

Отражение электромагнитных волн от поверхности феррита кубической симметрии

© А.В. Бабушкин, В.Д. Бучельников, И.В. Бычков

Челябинский государственный университет,
454021 Челябинск, Россия

E-mail: buche@csu.ru

(Поступила в Редакцию 27 сентября 2001 г.
В окончательной редакции 20 марта 2002 г.)

Аналитически и численно исследован коэффициент отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечного непроводящего феррита кубической симметрии при учете затухания спиновых волн. Получены частотные и полевые зависимости коэффициента отражения при различных значениях параметра затухания, постоянных анизотропии и магнитострикции вдали от точки и в точке ориентационного фазового перехода. Показано, что коэффициент отражения обнаруживает пики в области частот ферромагнитного, магнитоакустического и магнитостатического резонансов. Величина пиков уменьшается при увеличении затухания спиновых волн. В области частот, меньших магнитоупругой щели, коэффициент отражения может принимать аномально малые (вплоть до нуля) и аномально большие (вплоть до единицы) значения. Эти частоты могут лежать в СВЧ-диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ-Урал № 01-02-96445.

В настоящее время по-прежнему остается актуальным вопрос об управлении коэффициентом отражения электромагнитных волн от поверхности различных веществ. Интерес к этому вопросу обусловлен тем, что в науке и технике существует потребность как в высокоотражающих, так и в неотражающих материалах.

Известно, что коэффициент отражения R при нормальном падении электромагнитных волн из вакуума на границу среды с отличными от единицы диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями определяется формулой [1]

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

Эта формула справедлива только в тех случаях, когда ϵ и μ можно считать постоянными. В наиболее интересном с практической точки зрения СВЧ-диапазоне диэлектрическая проницаемость твердых тел не зависит от частоты. Для немагнитоупорядоченных веществ магнитную проницаемость в формуле (1) в этом диапазоне можно положить равной единице. Поэтому коэффициент отражения электромагнитных волн от немагнитных твердых тел в указанном диапазоне частот можно считать постоянным. Увеличение или уменьшение коэффициента отражения в этом случае может быть достигнуто путем искусственного изменения ϵ и μ за счет изменения состава и структуры вещества, а также создания искусственных магнетиков с большой величиной μ (так называемых киральных магнетиков [2–4]).

В магнитоупорядоченных средах магнитная проницаемость может аномально возрастать или уменьшаться в области частот магнитного резонанса, которые лежат в СВЧ-диапазоне. Такое поведение μ обусловлено ее временной дисперсией [5]. При этом может резонансно зависеть от частоты и коэффициент отражения электро-

магнитных волн от поверхности магнетиков. Отмеченное явление наблюдается экспериментально [6].

При учете магнитоупругого взаимодействия в магнетиках наблюдаются три резонанса: ферромагнитный, магнитоакустический и магнитостатический [7]. Вблизи этих резонансов также должны наблюдаться аномалии магнитной проницаемости и коэффициента отражения электромагнитных волн. Вдали от ориентационных фазовых переходов эти аномалии невелики. Кроме того, вдали от указанных переходов три перечисленных резонанса сливаются в один из-за большой величины эффективного поля анизотропии по сравнению с эффективными полями магнитострикции и намагниченности. Именно такое поведение коэффициента отражения электромагнитных волн и наблюдалось в экспериментальной работе [6].

Теоретическое исследование частотных и полевых зависимостей коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхностей некоторых ферро- и антиферродиелектриков было проведено в ряде работ [8–10]. В этих работах было впервые показано, что при учете магнитоупругого взаимодействия в области точек ориентационных фазовых переходов коэффициент отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечных ферро- и антиферродиелектриков может достигать аномально большого (вплоть до единицы) и аномально малого (вплоть до нуля) значений. Кроме того, в них отмечалось, что с помощью магнитного поля коэффициент отражения электромагнитных волн может быть практически обращен в нуль в широком диапазоне частот, вплоть до гигагерцевого. В указанных работах все аналитические и численные расчеты были проведены без учета затухания спиновых волн, хотя хорошо известно [5,11], что это затухание существенно влияет на динамические свойства ферро- и антиферромагнетиков.

Поэтому представляет интерес исследовать влияние затухания спиновых волн на коэффициент отражения электромагнитных волн от поверхности магнитоупорядоченных веществ.

