

06

Поверхностные и объемные волны в структуре ферродиелектрик—магнитоактивный метаматериал

© Л.Д. Филатов, Д.И. Семенов[†]

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия

[†] e-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступило в Редакцию 11 ноября 2015 г. В окончательной редакции 27 июня 2016 г.)

Исследована возможность распространения поверхностных волн на границе ферродиелектрика и метаматериала, состоящего из решетки аморфных ферромагнитных микропроводков, помещенных в диэлектрическую матрицу. Получены и проанализированы дисперсионные зависимости для управляемого внешним магнитным полем ТЕ волны, найдены частотные области, в которых реализованы поверхностные, т.е. локализованные, частично локализованные и объемные волны. Для поверхностных волн определены основные волновые характеристики. Показано также, что ТМ волна в рассматриваемой структуре поверхностной быть не может.

DOI: 10.21883/JTF.2017.01.44020.1655

Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованию электро-динамических свойств метаматериалов и различных волновых процессов в них [1–6]. К таким волновым процессам относятся поверхностные волны, локализованные вблизи границы раздела двух сред, одной из которых является метаматериал [7–10]. Известно, что в области частот, где диэлектрическая или магнитная проницаемости (ДП и МП) одной из граничащих сред принимает отрицательные значения, вдоль плоской границы раздела возможно распространение поверхностных волн или поверхностных поляритонов (ПП) [11,12]. В немагнитных структурах за счет отрицательности ДП одной из сред реализуются ПП с поляризацией ТМ типа, которые не управляются магнитным полем [13–15]. Для реализации в структуре ПП, управляемых магнитным полем, МП одной из сред в рабочем частотном диапазоне должна принимать отрицательные значения [16–18].

Важное прикладное значение приобретают метаматериалы, реализуемые на основе решеток из микропроводов в непроводящей матрице [19–22]. Так, в работе [21] реализована структура на основе матрицы из стекла и микропроводков из ферромагнитного аморфного сплава FeCoCrBSi, ее модель использовалась в работе [5]. В настоящей работе обсуждаются условия существования и волновые характеристики объемных и поверхностных волн в структуре с плоской границей раздела подобного метаматериала и ферродиелектрика. Материальные параметры обеих сред в исследуемом частотном диапазоне зависят от приложенного магнитного поля. Под ферродиелектриком мы понимаем материал, обладающий спонтанным магнитным моментом и не обладающий проводимостью, т.е. поглощением [23,24]. В СВЧ диапазоне данному определению наиболее полно отвечает феррит $Y_3Fe_5O_{12}$, параметры которого далее мы будем использовать при численном анализе.

1. Материальные соотношения

Будем считать, что область $z < 0$ занимает феррит, для которого ДП ϵ_f в исследуемом СВЧ диапазоне является константой. Область $z > 0$ занимает метаматериал, представляющий собой помещенную в диэлектрическую матрицу с ДП ϵ_d решеточную структуру из параллельных оси X магнитных микропроводков радиуса a , расположенных на расстоянии b друг от друга. При статическом магнитном поле H , параллельном оси Y , тензоры МП каждой из сред имеют отличные от нуля диагональные компоненты $\mu_{xx} = \mu_{zz} = \mu_\alpha$, $\mu_{yy} = 1$ и недиагональные $\mu_{xz} = -\mu_{zx} = ik_\alpha$ (индексы $\alpha = m, f$ относятся к метаматериалу и ферриту), где

$$\mu_{m,f} = 1 + \frac{\omega_{m,f}\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad k_{m,f} = \frac{\omega\omega_{m,f}}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (1)$$

Здесь введены характерные частоты структуры $\omega_m = (2\pi a/b)^2\gamma M_c$, $\omega_f = 4\pi\gamma M_f$ и частота магнитного резонанса $\omega_0 = \gamma H$, где γ — магнитомеханическое отношение, M_f и M_c — намагниченности феррита и магнитных микропроводков.

В случае распространения волны вдоль оси X константы распространения в каждой из сред $\beta_\alpha = k_0\sqrt{\epsilon_\alpha\mu_\alpha^\perp}$. В случае поперечного (по отношению к магнитному полю) распространения волны эффективная магнитная проницаемость феррита имеет вид [24]

$$\mu_f^\perp = 1 + \frac{\omega_f(\omega_0 + \omega_f)}{\omega_0(\omega_0 + \omega_f) - \omega^2}. \quad (2)$$

Если длина распространяющейся в структуре волны $\lambda \gg b$, метаматериал можно считать однородной средой со средней намагниченностью $M_m = \eta M_e$, где M_e — намагниченность материала проводков, а $\eta = \pi a^2/b^2$ — объемная концентрация проводника в среде. В случае поперечного подмагничивания эффективную МП метаматериала можно определить выражением [5]

$$\mu_m^\perp = \left(1 + \frac{\omega_m(\omega_0 + \omega_m)}{\omega_0(\omega_0 + \omega_m) - \omega^2}\right)F(\omega, \sigma). \quad (3)$$

