05

Туннелирование СВЧ излучения через трехслойные структуры, содержащие ферритовый слой

© С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов, К.В. Шарипова

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия
e-mail: asa_rpe@mail.ru

(Поступило в Редакцию 11 февраля 2018 г.)

Рассмотрено туннелирование СВЧ излучения через симметричную трехслойную структуру, в которой центральный слой феррита окружен двумя слоями материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Для случая нормального падения проанализированы условия „идеального“ туннелирования, т. е. безотражательного прохождения излучения через структуру. Показано, что пропускательной способностью структуры можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, намагничивающего феррит. В частотной области, соответствующей отрицательным значениям эффективной магнитной проницаемости феррита, возможно наличие широкой (порядка нескольких гигагерц) полосы пропускания, в которой туннелирование близко к идеальному.

DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46966.61-18

Введение

Сравнительно недавно было обнаружено, что прохождение электромагнитного излучения через некоторые слоистые структуры, содержащие слои с отрицательными вещественными частями диэлектрической и/или магнитной проницаемости (ДП, МП), может быть полным, т. е. безотражательным. Этот эффект назван идеальным туннелированием (ИТ), он имеет резонансный характер, что выражается в резком возрастании при выполнении определенных условий амплитуд волновых полей на границах раздела сред [1–13]. Для наблюдения ИТ предложены разнообразные структуры со слоями, материалы которых известны как SNG (single-negative) среды. Среди них различаются ε-отрицательные (или ENG) среды с $\mathrm{Re}\,\varepsilon < 0$, $\mathrm{Re}\,\mu > 0$ и μ-отрицательные (или MNG) среды с $\mathrm{Re}\,\varepsilon > 0$, $\mathrm{Re}\,\mu < 0$. „Обычные“ среды с $\mathrm{Re}\,\varepsilon > 0$ и $\mathrm{Re}\,\mu > 0$ при этом обозначаются как DPS (double-positive).

Одиночные слои SNG сред малопрозрачны для электромагнитного излучения ввиду мнимости волновых чисел существующих в них волн. Однако многослойные структуры с SNG-слоями при выполнении определенных условий могут обеспечить ИТ. Для простейших структур с небольшим числом слоев условия ИТ могут быть получены аналитически. Так, в [7] получены и проанализированы условия ИТ для трехслойных структур четырех видов: ENG–MNG–ENG, ENG–DPS–MNG, ENG–DPS–ENG и DPS–ENG–DPS.

Основным недостатком большинства имеющихся работ по ИТ является то, что в них рассматриваются идеальные слоистые структуры без потерь. С практической точки зрения интересны реальные структуры с невысоким уровнем потерь, которые при выполнении условий ИТ обнаруживают туннелирование, близкое к идеальному. Перспективным представляется использование в качестве MNG-слоев магнитоуправляемой среды, например СВЧ феррита [14]. МП феррита в области ферромагнитного резонанса зависит от частоты и поля и может принимать отрицательные значения в околорезонансной области.

В настоящей работе исследуются особенности туннелирования при нормальном падении плоской электромагнитной волны на структуру вида ENG–MNG–ENG. В качестве MNG-слоя используется поперечно намагниченный феррит. Анализ проводится для области частоты и поля, где его эффективная МП принимает отрицательные значения. На основе численного решения уравнения, выражающего условие ИТ рассматриваемой структуры, анализируются полевые и частотные зависимости ее пропускательной способности.

Постановка задачи

На рис. 1 изображена схема рассматриваемой трехслойной структуры, связанная с ней система координат, компоненты статического магнитного поля и волнового поля магнитоактивной TE волны. Структура занимает

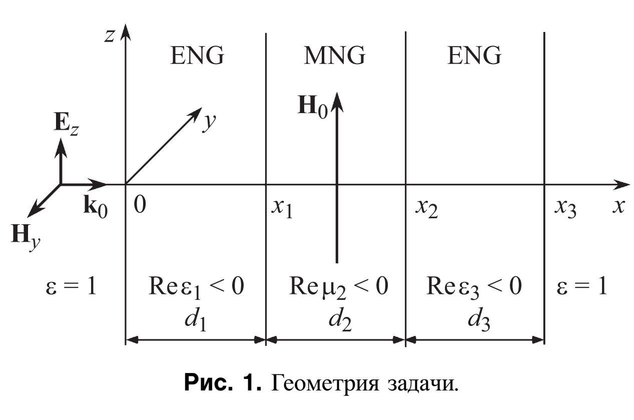

Рис. 1. Геометрия задачи.