В данной работе приведены результаты аналитического и численного исследования коэффициента отражения электромагнитных волн от полубесконечного непроводящего феррита кубической симметрии вдали и вблизи от ориентационного фазового перехода при учете затухания спиновых волн. Показано, что коэффициент отражения электромагнитных волн сильно зависит от постоянных магнитострикции, величины внешнего магнитного поля, коэффициента затухания спиновых волн и может принимать аномально большие и аномально малые значения в широком диапазоне частот, включая и СВЧ-диапазон.

Теоретическое исследование коэффициента отражения от поверхности феррита кубической симметрии будем проводить на основе теории связанных электромагнитных и магнитоупругих волн. Следуя работам [8–10], рассмотрим феррит кубической симметрии, занимающий область полупространства $z > 0$, в основном состоянии которого намагниченность $\mathbf{M} \parallel \mathbf{z} \parallel \mathbf{H}_0$ (\mathbf{H}_0 — постоянное внешнее магнитное поле). Из вакуума на феррит нормально к его поверхности падает электромагнитная волна: $h_x = h_0 \exp(ikz - i\omega t)$, $e_y = -h_0 \exp(ikz - i\omega t)$.

Плотность свободной энергии феррита кубической симметрии можно записать в виде [12]

$$\begin{aligned} F &= F_m + F_{me} + F_e - \mathbf{H}\mathbf{M}, \\ F_m &= \frac{1}{2}\lambda(\mathbf{M}^2 - M_0^2) + \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i}\right)^2 + K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2), \\ F_{me} &= B_1(m_x^2 u_{xx} + m_y^2 u_{yy} + m_z^2 u_{zz}) \\ &\quad + 2B_2(m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_x m_z u_{yz}), \\ F_e &= \frac{1}{2}c_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12}(u_{xx}u_{yy} + u_{yy}u_{zz} + u_{xx}u_{zz}) \\ &\quad + 2c_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2 + u_{xy}^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$; λ — множитель Лагранжа, учитывающий постоянство модуля вектора намагниченности \mathbf{M} ; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$, M_0 — намагниченность насыщения; α — обменная константа; K_1 — первая константа кубической анизотропии; B_i — постоянные магнитострикции; c_{ij} — модули упругости; u_{ij} — тензор деформаций.

Минимизация энергии (2) приводит к тому, что в состоянии равновесия тензор деформаций и множитель Лагранжа выражаются формулами

$$\begin{aligned} u_{zz}^0 &= -\frac{B_1(c_{11} + c_{12})}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})}, \\ u_{yy}^0 &= u_{xx}^0 = \frac{B_1 c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})}, \\ u_{ij}^0 &= 0, \quad i \neq j. \\ \lambda &= H_0/M_0 - 2B_1 u_{zz}^0/M_0^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Система уравнений, описывающая распространение связанных спиновых, упругих и электромагнитных волн в феррите, имеет вид [5,11,12]

$$\begin{aligned} \rho \ddot{u}_i &= \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad \sigma_{ik} = \frac{\partial F}{\partial u_{ik}}, \\ \dot{\mathbf{M}} &= g[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{ef}}] + \frac{1}{\tau M_0^2}[\mathbf{M}, [\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{ef}}]], \\ \mathbf{H}_{\text{ef}} &= -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} + \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial F}{\partial (\partial \mathbf{M} / \partial x_i)}, \\ \text{rot} \mathbf{H} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \text{div} \mathbf{B} &= 0, \quad \text{div} \mathbf{E} = 0, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ρ — плотность вещества, g — гиромангнитное отношение, τ — время поперечной релаксации в спиновой подсистеме. c — скорость света в вакууме.

Решение системы (4) находим методом малых колебаний, полагая, что все параметры системы изменяются как

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 + \mathbf{a} \exp(-i\omega t + ikz), \quad (5)$$

где \mathbf{A}_0 — равновесные значения, \mathbf{a} — малые отклонения от равновесных величин.