Зависимость величины μ_m^\perp от проводимости проводков σ определяется функцией

$$F(\omega, \sigma) = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\eta\sigma}{\varepsilon_d\omega} \right)^2} \right). \quad (4)$$

С точки зрения симметрии, при заданной ориентации проводков метаматериал может быть отнесен к одноосным кристаллам с диагональным тензором ДП с компонентами, вид которых зависит от типа волны, распространяющейся в среде. Так, составляющей волнового поля E_x отвечает компонента тензора $\varepsilon_x = \varepsilon_{\parallel}$, а составляющим E_y и E_z отвечают компоненты $\varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon_{\perp}$. Указанные компоненты представляются в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\parallel} &= (1 - \eta)\varepsilon_d + \eta\varepsilon_c \approx \varepsilon_d + \eta\varepsilon_c, \\ \varepsilon_{\perp} &= \frac{\varepsilon_d\varepsilon_c}{(1 - \eta)\varepsilon_c + \eta\varepsilon_d} \approx \varepsilon_d, \end{aligned} \quad (5)$$

где ε_c — ДП проводника, которая в пренебрежении потерями запишется в виде

$$\varepsilon_c = \varepsilon_0 - (\omega_p/\omega)^2, \quad (6)$$

где ε_0 — вклад кристаллической решетки проводника, а плазменная частота для микропроводков определяется соотношением [7,19]

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{b^2 \ln(b/2\pi a)}. \quad (7)$$

Приближенные соотношения (5) записаны с учетом малости величины η .

На рис. 1 приведены частотные зависимости эффективной МП метаматериала μ_m^\perp и феррита μ_f^\perp (сплошная и штриховая линии), а также частотная зависимость компонент ДП метаматериала ε_{\parallel} и ε_{\perp} (сплошная и штриховая линии). При построении указанных зависимостей использовались следующие параметры: для метаматериала $M_c = 500$ Gs, $\sigma = 10^{16}$ s⁻¹, $\varepsilon_d = 2.25$, $\varepsilon_0 = 2.5$, $a = 10^{-3}$ cm, $b = 10^{-1}$ cm, $\omega_p = 1.25 \cdot 10^{12}$ s⁻¹, $\omega_m = 3.47 \cdot 10^7$ s⁻¹, для феррита намагниченность насыщения $4\pi M_f = 1760$ Gs, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (s · Oe)⁻¹, $\varepsilon_f = 14$ (в СВЧ диапазоне). На рисунке приведены несколько характерных частот, каждая из которых определяется следующим образом. Частота $\omega_1 = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)}$ является резонансной частотой метаматериала и определяется полюсом функции μ_m^\perp , а частота $\omega_2 = \omega_0 + \omega_m$ — нулем этой функции. Аналогичные частоты определяются и для поперечно намагниченного феррита: $\mu_f^\perp \rightarrow \infty$ имеет место при $\omega_3 = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_f)}$, $\mu_f^\perp = 0$ при $\omega_4 = \omega_0 + \omega_f$. На частоте

$$\omega_5 = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_0 + (\eta^{-1} - 1)\varepsilon_d} \quad (8)$$

величина ε_{\parallel} обращается в нуль, а при $\omega \leq \omega_5$ она становится отрицательной.

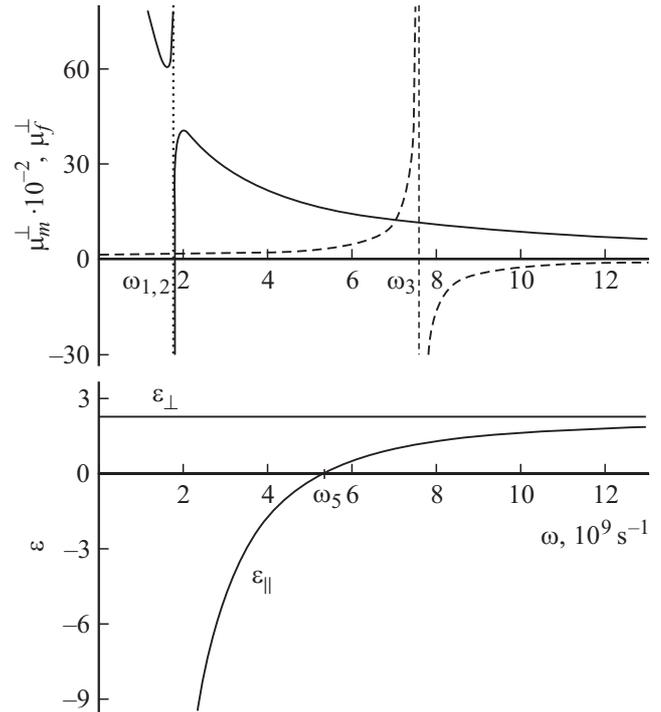


Рис. 1. Частотные зависимости МП μ_m^\perp и μ_f^\perp (сплошная и штриховая линии) и ДП ε_{\perp} и ε_{\parallel} (сплошная и штриховая линии).

