тока смещения) имеет намного меньшую эффективность, чем в металлах. Магнитоупругий механизм возбуждения звука в диэлектриках имеет такую же эффективность, что и в металлах. В антиферромагнетиках амплитуда возбуждаемого звука зависит от параметра релаксации в магнитной подсистеме. Эффективность возбуждения звука возрастает при приближении к точке ориентационного фазового перехода или при приближении к частоте ферромагнитного резонанса.

1. ВВЕДЕНИЕ

Бесконтактному возбуждению ультразвука в магнитоупорядоченных средах посвящен целый ряд теоретических и экспериментальных работ (см., например, обзор [1]). В них рассмотрены процессы электромагнитноакустического преобразования (ЭМАП) в магнитных металлах. Представляет интерес провести теоретическое исследование эффективности в магнитных диэлектриках с целью изучения механизмов генерации ультразвука в этом классе магнитоупорядоченных веществ.

Данная работа посвящена изучению процессов ЭМАП в ферромагнитных и антиферромагнитных диэлектриках.

2. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

Пусть на поверхность полубесконечного ($z > 0$) кубического однодоменного ферромагнитного диэлектрика падает по нормали плоская однородная электромагнитная волна $h_x = h_0 \exp(-i\omega t + ikz)$. В основном состоянии ферромагнитного диэлектрика вектор намагниченности M_0 и вектор напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 параллельны волновому вектору k и оси z . При изучении процессов ЭМАП в магнетиках требуется решить систему связанных уравнений, описывающих распространение и взаимодействие в нем электромагнитных, спиновых и упругих колебаний. Такая система включает в себя уравнение упругости, уравнения Максвелла и уравнение

Ландау–Лифшица для вектора намагниченности

$$\begin{aligned} \rho \ddot{u}_i &= \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + f_i, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0, \\ \dot{\mathbf{M}} &= g [\mathbf{M}, \mathbf{H}^{eff}]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность диэлектрика, \mathbf{u} — вектор смещения, $\sigma_{ik} = \partial F / \partial u_{ik}$ — тензор напряжений, u_{ik} — тензор деформаций,

$$f_i = \frac{1}{4\pi c} \left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \mathbf{B} \right]_i$$

— аналог силы Лоренца в металлах за счет тока смещения, \mathbf{H} и \mathbf{E} — напряженности магнитного и электрического полей в магнетике, c — скорость света в вакууме,

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \frac{1}{c} \varepsilon [\dot{\mathbf{u}}, \mathbf{B}] - \frac{1}{c} [\dot{\mathbf{u}}, \mathbf{H}], \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M},$$

где ε — диэлектрическая проницаемость (предполагается, что на ультразвуковых частотах тензор диэлектрической проницаемости есть постоянный скаляр), g — гиромангнитное отношение,

$$\mathbf{H}^{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial (\partial \mathbf{M} / \partial x_i)}$$

— напряженность эффективного магнитного поля в магнетике, F — плотность свободной энергии диэлектрика. Данная система уравнений должна быть дополнена стандартными граничными условиями для векторов напряженности и индукции электрического и магнитного полей, а также для тензора напряжений и вектора намагниченности [1].

Плотность свободной энергии ферромагнитного диэлектрика запишем в виде

$$\begin{aligned} F &= F(M^2) + \beta (M_x^2 M_y^2 + M_x^2 M_z^2 + M_y^2 M_z^2) + b_1 (M_x^2 u_{xx} + M_y^2 u_{yy} + M_z^2 u_{zz}) + \\ &+ b_2 (M_x M_y u_{xy} + M_x M_z u_{xz} + M_z M_y u_{zy}) + (1/2) c_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + \\ &+ c_{12} (u_{xx} u_{yy} + u_{xx} u_{zz} + u_{zz} u_{yy}) + 2c_{44} (u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где β — первая константа кубической анизотропии, b_i — постоянные магнитострикции, c_{ik} — модули упругости. При записи энергии мы пренебрегаем энергией неоднородного обмена. Это приводит к отсутствию пространственной дисперсии тензора динамической магнитной восприимчивости ферромагнитного диэлектрика и позволяет не рассматривать граничное условие для намагниченности. Данное приближение хорошо выполняется вдали от различных резонансов [1, 2].