Используя (2), (3) и (5), получим из (4) следующую линеаризованную систему уравнений, описывающую распространение малых возмущений в ферромагнетике:

$$\begin{aligned} (c^2 k^2 / \varepsilon \omega^2 - \mu_{\pm}) h_{\pm} &= 0, \\ m_{\pm} &= \chi_{\pm} h_{\pm} / M_0, \\ u_{\pm} &= -ik B_2 \chi_{\pm} h_{\pm} / \rho (\omega^2 - \omega_i^2), \\ e_{\pm} &= \mp ick h_{\pm} / \varepsilon \omega, \end{aligned} \quad (6)$$

где $a_{\pm} = a_x \pm i a_y$ — циркулярные компоненты, $\omega_i^2 = c_{44} k^2 / \rho$, $\mu_{\pm} = 1 + 4\pi \chi_{\pm}$. Динамическая магнитная восприимчивость имеет вид

$$\begin{aligned} \chi_{\pm} &= g M_0 (\omega^2 - \omega_i^2) / [(\omega^2 - \omega_i^2) \\ &\quad \times (\omega_{sk} \mp \omega / (1 \mp i\gamma)) + \omega_i^2 \omega_{me}], \end{aligned} \quad (7)$$

где $\omega_{sk} = \omega_0 + \omega_{me} + g\alpha M_0 k^2$, $\omega_{me} = g B_2^2 / M_0 C_{44}$, $\omega_0 = \omega_A + \omega_H$, $\omega_A = 2gK/M_0$, $\omega_H = gH_0$, $K = K_1 + B_1^2 / (c_{11} - c_{12}) - B_2^2 / 2c_{44}$ — постоянная магнитной анизотропии, перенормированная магнитострикцией, $\gamma = 1 / (g M_0 \tau)$ — безразмерный параметр затухания спиновых волн. Дисперсионное уравнение системы (6) запишем в виде

$$\begin{aligned} (k^2 - k_s^2)(k^2 - k_a^2)(k^2 - k_e^2) - \frac{\xi}{\alpha} k_a^2 (k^2 - k_e^2) \\ - \frac{4\pi}{\alpha} k_e^2 (k^2 - k_a^2) = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где $k_s^2 = (\pm\omega - \omega_0) / [g\alpha M_0 (1 \mp i\gamma)]$, $k_e = \sqrt{\varepsilon} \omega / c$, $k_a = \omega / s_t$, $s_t^2 = c_{44} / \rho$, $\xi = B_2^2 / \rho s_t^2 M_0^2$ — соответственно

волновые числа невзаимодействующих спиновых, электромагнитных и упругих волн, скорость поперечного звука и безразмерный параметр магнитоупругого взаимодействия. В качестве параметра электромагнитно-спинового взаимодействия в (8) фигурирует константа 4π .

Решением дисперсионного уравнения (8) являются шесть значений волновых чисел, соответствующих шести связанным волнам, которые могут распространяться внутри феррита.

Система граничных условий для феррита состоит из условий непрерывности тангенциальных составляющих напряженности электрического и магнитного полей, непрерывности нормальных компонент векторов индукции этих же полей, отсутствия напряжений и равенства нулю производной намагниченности на поверхности ферромагнетика [5,8]. Принимая во внимание количество корней дисперсионного уравнения (8), для рассматриваемой геометрии систему граничных условий можно записать как

$$\begin{aligned} h_{0\pm} + h_{R\pm} &= \sum_{i=1}^3 h_{i\pm}, \\ e_{0\pm} + e_{R\pm} &= \sum_{i=1}^3 e_{i\pm}, \\ ic_{44} \sum_{i=1}^3 k_{i\pm} u_{i\pm} + B_2 \sum_{i=1}^3 m_{i\pm} &= 0, \\ \sum_{i=1}^3 k_{i\pm} m_{i\pm} &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где поля $h_{R\pm}$, $e_{R\pm}$ определяют отраженную от поверхности электромагнитную волну. Из условий (9) и исходной системы (6) можно получить выражение для коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхности феррита

$$R = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{\Delta_{R+}}{\Delta_{0+}} \right|^2 + \left| \frac{\Delta_{R-}}{\Delta_{0-}} \right|^2 \right). \quad (10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Delta_{R\pm} &= (\sqrt{\varepsilon} k_e + k_{1\pm})(k_{3\pm} - k_{2\pm})(k_a^2 - k_{3\pm}^2 - k_{2\pm} k_{3\pm} - k_{2\pm}^2) \\ &\times \left[(k_{1\pm}^2 - k_a^2)(k_{1\pm}^2 - k_s^2) - \frac{\xi}{\alpha} k_a^2 \right] \\ &+ \text{циклическая перестановка}. \end{aligned} \quad (11)$$

Выражение для $\Delta_{0\pm}$ получается из (11) при замене в первых скобках суммы на разность.