Эффективными параметрами метаматериала можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, изменяя частоту ω_0 . Так, при фиксированной частоте μ_m^\perp принимает отрицательные значения в области значений поля

$$(\omega - \omega_m)/\gamma < H < (\sqrt{\omega_m^2 + 4\omega^2} - \omega_m)/2\gamma. \quad (9)$$

Наличие частотных областей, для которых $\mu_m^\perp < 0$, $\mu_f^\perp < 0$ и $\varepsilon_{\parallel} < 0$, указывает на возможность реализации в структуре поверхностных волн плазмон-поляритонного типа обеих ортогональных поляризаций — ТМ и ТЕ.

2. Дисперсионное соотношение для ТМ волны

В этом случае волновыми компонентами поля являются E_x, H_y, E_z . Для указанной поляризации в волновые уравнения для каждой из граничащих сред входит компонента тензора МП μ_{yy} , которая при выбранной ориентации внешнего магнитного поля от величины этого поля не зависит и равна единице. Поэтому на динамику волны этого типа внешнее поле не влияет. С учетом гармонических зависимостей волновых полей от времени их величины пропорциональны фактору $\exp(i\omega t)$, который далее опускаем. При этом уравнения для тангенциальных (по отношению к границе раздела

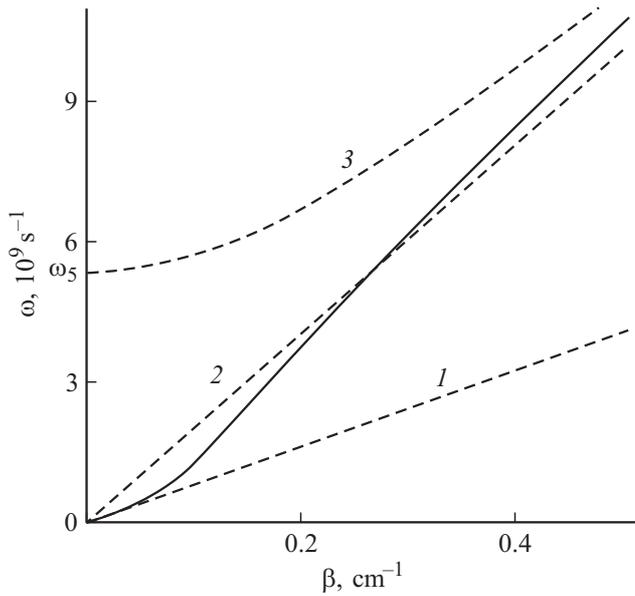


Рис. 2. Дисперсионная зависимость $\omega(\beta)$ для объемной ТМ волны в структуре.

сред) компонент волнового поля имеют вид

$$\frac{d^2 H_y}{dz^2} - q_{f,m}^2 H_y = 0, \quad E_x = -\frac{i}{k_0 \varepsilon_{f,m}} \frac{dH_y}{dz}, \quad (10)$$

где поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред

$$q_f^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_f, \quad q_m^2 = (\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}) (\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}), \quad (11)$$

где β — продольная компонента волнового вектора (константа распространения), $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, $\varepsilon_m = \varepsilon_x = \varepsilon_{\parallel}$. Если волна является поверхностной, то ее магнитное поле может быть представлено в виде

$$H_y(x, z) = H_0 \exp(-i\beta x) \begin{cases} \exp(-q_m z), & z > 0, \\ \exp(q_f z), & z < 0. \end{cases} \quad (12)$$

С учетом (12) и граничного условия $E_{x1}(0) = E_{x2}(0)$ приходим к дисперсионным соотношениям для этого типа волны

$$\frac{q_f}{\varepsilon_f} + \frac{q_m}{\varepsilon_{\parallel}} = 0, \quad \beta = k_0 N_{\text{eff}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_f \varepsilon_{\perp} (\varepsilon_f - \varepsilon_{\parallel})}{\varepsilon_f^2 - \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}}, \quad (13)$$

где N_{eff} — эффективный показатель преломления ТМ волны в рассматриваемой структуре. Для волны, локализованной вблизи границы раздела со стороны обеих сред, должны выполняться условия $q_{m,f} > 0$. Так как $\varepsilon_f > 0$, в частотной области существования ПП необходимо выполнение условия $\varepsilon_{\parallel} < 0$. Такая область существует ($\omega < \omega_5$), однако для этой области в соответствии с (11) $q_m^2 < 0$, что противоречит условию существования поверхностной волны.

Дисперсионные соотношения (13) описывают поведение волны ТМ типа, которая может быть локализованной вблизи границы раздела только в феррите, тогда как в метаматериале она остается объемной. Зависимость $\omega(\beta)$ для волны этого типа представлена на рис. 2 сплошной кривой. Асимптотами для этой кривой в разных областях частотного спектра являются две линейные зависимости $\omega = c_{d,f} \beta$ (штриховые линии 1 и 2) — фотонные линии в матрице метаматериала и в феррите, а также зависимость $\omega = c_{\parallel} \beta$ (штриховая кривая 3) — дисперсионная кривая для объемной волны в эффективной среде с ДП $\varepsilon_{\parallel}(\omega)$. Здесь $c_{d,f} = c/\sqrt{\varepsilon_{d,f}}$ и $c_{\parallel}(\omega) = c/\sqrt{\varepsilon_{\parallel}(\omega)}$ — фазовые скорости объемных волн в соответствующих средах.