пространственную область $0 \leq x \leq x_3$ и расположена в вакууме (области $x < 0$ и $x > x_3$). Ее слои предполагаются бесконечно протяженными в направлениях осей $0y$ и $0z$. ENG-слои *1* и *3* имеют одинаковую толщину и материальные параметры $\varepsilon_1 < 0$ и $\mu_1 > 0$. MNG-слой *2* толщиной d_2 с материальными параметрами ε_2, μ_2 представляет собой феррит, намагниченный до насыщения вдоль оси $0z$ внешним магнитным полем напряженностью H_0.

Для расчетов в качестве феррита был выбран железоиттриевый гранат с минимально возможными магнитными и электрическими потерями. Для него ширина линии магнитного резонанса и тангенс диэлектрических потерь составляют величины $\Delta H = 1\,\text{Oe}$, $\operatorname{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-4}$ [15,16]. Высокочастотные свойства феррита характеризуются следующим тензором МП:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1}$$

$$\mu = \frac{\omega_H(\omega_M + \omega_H) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $4\pi M_0 = 1850\,\text{Gs}$ — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение. Учет магнитных потерь проводится с помощью замены в соотношениях (1) параметра ω_H на $\omega_H + i\gamma\Delta H$ [17].

Пусть из области $x < 0$ на структуру нормально падает плоская волна с частотой ω, электрический вектор которой линейно поляризован вдоль оси z. Для феррита заданная поляризация электрического поля соответствует TE волне с компонентами поля (H_x, H_y, H_z) и эффективной МП вида

$$\mu_2 = \mu_\perp = \mu - \mu_a^2/\mu, \tag{2}$$

имеющей резонансный характер полевой и частотной зависимостей [17]. Дальнейший анализ проводился для следующих значений поля H_0 и частоты $f = \omega/2\pi$, отвечающих областям отрицательных значений $\mathrm{Re}\,(\mu_\perp)$:

— на фиксированной частоте $f = 2\,\text{GHz}$ при $H_0 < H_r$, где $H_r = 243\,\text{Oe}$ — поле ферромагнитного резонанса;

— при $H_0 = 100\,\text{Oe}$ в интервале частот $f_r < f < f_{ar}$, где $f_r = 2.2\,\text{GHz}$ и $f_{ar} = 5.9\,\text{GHz}$ — значения частот резонанса и антирезонанса соответственно.

Далее будем считать, что материал ENG-слоев *1* и *3* свободен от потерь (ε_1, μ_1 — вещественные величины). Для упрощения анализа будем полагать $\mu_1 = 1$.

Анализ условия идеального туннелирования

Полученное в работе [7] условие ИТ при нормальном падении электромагнитной волны на симметричный трехслойник вида ENG–MNG–ENG в отсутствие потерь имеет вид:

$$\tanh\varphi_2 = \frac{2|Z_1||Z_2| \cdot \sinh 2\varphi_1}{\eta\big(|Z_1|^2 - |Z_2|^2\big) + \big(|Z_1|^2 + |Z_2|^2\big) \cdot \cosh 2\varphi_1} \tag{3}$$

где введены обозначения $\varphi_j = k_0|n_j|d_j$ $(j = 1,\ 2)$ — оптические толщины слоев, $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, c — скорость света в вакууме, $|n_1| = (|\varepsilon_1|\mu_1)^{1/2}$ и $|n_2| = (\varepsilon_2|\mu_2|)^{1/2}$ — модули комплексных показателей преломления, а $|Z_1| = (\mu_1/|\varepsilon_1|)^{1/2}$ и $|Z_2| = (|\mu_2|/\varepsilon_2)^{1/2}$ — модули комплексных импедансов ENG- и MNG-слоев, $\eta = \big(1 - |Z_1|^2\big)/\big(1 + |Z_1|^2\big)$. (Для структуры без потерь показатели преломления $n_{1,2}$ и импедансы $Z_{1,2}$ будут чисто мнимыми.)

Нас будут интересовать ненулевые корни $|\mu_2|$ уравнения (3) при фиксированных значениях всех прочих входящих в него параметров. В предельных случаях оптически тонких ($\varphi_{1,2} \ll 1$) и оптически толстых ($\varphi_{1,2} \to \infty$) слоев приближенные значения корней можно получить аналитически.

В приближении оптически тонких слоев *1–3* уравнение (3) имеет один ненулевой корень $|\mu_2^{(1)}|$, равный

$$|\mu_2^{(1)}| = \mu_1(\xi/\xi_{\min} - 1), \tag{4}$$

где введен параметр $\xi = d_1/d_2$, равный отношению толщин ENG- и MNG-слоев, а $\xi_{\min} = 0.5\varepsilon_2/(|\varepsilon_1| + \mu_1)$. Видно, что корень $|\mu_2^{(1)}|$ существует только при достаточно больших значениях параметра $\xi > \xi_{\min}$ (при $\xi > \varepsilon_2/2\mu_1$ он будет существовать при любом значении $|\varepsilon_1|$).