Вдали от точки ориентационного фазового перехода $\omega_0 \neq 0$ (т.е. $2K/M_0 + H \neq 0$ и вдали от частот ферромагнитного ω_0 , магнитоакустического $\omega_0 + \omega_{me}$ и магнитоэластического $\omega_0 + \omega_{me} + \omega_M$ ($\omega_M = 4\pi g M_0$) резонансов выражение для R значительно упрощается

$$R = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\mu_+}}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\mu_+}} \right|^2 + \left| \frac{\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\mu_-}}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\mu_-}} \right|^2 \right), \quad (12)$$

где магнитная проницаемость равна

$$\begin{aligned} \mu_{\pm} &= 1 + \frac{\omega_M(1 + \gamma^2)[\omega_{s0}(1 + \gamma^2) \mp \omega + i\gamma\omega]}{(\omega_{s0}(1 + \gamma^2) \mp \omega)^2 + \gamma^2\omega^2} \\ &= \mu'_{\pm} + i\mu''_{\pm}, \end{aligned} \quad (13)$$

$\omega_{s0} = \omega_0 + \omega_{me}$. Отметим, что частоту магнитоэластического резонанса в металлах называют частотой антирезонанса [13]. Из (13) следует, что в области значений параметров феррита

$$\omega_{s0} < \omega_M \left[\sqrt{\gamma^2 + 1} - \gamma \right] / 2\gamma \quad (14)$$

и при частотах

$$\omega_1 < \omega < \omega_2, \quad (15)$$

где

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2} \left[2\omega_{s0} + \omega_M \mp \sqrt{\omega_M^2 - 4\gamma^2\omega_{s0}(\omega_{s0} + \omega_M)} \right],$$

действительная часть магнитной проницаемости μ'_+ отрицательна. Если выполняется обратное (14) неравенство, то действительная часть магнитной проницаемости μ'_+ положительна при любых частотах. Действительная часть магнитной проницаемости μ'_- положительна при любых значениях параметров феррита и частотах. При выполнении неравенств (14) и (15) и при $\gamma \ll 1$ формулу (12) для коэффициента отражения электромагнитных волн можно записать следующим образом:

$$R = (\varepsilon + \mu_-) / (\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\mu_-})^2.$$

В остальных случаях формула (12) принимает вид ($\gamma \ll 1$)

$$R = \frac{(\varepsilon - \sqrt{\mu_+\mu_-})^2 + \varepsilon(\sqrt{\mu_+} - \sqrt{\mu_-})^2}{[\varepsilon + \sqrt{\varepsilon}(\sqrt{\mu_+} + \sqrt{\mu_-}) + \sqrt{\mu_+\mu_-}]^2}.$$

Анализ поведения коэффициента отражения электромагнитных волн в зависимости от частоты, внешнего постоянного магнитного поля и параметров феррита проведем с помощью численных расчетов. При этом воспользуемся значениями постоянных, типичными для ферритов, $M_0 = 500$ Ое, $g = 2 \cdot 10^7$ с⁻¹ · Ое⁻¹, $\varepsilon = 10$, $s_l = 3 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 5$ г/см³.

На рис. 1, 2 представлена зависимость коэффициента отражения электромагнитных волн от частоты вдали от точки и в точке ориентационного фазового перехода.

Из рис. 1 следует, что коэффициент отражения электромагнитных волн вдали от точки ориентационного фазового перехода проявляет аномалии только в области частот (15), в которой может быть отрицательной действительная часть магнитной проницаемости μ'_+ . При положительной константе анизотропии (рис. 1, а) из-за большого значения частоты ω_0 ($\omega_0 \approx \omega_M$) по сравнению с частотой ω_{me} вдали от точки ориентационного фазового перехода пики, отвечающие ферромагнитному,