3. Дисперсионное соотношение для ТЕ волны

В этом случае волновыми компонентами поля являются H_x, E_y, H_z . При этом уравнения для тангенциальных компонент волнового поля имеют вид

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} - q_{f,m}^2 E_y = 0, \quad H_x = -\frac{i}{k_0 \mu_{\perp}^{\alpha}} \left(\frac{dE_y}{dz} + \frac{\kappa_{\alpha}}{\mu_{\alpha}} \beta E_y \right), \quad (14)$$

где поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред

$$q_f^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_f \mu_{\perp}^f, \quad q_m^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp} \mu_{\perp}^m. \quad (15)$$

Координатную зависимость электрического поля этой поверхностной волны запишем в виде

$$E_y(x, z) = E_m \exp(-i\beta x) \begin{cases} \exp(-q_m z), & z > 0, \\ \exp(q_f z), & z < 0, \end{cases} \quad (16)$$

где $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме. Учитывая равенство $H_{x1}(0) = H_{x2}(0)$, приходим к дисперсионному соотношению

$$\frac{q_m}{\mu_m^{\perp}} + \frac{q_f}{\mu_f^{\perp}} = \beta G(\omega, H), \quad (17)$$

где зависящая от частоты и внешнего поля функция $G(\omega, H)$ имеет вид

$$G(\omega, H) = \frac{\kappa_m}{\mu_m \mu_m^{\perp}} - \frac{\kappa_f}{\mu_f \mu_f^{\perp}}. \quad (18)$$

Уравнение (17) можно представить следующим образом:

$$A\beta^4 + B\beta^2 - C = 0, \quad (19)$$

где введены обозначения:

$$A = [(\kappa_m / \mu_m \mu_m^{\perp} - \kappa_f / \mu_f \mu_f^{\perp})^2 - (\mu_m^{\perp})^{-2} - (\mu_f^{\perp})^{-2}]^2 - 4/(\mu_m^{\perp} \mu_f^{\perp})^2,$$

$$B = 4(\mu_f^\perp \varepsilon_f + \mu_m^\perp \varepsilon_\perp) / (\mu_m^\perp \mu_f^\perp)^2 + 2(\varepsilon_\perp / \mu_m^\perp + \varepsilon_f / \mu_f^\perp) \times [(\kappa_m / \mu_m \mu_m^\perp - \kappa_f / \mu_f \mu_f^\perp)^2 - (\mu_m^\perp)^{-2} - (\mu_f^\perp)^{-2}],$$

$$C = (\varepsilon_\perp / \mu_m^\perp - \varepsilon_f / \mu_f^\perp)^2.$$

Решение уравнения (19) можно представить в виде

$$\beta_\pm^2 = k_0^2 \frac{-B \pm \sqrt{B^2 + 4AC}}{2A}. \quad (20)$$

Анализ приведенных выражений показывает, что распространяющемуся ПП может отвечать только одна ветвь β_+ , для которой на всем интервале частот $\beta_+^2 > 0$ (далее β_+ будем обозначать β).

Одной из важных характеристик является глубина залегания поля поверхностной волны в каждой из сред, которая в отсутствие поглощения определяется выражением $\lambda = 1/q$. На характер волны в структуре указывает знак величины q^2 в каждой из сред. Там, где q^2 положительно, и для феррита, и для метаматериала реализуется поверхностная волна. Видно, что в спектре имеется только один узкий частотный интервал $\omega_1 < \omega < \omega_2$, где это условие выполняется. Вне этого интервала реализуются состояния либо с частичной локализацией волны со стороны одной из сред (это области (ω_2, ω_f) и $\omega > \omega_4$), либо с отсутствием локализации, когда в структуре распространяется объемная волна (это область $\omega_f < \omega < \omega_4$). Видно, что в узкой частотной области $\omega_1 < \omega < \omega_2$ наблюдается максимум локализации и следующий за ним резкий переход волны из поверхностной в объемную. Степенью локализации поля ТЕ волны можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, которое реализует перестройку дисперсионного спектра ПП.