В выражении для плотности свободной энергии (2) явно не выписано слагаемое, описывающее объемную магнитострикцию (оно включено в $F(M^2)$), так как в рассматриваемой геометрии, когда постоянное и переменное магнитные поля перпендикулярны друг другу, это слагаемое не оказывает влияния на процессы ЭМАП в ферромагнитных металлах и диэлектриках.

Линеаризованная вблизи положения равновесия система уравнений (1), описывающая распространение взаимодействующих электромагнитных, спиновых и упругих волн, имеет вид

$$\begin{aligned} \omega^2 u_{\pm} + s_4^2 \frac{\partial^2 u_{\pm}}{\partial z^2} + \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial h_{\pm}}{\partial z} + \frac{b_2 M_0}{\rho} \frac{\partial m_{\pm}}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial^2 h_{\pm}}{\partial z^2} + \frac{\varepsilon\omega^2}{c^2} h_{\pm} - \frac{\omega^2}{c^2} [(\varepsilon - 1)H_0 + 4\pi\varepsilon M] \frac{\partial u_{\pm}}{\partial z} + \frac{4\pi\varepsilon\omega^2}{c^2} m_{\pm} &= 0, \\ m_{\pm} = \chi_{\pm} h_{\pm} - b_2 M_0 \chi_{\pm} \frac{\partial u_{\pm}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $a_{\pm} = a_x \pm ia_y$ ($a = u, h, m$) — малые циклические переменные смещения, магнитного поля и намагниченности, $s_4^2 = c_{44}/\rho$ — скорость поперечного звука, $\chi_{\pm} = gM_0/(\omega_{s0} \mp \omega)$ — динамическая магнитная восприимчивость, $\omega_{s0} = gM_0(\tilde{\beta} + H_0/M_0 + b_2^2 M_0^2/c_{44})$ — частота спиновых волн ($\tilde{\beta}$ — перенормированная магнитострикцией постоянная кубической анизотропии [3]). В уравнении упругости третье слагаемое ответственно за лоренцев механизм возбуждения ультразвука, а четвертое слагаемое — за магнитоупругий.

Решение системы уравнений (3) при учете линеаризованных граничных условий приводит к следующим результатам для амплитуды возбуждаемого ультразвука в ферромагнитном диэлектрике. В случае возбуждения ультразвука за счет тока смещения (силы Лоренца) амплитуда возбуждаемого ультразвука выражается следующим образом:

$$u_{\pm} = \left(\frac{s_{\pm}}{c}\right)^2 \frac{H_0 \varepsilon \mu_{\pm} h_0}{2\pi\rho\omega s_{\pm}} \left(1 + \sqrt{\frac{\mu_{\pm}}{\varepsilon}}\right), \quad (4)$$

где $s_{\pm}^2 = s_4^2(1 - \zeta_{\pm})$ — перенормированная магнитоупругим взаимодействием скорость поперечного звука, $\zeta_{\pm} = b_2 M^2 \chi_{\pm} / \rho s_4^2$ — динамический параметр магнитоупругого взаимодействия, $\mu_{\pm} = 1 + 4\pi\chi_{\pm}$ — динамическая магнитная проницаемость.

В магнитоупорядоченных средах проявляется специфический для них магнитоупругий механизм ЭМАП. За счет этого механизма в ферромагнитном диэлектрике возбуждается поперечный звук с амплитудой

$$u_{\pm} = -\frac{b_2 M_0 \chi_{\pm} h_0}{\rho s_4 \omega} \left[4\pi\chi_{\pm} \zeta_{\pm} + \left(1 + \sqrt{\frac{\mu_{\pm}}{\varepsilon}}\right) \sqrt{1 - \zeta_{\pm}} \right]. \quad (5)$$

Сравним полученные результаты для амплитуды возбуждаемого ультразвука в диэлектриках с аналогичными формулами, полученными для металлов [1]. При этом следует отметить, что можно формально считать, что в диэлектриках всегда выполняется условие превышения толщины скин-слоя δ над длиной электромагнитной и ультразвуковой волн λ . Это соответствует случаю $\beta \gg 1$ в [1]. Тогда в случае лоренцева механизма амплитуда возбуждения звука в металлах приблизительно в $(c/s_{\pm})^2/\varepsilon\beta = 4\pi\sigma/\varepsilon\omega$

(σ — проводимость металла) раз больше, чем в диэлектриках. Аналогичное сравнение для магнитоупругого механизма приводит к тому, что в диэлектриках данный механизм возбуждения ультразвука имеет по порядку величины ту же эффективность, что и в металлах.