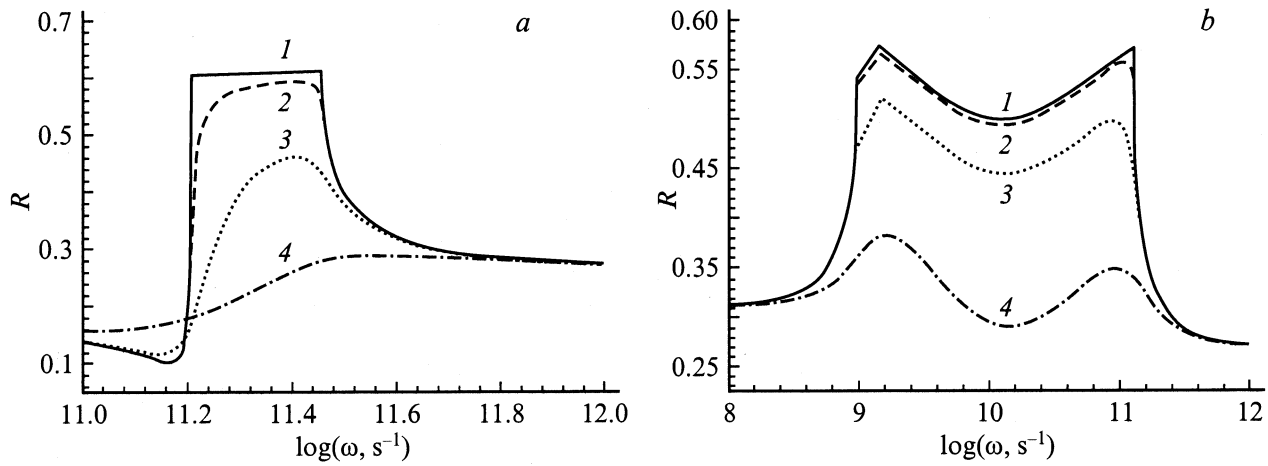


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечного феррита вдали от точки ориентационного фазового перехода при $H = 4050$ Ое, $B_2 = 10^7$ эрг/см³. $K = 10^6$ (а) и -10^6 эрг/см³ (б). $\gamma = 0$ (1), 0.01 (2), 0.1 (3) и 0.5 (4).

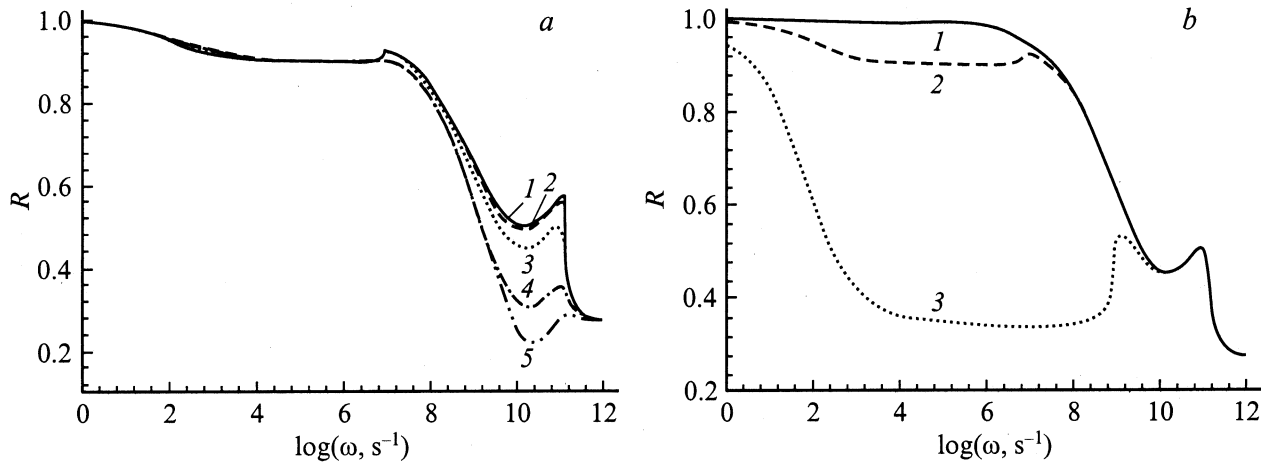


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечного феррита в точке ориентационного фазового перехода при $H = 4000$ Ое, $K = -10^6$ эрг/см³. а — $B_2 = 10^7$ эрг/см³; $\gamma = 0$ (1), 0.01 (2), 0.1 (3), 0.5 (4), 1 (5). б — $\gamma = 0.1$; $B_2 = 10^6$ (1), 10^7 (2), 10^8 эрг/см³ (3).