4. Численный анализ

В отличие от стандартного дисперсионного соотношения (13) для поверхностных волн с нулевой правой частью, которое требует отрицательности диэлектрической проницаемости одной из сред, в случае волны ТЕ типа знак правой части уравнения (17) может быть как отрицательным, так и положительным. Знак величины G меняется с ростом частоты, и выше частоты ω_2 эта величина остается положительной. С учетом возможности разного знака величины $G(\omega, H)$ требованием существования ПП в структуре является только положительность величин q_m^2 и q_f^2 , частотная зависимость которых приведена на рис. 3 (сплошная и штриховая кривые). Существование в структуре ПП возможно в частотных областях, отвечающих совместному выполнению условий $q_m^2 > 0$ и $q_f^2 > 0$. В соответствии с приведенными зависимостями такие области могут находиться лишь в узком частотном интервале, выделенном на рисунке рамкой. На остальных частотных интервалах распространяющаяся в структуре волна является либо полностью объемной (где $q_m^2 < 0$ и $q_f^2 < 0$), либо локализованной вблизи границы раздела со стороны феррита (где $q_m^2 < 0$, а $q_f^2 > 0$).

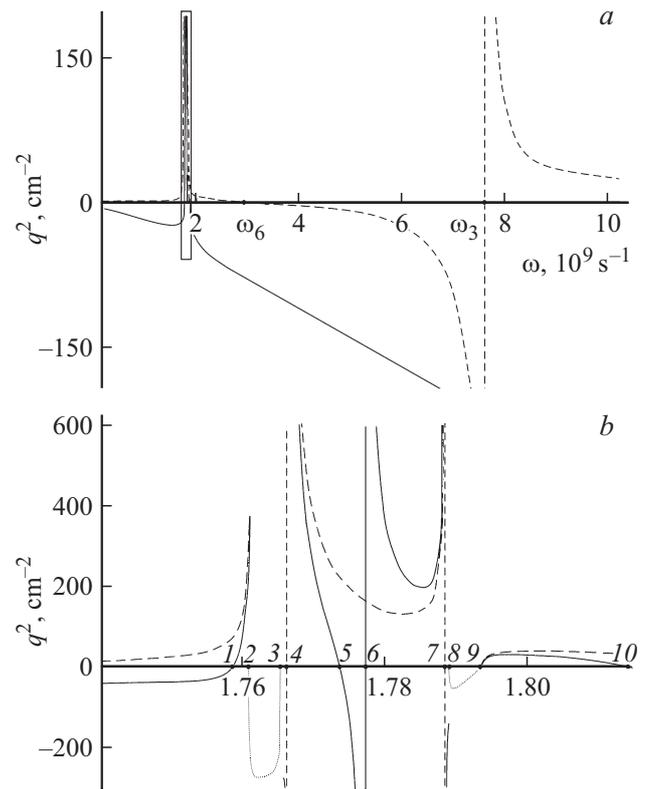


Рис. 3. Частотные зависимости величин q^2 для метаматериала и феррита (сплошная и штриховая линии) на большом (а) и малом (б) частотном интервалах, пунктирная линия — $\text{Im } q^2(\omega)$ на интервале (ω_1, ω_2) .

В увеличенном масштабе приведены частотные зависимости величин q_m^2 и q_f^2 на частотном интервале, выделенном на рис. 3, а рамкой. Видно, что ПП могут распространяться в структуре на частотных участках (1, 2), (4, 5), (6, 7) и (9, 10). На интервалах (2, 3) и (4, 5) величины q_m^2 и q_f^2 становятся равными и чисто мнимыми, при этом $q_m = q_f = (1 - i)q/\sqrt{2}$, где q — действительная величина. Это означает, что распространяющаяся вдоль границы раздела сред волна в указанных частотных интервалах также является поверхностной с экспоненциально спадающей амплитудой и зависящей от координаты z фазой.

На рис. 4 приведены дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для ТЕ волны, полученные при значениях внешнего магнитного поля $H_0 = (100, 115)$ Ое (сплошные и штриховые кривые). Окрестность области аномальной дисперсии $\omega_1 < \omega < \omega_2$, в которой проницаемость метаматериала $\mu_m^\perp < 0$ приведена в увеличенном по частоте масштабе. Из приведенных зависимостей следует, что с ростом внешнего поля указанная область смещается в область более высоких частот. Как было показано выше, существование ПП возможно лишь в области $\omega_1 < \omega < \omega_2$. На остальных участках спектра имеет место либо частичная локализация волнового поля вблизи границы раздела со стороны одной из сред, либо реализуется объемная волна.