Амплитуда возбуждаемого ультразвука за счет магнитоупругого механизма резко возрастает при подходе к точке ориентационного фазового перехода ($\bar{\beta} + H_0/M_0 \rightarrow 0$). Это происходит за счет роста магнитной восприимчивости χ_{\pm} и параметра магнитоупругого взаимодействия ζ_{\pm} в области ориентационного фазового перехода.

3. АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

Наибольший интерес представляют процессы ЭМАП в антиферромагнитных диэлектриках, так как подавляющее большинство известных антиферромагнетиков являются диэлектриками. Кроме того, в антиферромагнетиках многие эффекты обычно усиливаются однородным обменом [4], что также должно сказываться на процессах трансформации ультразвука. В данной работе исследуются процессы ЭМАП в полубесконечном двухподрешеточном антиферромагнитном диэлектрике.

Пусть на поверхность упругого и магнитоупругого изотропного антиферромагнитного диэлектрика типа легкая плоскость с основным состоянием, в котором вектор антиферромагнетизма \mathbf{L} и вектор ферромагнетизма \mathbf{M} лежат в плоскости образца (по осям y и x соответственно) и перпендикулярны волновому вектору \mathbf{k} , падает однородная электромагнитная волна $h_x = h_0 \exp(-i\omega t + i\omega z)$. Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси x . В исходной системе (1) уравнения Ландау–Лифшица для антиферромагнитного диэлектрика запишем в виде

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= g \{[\mathbf{M}, \mathbf{H}_M] + [\mathbf{L}, \mathbf{H}_L]\} + r \mathbf{H}_M g L, \\ \dot{\mathbf{L}} &= g \{[\mathbf{M}, \mathbf{H}_L] + [\mathbf{L}, \mathbf{H}_M]\} + r \mathbf{H}_L g L. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{H}_{M,L}$ — эффективные магнитные поля для векторов ферро- и антиферромагнетизма соответственно, r — параметр релаксации в магнитной подсистеме. Релаксационное слагаемое в (6) для краткости выписано в самом простом виде. Плотность свободной энергии антиферромагнитного диэлектрика имеет вид

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2} A L^2 + \frac{1}{4} B L^4 + \frac{1}{2} D (\mathbf{M}\mathbf{L})^2 + \frac{1}{2} D' \mathbf{M}^2 \mathbf{L}^2 + \frac{1}{2} a M^2 - \mathbf{H}_0 \mathbf{M} - \frac{1}{2} \beta L_z^2 + \frac{1}{2} b_0 L^2 u_{ii} + \\ &+ \frac{1}{2} b L_i L_k u_{ik} + \lambda_1 u_{ii}^2 + \lambda_2 u_{ik}^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь A, a, B, D, D' — постоянные однородного обмена внутри и между подрешетками, β — константа одноосной анизотропии, b_0 и b — постоянные обменной и релятивистской магнитоупругости, λ_i — модули упругости. Как и в случае ферромагнитного диэлектрика, в (7) пренебрегается энергией неоднородного обмена. Это позволяет не учитывать пространственную дисперсию динамической магнитной восприимчивости антиферромагнитного диэлектрика и не рассматривать граничные условия для векторов ферро- и антиферромагнетизма.

Исследуем сначала случай, когда релаксация в магнитной подсистеме настолько велика, что изменения векторов ферро- и антиферромагнетизма не успевают следовать

за изменениями вектора смещений и векторов электромагнитного поля. Это соответствует приближению $\omega \ll \tau\omega_E$, где $\omega_E = gM_0(a + D'L^2)$ — обменная частота, M_0 — намагниченность насыщения подрешеток.