магнитоакустическому и магнитоакустическому резонансам, не разрешаются. В области отрицательных μ'_+ и при малом коэффициенте затухания спиновых волн коэффициент отражения R достаточно велик и практически постоянен. При увеличении затухания спиновых волн R в области отрицательных μ'_+ значительно уменьшается. В случае малого затухания спиновых волн перед существенным возрастанием коэффициент отражения также уменьшается. Эта ситуация соответствует совпадению динамической магнитной проницаемости μ'_+ и диэлектрической постоянной ϵ . При отрицательной константе анизотропии и выбранном значении магнитного поля (рис. 1, б) частота ω_0 меньше частоты ω_M . Это приводит к тому, что пики, отвечающие трем указанным выше резонансам, разрешаются. Величина пиков и значение коэффициента отражения в области между пиками резко уменьшаются при увеличении затухания спиновых волн. Анализ поведения коэффициента отражения в зависимо-

сти от величины постоянной магнитоакустической B_2 показывает, что вдали от точки ориентационного фазового перехода эта зависимость является слабой.

В точке ориентационного фазового перехода величина R имеет четко выраженные пики в области всех резонансов (рис. 2). В окрестности ферромагнитного и магнитоакустического резонансов величина пиков значительно больше, чем при магнитоакустическом резонансе, а в области частот, меньших магнитоакустического резонанса ($\omega < \omega_{me}$), значение R может быть близко к единице. Величина пика в области магнитоакустического резонанса существенно зависит от значения коэффициента затухания спиновых волн, в то время как в области двух других резонансов эта зависимость незначительна. Из рис. 2, б видно, что коэффициент отражения электромагнитных волн сильно зависит от значения постоянной магнитоакустической. При увеличении магнитоакустической величина пика в области ферромагнитного

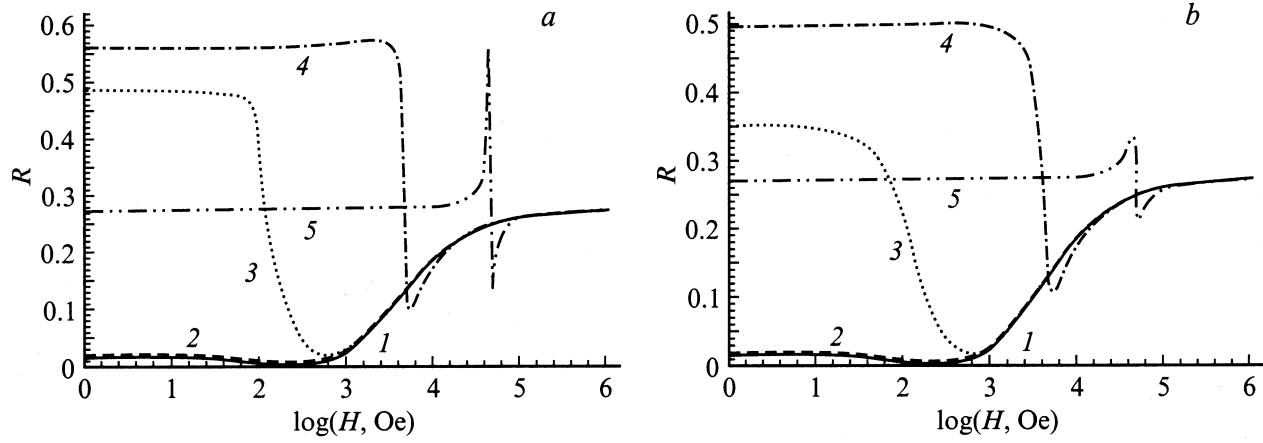


Рис. 3. Полевые зависимости коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечного феррита при различных значениях частоты падающей волны. $\omega = 1 \cdot 10^8$ (1), $1 \cdot 10^9$ (2), $1 \cdot 10^{10}$ (3), $1 \cdot 10^{11}$ (4) и $1 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (5). $K = 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $B_2 = 10^7 \text{ erg/cm}^3$, $\gamma = 0.01$ (a) и 0.1 (b).