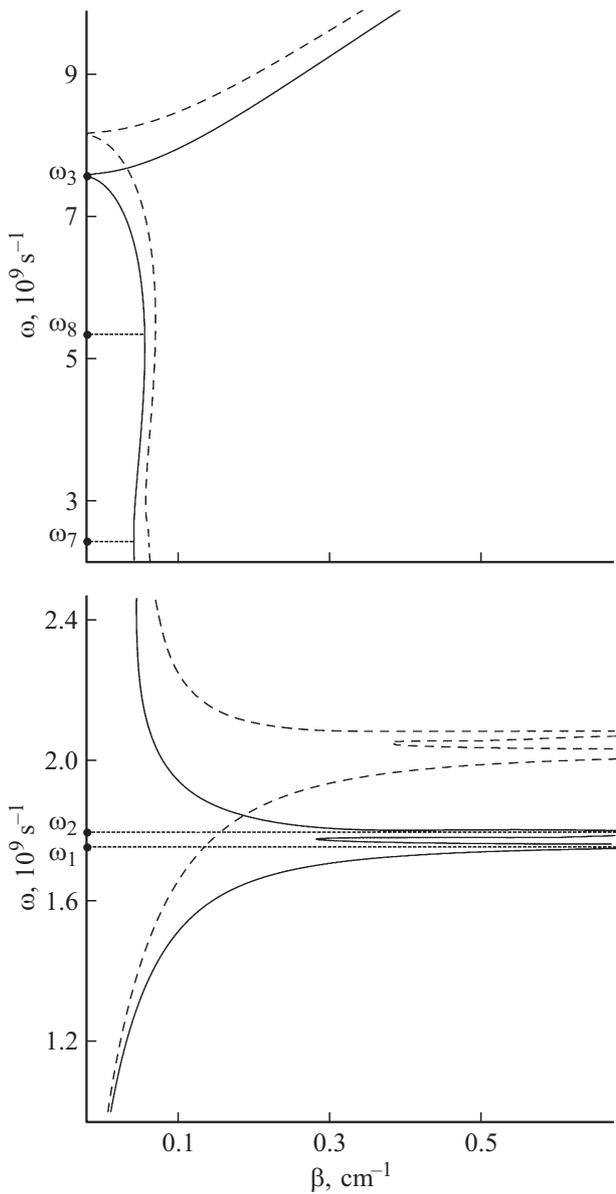


Рис. 4. Дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для ТЕ волны при $H = (100, 150)$ Ое (сплошная и штриховая кривые).

Рассматриваемый тип волны является магнитоуправляемым. На рис. 5 представлена зависимость от внешнего магнитного поля константы распространения, которая отвечает частотам $\omega = (1.77, 2.1) \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ (рис. 5, а, кривые 1, 2). На рис. 5, б в увеличенном по полю масштабе приведен участок указанной зависимости (для $\omega = 2.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$), на котором точками выделены характерные поля h_i . Ниже приведены выражения для этих полей

$$h_{1,3} = \frac{\sqrt{4[\omega(1+F) \mp (F\omega_m - \omega_f)](F+1)\omega - (F\omega_m + \omega_f)^2 - F\omega_m - \omega_f}}{2\gamma(F+1)},$$

$$h_2 = \frac{\omega}{\gamma} + \frac{\omega_f - F\omega_m}{\gamma(F-1)}, \quad h_4 = \frac{\omega}{\gamma}. \quad (21)$$

Указанные поля для частоты $\omega = 2.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ принимают следующие значения: $h_{1-4} = 117.35, 117.77, 118.9, 119.32$ Ое. Поля h_{2-4} определяют асимптотические значения для дисперсионных ветвей $\beta(H)$ при фиксированной частоте.

Одной из важных характеристик является глубина залегания поля волны в каждой из сред, которая в отсутствие поглощения определяется выражением $\lambda_{m,f} = 1/q_{m,f}$. Если обе величины $q_{m,f}$ действительны, то глубина залегания поля волны в каждой из сред конечна и возможно существование поверхностной волны. Возможны также состояния с одной действительной величиной — q_f . В этом случае имеет место частичная локализация волны — только со стороны феррита. Если же $q_{m,f}$ являются чисто мнимыми, то локализация отсутствует и в структуре распространяется объемная волна. Максимумы локализации наблюдаются на частотах, близких к точкам 4 (справа) и 7 (слева). Минимальные значения глубины залегания $\lambda_m \approx 1.35 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ и $\lambda_f \approx 1.51 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$. При переходе через эти точки наблюдается резкий переход поверхностной волны в объемную.

