

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОЙ СВЯЗИ НА ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ФЕРРОДИЭЛЕКТРИКА

В. Д. Бучельников, И. В. Бычков, В. Г. Шавров

Теоретически исследовано отражение электромагнитной (ЭМ) волны от полубесконечного кубического ферродиелектрика при учете магнитоупругой (МУ) связи. Показано, что коэффициент отражения ЭМ волны вдали от точки ориентационного фазового перехода (ОФП) имеет пики в области частот ферромагнитного (ФМР), магнитоакустического (МАР) и магнитоэластического (МЭР) резонансов. В точке ОФП коэффициент отражения также имеет пики при частотах ФМР, МАР и МЭР. Величина пика при ФМР равна 1, а в области МАР — близка к 1 и значительно больше величины пика при МЭР. Во всем интервале частот, меньшем частоты МАР, значение коэффициента отражения также близко к 1.

Известно, что в магнетиках упругие, магнитные и ЭМ колебания при учете МУ связи следует рассматривать как связанные МУ и ЭМ волны [1, 2]. Роль МУ взаимодействия особенно велика в области ОФП [3]. В окрестности точек ОФП при этом значительно возрастает динамическая магнитная проницаемость ферродиелектриков, что, в частности, приводит к уменьшению в них (на несколько порядков) скорости распространения ЭМ волн [1, 2]. Увеличение магнитной проницаемости имеет место также в области различных резонансов (ФМР, МАР, МЭР) [4]. Все это говорит о том, что отражение ЭМ волн от ферродиелектрика в области указанных резонансов и вблизи ОФП должно иметь специфические особенности.

В данной работе теоретически исследуется отражение ЭМ волны от поверхности кубического полубесконечного ферродиелектрика при ее нормальном падении.

Пусть в указанном ферродиелектрике, занимающем область полупространства $z > 0$, в основном состоянии намагниченность $\mathbf{M} \parallel z \parallel \mathbf{H}$ (\mathbf{H} — постоянное внешнее магнитное поле). На него из вакуума ($z < 0$) падает плоская ЭМ волна $h_x = h_0 \exp(ikz - i\omega t)$, $e_y = -h_0 \exp(ikz - i\omega t)$. При решении задачи исходим из системы уравнений, содержащей уравнения Ландау—Лифшица, упругости и Максвелла, дополненной граничными условиями на ЭМ поле, намагниченность \mathbf{M} и тензор упругих напряжений σ_{ij} . Линеаризованная вблизи рассматриваемого положения равновесия исходная система уравнений для циркулярных компонент переменных векторов ЭМ поля (h , e), намагниченности и смещения выглядит следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} (c^2 k^2 / \varepsilon \omega^2 - \mu_{\pm}) h_{\pm} &= 0, \\ m_{\pm} &= \chi_{\pm} h_{\pm}, \\ u_{\pm} &= -ikB \chi_{\pm} h_{\pm} / \rho (\omega^2 - \omega_i^2), \\ e_{\pm} &= \mp ick h_{\pm} / \varepsilon \omega, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ — плотность, α — диэлектрическая проницаемость вещества, c — скорость света в вакууме, $\omega_i^2 = c_{44}k^2/\rho$, B_2 и c_{44} — постоянные магнитострикции и упругости, $\mu_{\pm} = 1 + 4\pi\chi_{\pm}$. Динамическая магнитная восприимчивость имеет вид

$$\chi_{\pm} = gM_0 (\omega_0^2 - \omega_i^2) / [(\omega^2 - \omega_i^2) (\omega_{sk} \mp \omega) + \omega_i^2 \omega_{mc}], \quad (2)$$

где g — гиромангнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения, $\omega_{mc} = gB_2^2 / M_0 c_{44}$, $\omega_{sk} = \omega_0 + \omega_{mc} + g\alpha M_0 k^2$, $\omega_0 = g(2K/M_0 + H)$, α и K — постоянные соответственно неоднородного обмена и анизотропии (последняя перенормирована магнитострикцией [2]).