Линеаризованная вблизи положения равновесия система исходных уравнений (1) и (6) запишется в виде

$$\begin{aligned} \ddot{u}_y &= \bar{s}_t^2 \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} - \frac{b_0 b L M \tau \omega_E}{2\rho \omega_{10}} \chi'_\perp \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{b L \tau \omega_E}{\rho \omega_{10}} \chi'_\perp \frac{\partial h_x}{\partial z}, \\ \ddot{u}_z &= -\frac{i b_0 b L M \omega}{2\rho \omega_{10} \omega_B} \omega''_D \chi'_\perp \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + \bar{s}_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{4\pi} B_0 + \frac{M b_0}{\omega_B} \omega'_E \chi'_\perp \right) \frac{\partial h_x}{\partial z}, \\ \frac{\partial^2 h_x}{\partial z^2} &= -\frac{i \varepsilon \omega}{c^2} \left[\frac{2i \pi \omega b L}{\omega_{10}} \chi'_\perp \frac{\partial \dot{u}_y}{\partial z} + (B_0 + 4\pi M b_0 \chi'_\perp) \frac{\partial \dot{u}_z}{\partial z} + \mu'_\perp \frac{\partial h_x}{\partial t} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{s}_t^2 &= \frac{\lambda_2(1 - \xi_l)}{\rho}, \quad \xi_l = \frac{b^2 L^2 \omega'_E}{4\omega_{10} \lambda_2} \chi'_\perp, \quad \bar{s}_l^2 = \frac{(\lambda_1 + 2\lambda_2)(1 - \xi_l)}{\rho}, \\ \xi_l &= \frac{b_0^2 M^2}{\omega_B} \frac{\omega''_D \chi'_\perp}{\lambda_1 + 2\lambda_2}, \quad \omega''_E = \omega_E + \frac{1}{2} \omega'_D, \end{aligned}$$

$\chi'_\perp = gL/\omega'_E$ — статическая перпендикулярная магнитная восприимчивость, $\mu'_\perp = 1 + 4\pi\chi'_\perp$, $\omega_{10} = \omega_A + \omega_{me}$, $\omega_A = g\beta L$ — частота анизотропии, $\omega_{me} = gb^2 L^3/4\lambda_2$ — магнитоупругая частота,

$$\omega'_E = \omega_E - 2M^2 \omega'_D/L^2, \quad \omega''_D = \omega'_D + \frac{1}{2} \omega_E, \quad \omega'_D = gL^3 D', \quad \omega_B = gL_0^3 B$$

— обменные частоты,

$$B_0 = H_0 + 4\pi M, \quad M = gH_0/\omega_E, \quad L = 2M_0$$

— равновесные значения индукции магнитного поля, намагниченности и модуля вектора антиферромагнетизма.

Решение уравнений (8) совместно с линеаризованной системой граничных условий для векторов смещения и электромагнитного поля приводит к следующим результатам.

При низких температурах, когда можно пренебречь обменной магнитострикцией, и при $H_0 = 0$ ($M = 0$) в антиферромагнитных диэлектриках возбуждается только поперечный звук за счет магнитоупругого механизма с амплитудой

$$u_y = \frac{2ibL\tau h_0 \omega_E \chi'_\perp}{\rho \bar{s}_t \omega \omega_{10}} \left(1 + \sqrt{\frac{\mu'_\perp}{\varepsilon}} \right). \quad (9)$$

При высоких температурах, в том числе и в области точки Нееля, где можно пренебречь релятивистской магнитострикцией, и при $H_0 \neq 0$ возбуждается только продольный ультразвук с амплитудой

$$u_z = -i \left(\frac{\bar{s}_l}{c} \right)^2 \frac{B_0 \varepsilon \mu'_\perp h_0}{2\pi \rho \omega \bar{s}_l} \left(1 + \sqrt{\frac{\mu'_\perp}{\varepsilon}} \right). \quad (10)$$

Из сравнения амплитуд возбуждаемого поперечного звука в ферромагнитных (5) и антиферромагнитных (9) диэлектриках за счет магнитоупругого механизма следует, что они отличаются на множитель $r\omega_E/\omega_{10}$, который может быть и не мал при не слишком малом параметре релаксации в магнитной подсистеме. Однако в антиферромагнитных диэлектриках статическая магнитная восприимчивость χ'_\perp обычно мала, поэтому эффективность генерации поперечного звука в антиферромагнитном диэлектрике не может сильно превышать аналогичную эффективность в ферромагнитном диэлектрике. В случае механизма генерации за счет силы Лоренца (в предположении, что в ферромагнитном диэлектрике продольный звук будет возбуждаться с той же эффективностью, что и поперечный) эффективность генерации ультразвука практически одинакова в ферромагнитных и антиферромагнитных диэлектриках.