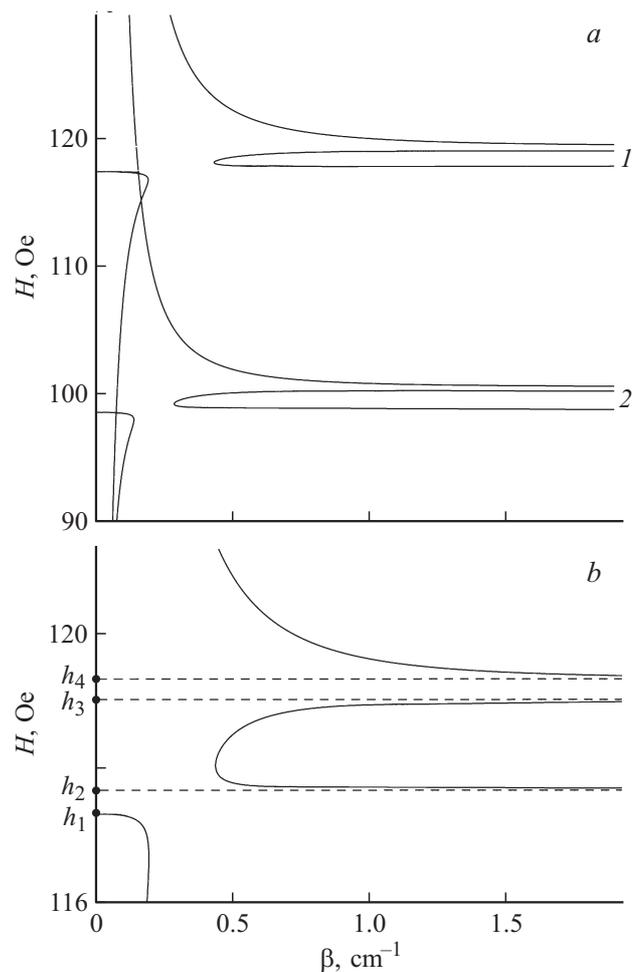


Рис. 5. Полевая зависимость константы распространения ТЕ волны при $\omega = (1.77, 2.1) \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ (а, кривые 1, 2) и увеличенная по масштабу зависимость на частоте $\omega = 2.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ (б).

Групповая и фазовая скорости

На основе приведенных выше дисперсионных соотношений построены частотные зависимости фазовой $v_{ph} = \omega/\beta = c/N_{eff}$ и групповой скорости собственных волн структуры. Для ТМ волны групповая скорость [25]

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = c(N_{eff} + \omega dN_{eff}/d\omega)^{-1} \quad (22)$$

на исследуемом участке спектра положительна и больше фазовой скорости, так как в рассматриваемой области частот для данного типа волны реализуется нормальная дисперсия, т.е. $dN_{eff}/d\omega > 0$. Из представленных на рис. 6 зависимостей следует, что на всем частотном интервале $v_g < v_{ph}$, но с ростом частоты обе скорости асимптотически стремятся к величине $v_{TM} = c/\sqrt{\epsilon_d + \eta\epsilon_0}$, которая для выбранных параметров структуры принимает значение $v_{TM} = 0.67c$. При этом существенного замедления ТМ волна не испытывает.

Для ТЕ волны в исследуемом диапазоне имеется несколько частот, на которых наблюдаются особенности в поведении групповой и фазовой скоростей (рис. 7). Так, на частотах ω_1 , ω_2 и ω_3 имеет место стремление к нулю групповой скорости со сменой знака и фазовой — без смены знака, что указывает на существенное замедление волны вблизи этих частот. Вблизи частот ω_7 и ω_8 групповая скорость не только становится больше световой, но и имеет противоположные знаки. Согласно (22) такое поведение v_g и v_{ph} объясняется либо сильной нормальной дисперсией, при которой групповая скорость может оказаться намного меньше c , либо аномальной дисперсией ($dN_{eff}/d\omega < 0$), при которой $v_g > c$. Более того, достаточно сильная аномальная дисперсия ($N_{eff} - |\omega dN_{eff}/d\omega| < 0$) приводит к отрицательному значению v_g , что принято считать указанием на формирование в рассматриваемой структуре обратной волны, у которой направление потока энергии противоположно направлению фазовой скорости. В слабо диспергирующей среде групповая скорость совпадает со скоростью переноса энергии $v_e = S/w$,

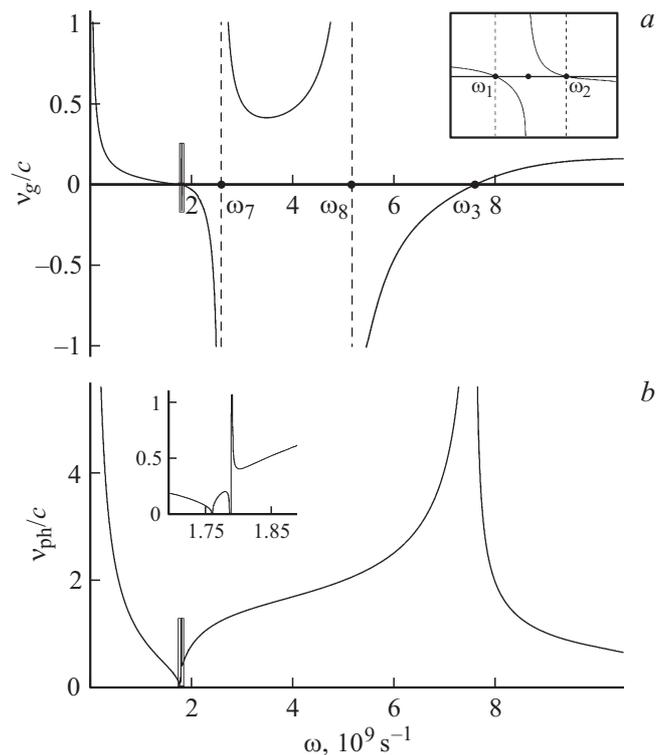


Рис. 7. Частотная зависимость групповой (а) и фазовой (б) скоростей для ТЕ волны в структуре при $H = 100$ Ое.

где S и w — модуль плотности потока и плотность энергии волны [25,26]. В области сильной нормальной и аномальной дисперсий групповая скорость уже не определяет скорость переноса волной „физической субстанции“, а является лишь математическим понятием, определяющим скорость переноса фазовых возмущений в волне [26–28].