Дисперсионное уравнение системы (1) запишем в виде

$$(k^2 - k_M^2) (k^2 - k_3^2) (k^2 - k_y^2) - \frac{\xi}{\alpha} (k_y^2 - k_3^2) - \frac{4\pi}{\alpha} k_3^2 (k^2 - k_y^2) = 0, \quad (3)$$

где $k_m^2 = (\pm\omega - \omega_0) / g\alpha M_0$, $k_3 = \omega\varepsilon^{1/2}/c$, $k_y = \omega/s_i$, $s_i = (c_{44}/\rho)^{1/2}$, $\xi = B_2^2/\rho s_i^2 M_0^2$ — соответственно волновые числа не взаимодействующих спиновых, ЭМ и упругих волн, скорость поперечного звука и параметр МУ взаимодействия. В качестве параметра электромагнитоспинового взаимодействия служит константа 4π .

Решением дисперсионного уравнения (3) являются шесть значений волновых чисел $k_{1\pm}$, $k_{2\pm}$, $k_{3\pm}$, соответствующие шести связанным волнам, которые могут распространяться внутри ферродиелектрика. При этом граничные условия и система уравнений (1) на свободной поверхности ферромагнетика $z=0$ примут вид

$$\begin{aligned} h_{0\pm} + h_{R\pm} &= \sum_{i=1}^3 h_{i\pm}, \quad e_{0\pm} + e_{R\pm} = \sum_{i=1}^3 e_{i\pm}, \\ ic_{44} \sum_{i=1}^3 k_{i\pm} u_{i\pm} + B_2 \sum_{i=1}^3 m_{i\pm} &= 0, \\ \sum_{i=1}^3 k_{i\pm} m_{i\pm} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где h_R , e_R определяют отраженную от поверхности волну. Из условий (4) и исходной системы (1) можно получить выражение для коэффициента отражения ЭМ волны от поверхности ферродиелектрика:

$$R = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{\Delta_{R+}}{\Delta_{0+}} \right|^2 + \left| \frac{\Delta_{R-}}{\Delta_{0-}} \right|^2 \right). \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Delta_{R\pm} &= (\sqrt{\varepsilon} k_3 + k_{1\pm}) (k_{3\pm} - k_{2\pm}) (k_y^2 - k_{3\pm}^2 - \\ &- k_{3\pm} k_{2\pm} - k_{2\pm}^2) [(k_{1\pm}^2 - k_M^2) (k_{1\pm}^2 - k_y^2) - k_y^2 \xi / \alpha] + \text{цикл. перестановка}. \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение для $\Delta_{0\pm}$ получается из (6) при замене в первой скобке суммы на разность.

Вдали от точки ОФП $\omega_0 \neq 0$ (т. е. $2K/M_0 + H \neq 0$) и вдали от частот ФМР ω , МАР $\omega_0 + \omega_{me}$ и МСР $\omega_0 + \omega_{me} + \omega_M$ ($\omega_M = 4\pi g M_0$) выражение для R значительно упрощается:

$$R = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{\sqrt{\epsilon} - \sqrt{\mu_+}}{\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\mu_+}} \right|^2 + \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - \sqrt{\mu_-}}{\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\mu_-}} \right|^2 \right), \quad (7)$$

где магнитная проницаемость

$$\mu_{\pm} = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_0 + \omega_{me} \pm \omega}. \quad (8)$$

В области резонансных частот коэффициент отражения ЭМ волны принимает вид

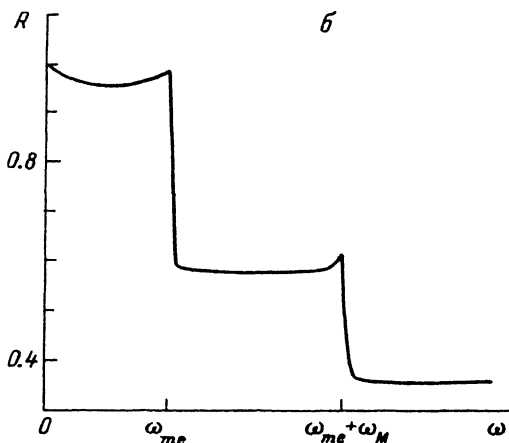
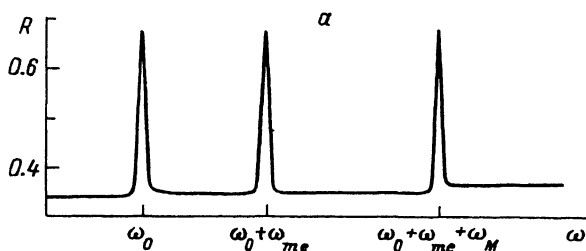
$$R = (\epsilon + \mu) / |\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\mu}|^2. \quad (9)$$