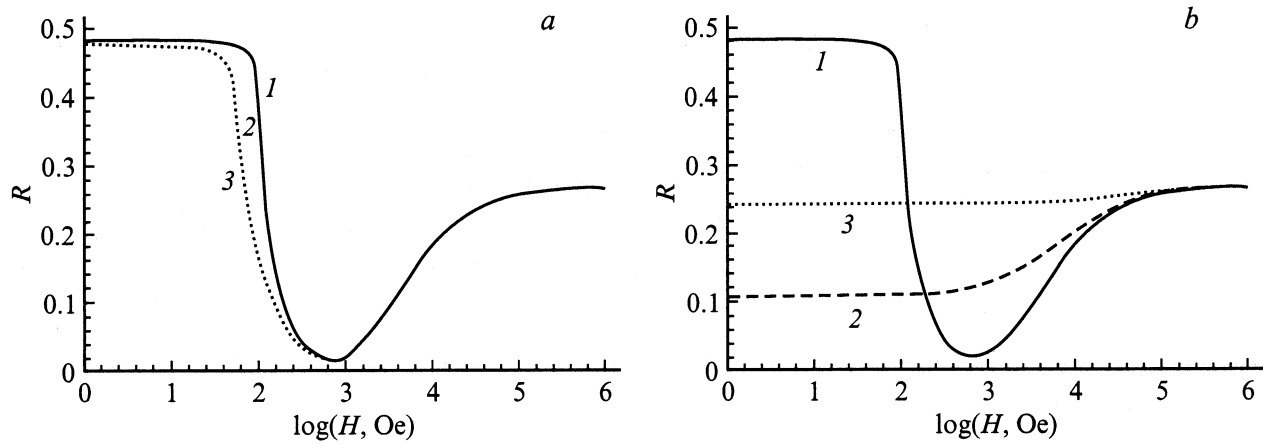


Рис. 4. Полевые зависимости коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечного феррита. a — при различных значениях постоянной магнитострикции: $B_2 = 10^6$ (1), 10^7 (2) и 10^8 erg/cm^3 (3); $K = 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $\omega = 1 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 0.01$. b — при различных значениях постоянной анизотропии: $K = 10^5$ (1), 10^6 (2) и 10^7 erg/cm^3 (3); $B_2 = 10^7 \text{ erg/cm}^3$, $\omega = 1 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 0.01$.

и магнитоакустического резонансов уменьшается. Таким образом, в точке ориентационного фазового перехода при типичных значениях постоянной магнитострикции в большом интервале частот коэффициент отражения электромагнитных волн может быть близок к единице и практически не зависит от коэффициента затухания спиновых волн.

Из (13) следует, что в области частот $\omega \ll \omega_0 + \omega_{\text{ме}}$ динамическая магнитная проницаемость $\mu_+ = \mu_- = \mu$, где

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M(1 + \gamma^2)[\omega_{s0}(1 + \gamma^2) + i\gamma\omega]}{\omega_{s0}^2(1 + \gamma^2) + \gamma^2\omega^2} = \mu' + i\mu'' \quad (16)$$

В указанном приближении при $\varepsilon = \mu'$ коэффициент отражения электромагнитных волн достигает минималь-

ного значения, равного

$$R_{\text{min}} = \frac{\mu''^2}{(\sqrt{\mu' + r} + \sqrt{2\mu'})^2(\mu' + r)}, \quad (17)$$

где $r = \sqrt{\mu'^2 + \mu''^2}$. Условие $\varepsilon = \mu'$ при $\gamma \ll 1$ может быть записано в виде

$$\omega_A + \omega_H = \frac{\omega_M}{\varepsilon - 1} - \omega_{\text{ме}} \quad (18)$$

Отсюда следует, что коэффициент отражения может достичь минимального значения (17) только в тех веществах, в которых $\omega_M/(\varepsilon - 1) > \omega_{\text{ме}}$. Это условие в ферритах выполняется практически всегда. Из (18) также видно, что управлять коэффициентом отражения электромагнитных волн можно либо с помощью изменения магнитного поля (слагаемое ω_H), либо за счет изменения температуры (слагаемое ω_A). Если феррит подвергнуть

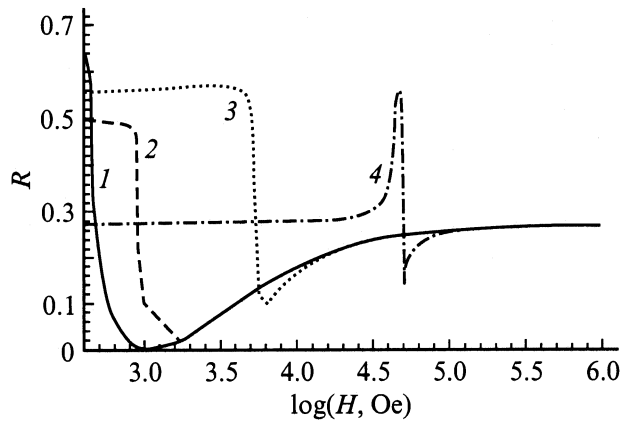


Рис. 5. Полевые зависимости коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечного феррита при частоте падающей волны $\omega = 1 \cdot 10^9$ (1), $1 \cdot 10^{10}$ (2), $1 \cdot 10^{11}$ (3), $1 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (4) и отрицательной константе анизотропии ($K = -10^5 \text{ erg/cm}^3$). $B_2 = 10^7 \text{ erg/cm}^3$. $\gamma = 0.01$.