В обратном случае, когда магнитная подсистема успевает подстраиваться под изменения, происходящие в упругой и электромагнитной подсистемах ($\omega \gg r\omega_E$), лиnearизованная система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \ddot{u}_y &= \bar{s}_t^2 \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + \frac{ibLMb_0\omega}{2\rho\omega_{10}} \chi \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{i\omega bL}{2\rho\omega_{10}} \chi \frac{\partial h_x}{\partial z}, \\ \ddot{u}_z &= -\frac{ibb_0LM\omega}{\rho\omega_{10}} \chi \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + \bar{s}_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \left(b_0M\chi + \frac{1}{4\pi} B_0 \right) \frac{\partial h_x}{\partial z}, \\ \frac{\partial^2 h_x}{\partial z^2} &= -\frac{i\varepsilon\omega}{c^2} \left[\frac{2\pi ibL\omega}{\omega_{10}} \chi \frac{\partial \dot{u}_y}{\partial z} + (B_0 + 4\pi Mb_0\chi) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z} + \mu \frac{\partial h_x}{\partial t} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\chi = \frac{gL\omega_{10}}{\omega_{1s}^2 - \omega^2}, \quad \omega_{1s}^2 = \omega_{10}\omega'_E, \quad \mu = 1 + 4\pi\chi.$$

При низких температурах и при $H = 0$, $M = 0$, $b_0 = 0$ снова возбуждается только поперечный ультразвук с амплитудой

$$u_y = \frac{bL\chi h_0}{2\rho\omega_{10}\bar{s}_t} \left(1 + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right). \quad (12)$$

При $b = 0$, $H \neq 0$, $b_0 \neq 0$ в антиферромагнитных диэлектриках возбуждается только продольный звук, амплитуда которого определяется формулой (10) с магнитными проницаемостью и восприимчивостью из (11).

Сравнение результатов для этого случая с аналогичными результатами для ферромагнитных диэлектриков показывает, что при генерации поперечного звука за счет магнитоупругого механизма амплитуда возбуждаемых волн в антиферромагнитных диэлектриках отличается от (5) на множитель ω_{10}/ω при условии одинаковости магнитной восприимчивости в рассматриваемых магнетиках. В случае механизма Лоренца амплитуды возбуждаемого продольного звука вновь по порядку величины одинаковы. Отметим, что, согласно (10) и (12), амплитуда возбуждаемого ультразвука возрастает при приближении к точке ориентационного фазового перехода антиферромагнитных диэлектриков типа легкая плоскость — антиферромагнитный диэлектрик типа легкая ось (в ней уменьшается до значения магнитоупругой щели частота ω_{10}), а также вблизи частоты антиферромагнитного резонанса ω_{1s}).

В остальных случаях одновременно возбуждается как поперечный, так и продольный звук. Поперечный ультразвук возбуждается в основном за счет магнитоупругого механизма, а продольный — за счет индукционного.

Отметим, что в данной геометрии постановки задачи для возбуждения ультразвука в антиферромагнитном диэлектрике в конечные формулы входит квазиантиферромагнитная (высокочастотная) спиновая ветвь. Частота этой ветви обычно на несколько порядков превосходит частоту квазиферромагнитной (низкочастотной) спиновой ветви. В других геометриях задачи (например, при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$), где в конечные формулы будет входить частота квазиферромагнитной ветви спиновых волн, может оказаться, что эффективность генерации ультразвука в антиферромагнитном диэлектрике будет намного больше.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований № 96-02-19474 и № IP-1095 ISSEP.

Литература

1. В. Д. Бучельников, А. Н. Васильев, УФН 162, 89 (1992).
2. В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, ФТТ 33, 3284 (1993).
3. В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, ФТТ 23, 1296 (1981).
4. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, УФН 140, 429 (1983).