Здесь для ФМР

$$\mu = \begin{cases} 1 + \omega_M / (2\omega_0 + \omega_{me}), & \omega_0^{1/2} \gg \omega_M^{1/2} s_t / c, \\ (c/s_t)^2 (1 + \omega_{me} / 2\omega_0), & \omega_0^{1/2} \ll \omega_M^{1/2} s_t / c, \end{cases} \quad (10)$$

а для МАР и МСР

$$\mu = 1 + \omega_M \begin{cases} [2(\omega_0 + \omega_{me})]^{-1}, & \omega \approx \omega_0 + \omega_{me}, \\ [2(\omega_0 + \omega_{me}) + \omega_M]^{-1}, & \omega \approx \omega_0 + \omega_{me} + \omega_M. \end{cases} \quad (11)$$



В окрестности ОФП в области частот, далеких от резонансных (при $\omega_m \gg \omega_{me}$, что обычно выполняется в большинстве ферродиелектриков), коэффициент отражения ЭМ волны определяется формулами (7) и (8), в которых $\omega_0 = 0$. В области ФМР $\omega \approx 0$, МАР $\omega \approx \omega_{me}$ и МСР $\omega \approx \omega_{me} + \omega_M$ коэффициент отражения выражается формулой (9), в которой вблизи ФМР $\mu \approx c^2 \omega_{me} / s_t^2 \omega$, а вблизи МАР и МСР магнитная проницаемость определяется формулой (11) при $\omega_0 = 0$.

На рисунке представлена зависимость коэффициента отражения ЭМ волны от частоты на примере феррита-граната

Схематическая зависимость коэффициента отражения электромагнитной волны от частоты R для $Gd_3Fe_5O_{12}$.

a — вдали от ОФП (степень удаленности от ОФП определена условием $\omega_0 = 10 \omega_M$); b — в точке ОФП ($\omega_0 = 0$).

та гадолия (Gd₃Fe₅O₁₂) при $T=4.2$ К. Значения постоянных, входящих в формулы для коэффициента отражения, принимались следующими [5, 6]: $B_2 = 10^7$ эрг/см³, $c_{44} = 10^{12}$ эрг/см³, $M_0 = 550$ Э, $g = 2 \cdot 10^7$ с⁻¹ Э⁻¹, $\varepsilon = 16$. Для этих значений постоянных получаем $\omega_{mc}/2\pi \approx 2 \cdot 10^5$ Гц, $\omega_m/2\pi \approx 2 \cdot 10^{10}$ Гц.

Из рисунка следует, что коэффициент отражения ЭМ волны вдали от ОФП возрастает только в окрестности ФМР, МАР и МСР. Вблизи ОФП величина R также имеет пики в области всех этих резонансов. Однако в окрестности ФМР и МАР величина пиков значительно больше, чем при МСР, а в области частот, меньших частоты МАР ($\omega < \omega_{mc}$), значение R остается близким к 1, стремясь в пределе $\omega \rightarrow 0$ (т. е. при приближении к ФМР в точке ОФП) к 1.

Список литературы

- [1] Барьяхтар В. Г., Гришин А. М., Дроботько В. Ф. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 11. С. 1486—1491.
- [2] Бучельников В. Д., Бычков И. В., Шавров В. Г. // ФММ. 1988. Т. 66. В. 2. С. 222—226.
- [3] Туров Е. А., Шавров В. Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429—462.
- [4] Бучельников В. Д., Шавров В. Г. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 11. С. 3284—3291.
- [5] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Т. 2. М.: Мир, 1987. 420 с.
- [6] Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

Институт радиотехники и электроники РАН
Москва

Поступило в Редакцию
9 июня 1992 г.