Заключение

В настоящей работе для плоской границы раздела феррита и метаматериала, состоящего из помещенной в немагнитную диэлектрическую матрицу решетки параллельных металлических магнитных микропроводков, определены частотные области существования объемных и поверхностных волн. Проведенный анализ показал, что в такой структуре возможны только объемные волны ТМ типа, тогда как волны ТЕ типа могут быть и объемными, и поверхностными. Волны ТМ типа не управляемы внешним магнитным полем, тогда как ТЕ волны магнитоуправляемы. В частности, с помощью поперечного магнитного поля можно управлять степенью локализации волнового поля вблизи границы раздела сред, групповой и фазовой скоростями распространяющихся волн, сдвигать частотную область существования ПВ в структуре. Объемная ТМ волна имеет только положительную групповую скорость во всем спектральном интервале, тогда как и объемная, и поверхностная ТЕ

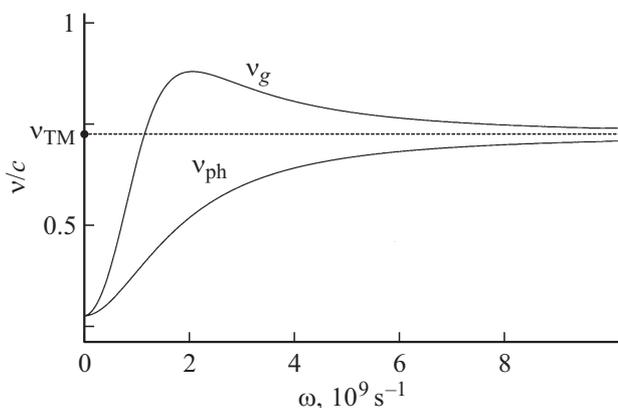


Рис. 6. Частотная зависимость фазовой и групповой скоростей для ТМ волны в структуре при $H = 100$ Ое.

волны могут иметь как положительную, так и отрицательную групповые скорости. И прямые, и обратные волны могут испытывать существенное замедление.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектов № 3.175.2014К, № 14.Z50.31.0015.

Список литературы

- [1] *Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S.* // Science. 2001. Vol. 292. P. 77.
- [2] *Виноградов А.П.* Электродинамика композитных материалов. М.: УРСС Эдиториал, 2001.
- [3] *Sihvola A.* // Metamaterials. 2007. Vol. 1. № 1. P. 2.
- [4] *Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А.* // Вестник РАН. 2008. Т. 78. Вып. 5. С. 438.
- [5] *Иванов А.В., Шалыгин А.Н., Ведяев А.В., Иванов В.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. Вып. 11. С. 694.
- [6] *Вендик И.Б., Вендик О.Г.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 3.
- [7] *Sarychev A.K., Shalaev V.M.* // Phys. Report. 2000. Vol. 335. P. 275.
- [8] *Caloz C., Itoh T.* Electromagnetic metamaterial. NY: J. Wiley and Sons, 2006.
- [9] *Filatov L.D., Eliseeva S.V., Sementsov D.I.* // Appl. Surf. Sci. 2015. Vol. 351. P. 48.
- [10] *Баширин А.А., Меньших Н.Л.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. Вып. 12. С. 770.
- [11] *Maradudin A.A.* Surface waves. Festkoperprobleme. 1981. Vol. 21. P. 25.
- [12] *Поверхностные поляритоны /* Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985.
- [13] *Nanophotonics with Surface Plasmons /* Ed. by V.M. Shalaev, S. Kawata. Amsterdam: Elsevier, 2007.
- [14] *Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A.* // Phys. Rep. 2005. Vol. 408. P. 131.
- [15] *Жирнов С.В., Семенцов Д.И.* // ФТТ. 2007. Т. 49. № 5. С. 773.
- [16] *Семенов А.А., Карманенко С.Ф., Мелков А.А. и др.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 10. С. 13.
- [17] *Беспярых Ю.И., Бугаев А.С., Дикштейн И.Е.* // ФТТ. 2001. Т. 43. № 11. С. 2043.
- [18] *Санников Д.Г., Семенцов Д.И.* // ФТТ. 2013. Т. 55. Вып. 11. С. 2209.
- [19] *Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 4773.
- [20] *Reynet O., Adenot A.L., Deprot S. et al.* // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 0994412.
- [21] *Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Garcia C. et al.* // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 064205.
- [22] *Молоканов В.В., Умнов П.П., Куракова Н.В. и др.* // Перспективные материалы. 2006. Т. 2. С. 5.
- [23] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Каганов М.И.* // УФН. 1960. Т. 71. Вып. 4. С. 333.
- [24] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
- [25] *Ахиезер А.И., Ахиезер И.А.* Электромагнетизм и электромагнитные волны. М.: Высшая школа, 1985.
- [26] *Шевченко В.В.* // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 301.
- [27] *Давидович М.В.* // УФН. 2009. Т. 179. № 4. С. 443.
- [28] *Давидович М.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 5. С. 40.