действию упругих напряжений, то тогда в (18) будет входить слагаемое, содержащее эти напряжения. В таком случае появляется еще одна возможность управления коэффициентом отражения электромагнитных волн — с помощью упругих напряжений.

Оценим, например, величину магнитного поля, при котором $R = R_{\min}$ (в приближении $\omega \ll \omega_0 + \omega_{\text{ме}}$) для типичных значений постоянного феррита (см. выше) и $K = -10^6 \text{ erg/cm}^3$, $B_2 = 10^6 \text{ erg/cm}^3$. Подставляя эти значения в (18) и рассчитывая с помощью данной формулы величину H , получаем, что коэффициент отражения электромагнитных волн достигает минимального значения в поле $H \approx 4 \text{ кОе}$. Это значение является вполне доступным для эксперимента. Из условия $\omega \ll \omega_0 + \omega_{\text{ме}}$ следует, что частоты, при которых может быть достигнуто существенное уменьшение R , лежат в интервале, включающем область СВЧ-диапазона ($\omega_0 + \omega_{\text{ме}} \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$).

Зависимость коэффициента отражения электромагнитных волн от величины магнитного поля при различных частотах и положительной константе анизотропии представлена на рис. 3. Видно, что действительно в интервале частот $\omega \ll \omega_0 + \omega_{\text{ме}}$ при типичных значениях постоянных магнитострикции имеет место anomalous уменьшение R (вплоть до нуля). Как следует из (16), в области полей $H < \omega_A/g$ в данном интервале частот коэффициент отражения практически не зависит от величины постоянного магнитного поля. Из сравнения рис. 3, *a* и *b* следует, что затухание спиновых волн при частотах $\omega \ll \omega_0 + \omega_{\text{ме}}$ слабо влияет на величину коэффициента отражения электромагнитных волн.

Анализ полевой зависимости коэффициента отражения при изменении величины постоянной магнитострикции показывает, что в области СВЧ-диапазона отличие R для магнитоупругих постоянных в интервале $B_2 \sim 1 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$ составляет 1–2% (рис. 4, *a*). Более сильной является зависимость коэффи-

циента отражения от величины постоянной анизотропии (рис. 4, *b*).

На рис. 5 представлена полевая зависимость коэффициента отражения при отрицательной константе анизотропии. Видно, что в интервале частот $\omega \ll \omega_0 + \omega_{\text{ме}}$ при уменьшении магнитного поля перед точкой ориентационного фазового перехода величина R существенно уменьшается, достигая минимального значения (17) при выполнении условия (16). В точке ориентационного фазового перехода, наоборот, коэффициент отражения достигает максимальной величины.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирован простой способ существенного увеличения и уменьшения коэффициента отражения электромагнитных волн от поверхности полубесконечного непроводящего феррита при экспериментально достижимых значениях частот, температур и магнитных полей, что является важным с прикладной точки зрения. Показано, что учет затухания спиновых волн может не оказывать существенного влияния на anomalous изменение коэффициента отражения электромагнитных волн.

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982).
- [2] Ю.Н. Казанцев, М.В. Костин, Г.А. Крафтмахер, В.В. Шевченко. Письма в ЖТФ **17**, 22, 19 (1991).
- [3] Ю.Н. Казанцев, Г.А. Крафтмахер. Письма в ЖТФ **19**, 20, 74 (1993).
- [4] Ю.Н. Казанцев, Г.А. Крафтмахер. Письма в ЖТФ **21**, 17, 61 (1995).
- [5] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967).
- [6] А.А. Мухин, А.С. Прохоров. Тр. ИОФАН АН СССР **25**, 162 (1990).
- [7] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. ФТТ **33**, 11, 3284 (1991).
- [8] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. ФТТ **34**, 11, 3408 (1992).
- [9] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. Акуст. журн. **40**, 1, 158 (1994).
- [10] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.С. Романов, В.Г. Шавров. Вестн. Челяб. ун-та. Сер. 6. Физика **1**, 96 (1998).
- [11] А.Н. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994).
- [12] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. ФММ **66**, 2, 222 (1988).
- [13] М.И. Каганов. ФММ **7**, 2, 288 (1959).