Теперь рассмотрим случай оптически толстого ENG-слоя, т.е. $\varphi_1 \to \infty$. Тогда $\sinh\varphi_1 \approx \cosh\varphi_1 \gg 1$ и (3) принимает вид

$$\tanh\varphi_2 \approx \frac{2|Z_1||Z_2|}{|Z_1|^2 + |Z_2|^2}. \tag{5}$$

Если предположить, что при этом MNG-слой является оптически тонким, то $\tanh\varphi_2 \approx \varphi_2$ и можно найти корень $|\mu_2^{(1)}|$:

$$|\mu_2^{(1)}| = |Z_1|\left(\frac{2}{k_0 d_2} - \varepsilon_2|Z_1|\right). \tag{6}$$

Если же слой 2 так же как и прилегающие слои *1* и *3*, будет оптически толстым, то значение корня $|\mu_2^{(1)}|$ будет стремиться к величине

$$|\mu_2^{(1)}| = (4\mu_1\varepsilon_2)/|\varepsilon_1|, \tag{7}$$

которая в отличие от предыдущего случа, не зависит от толщины слоя феррита.

На рис. 2 представлены результаты численного решения уравнения (3) для частоты $f = 2\,\text{GHz}$. Зависимости корня $|\mu_2^{(1)}|$ от параметра ξ на рис. 2, *a* представлены для различных значений ДП при постоянном значении толщины MNG-слоя $d_2 = 0.2\,\text{mm}$, а на рис. 2, *b* —

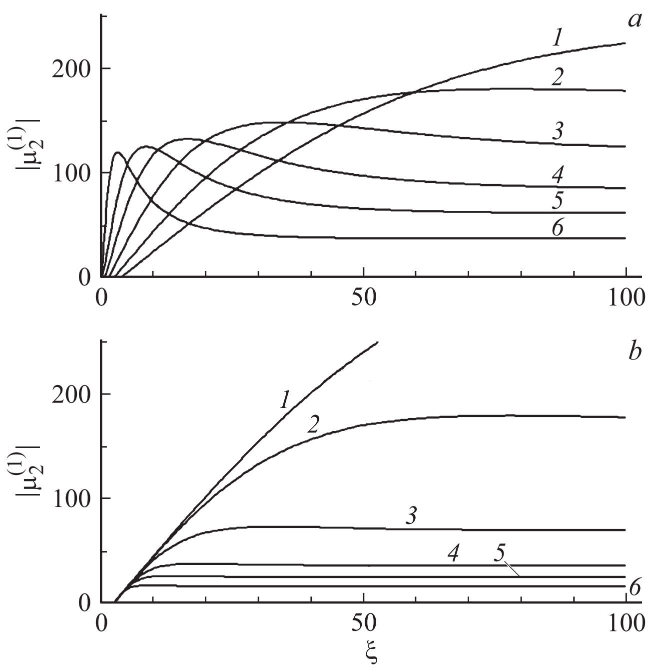

Рис. 2. Зависимости корня $|\mu_2^{(1)}|$ уравнения (3) от параметра $\xi = d_1/d_2$ на частоте $f = 2\,\text{GHz}$: a — $d_2 = 0.2\,\text{mm}$, $|\varepsilon_1| = 1, 2, 4, 8, 15, 40$ (кривые *1–6*); b — $|\varepsilon_1| = 2$, $d_2 = 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.5\,\text{mm}$ (кривые *1–6*).

для различных d_2 при постоянной ДП $|\varepsilon_1| = 2$. При малых ξ, близких к предельным значениям $\xi_{\min}$, слои структуры можно считать оптически тонкими, и зависимости $|\mu_2^{(1)}|$ являются практически линейными в полном соответствии с формулой (4). Для больших ξ корень $|\mu_2^{(1)}|$ стремится к некоторму постоянному значению. Из рис. 2, b видно, что эта величина уменьшается по мере роста толщины d_2 (в соответствии с приближенной формулой (6)). Однако для больших толщин (кривые *5–7*) эта величина стремится к некоторому предельному значению, что согласуется с формулой (7). Это говорит о том, что при соответствующих толщинах все слои структуры могут считаться оптически толстыми. При небольших толщинах среднего слоя d_2 кривые зависимостей $|\mu_2^{(1)}|(\xi)$ имеют характерный максимум, который виден на кривых *3–6* рис. 2, a.

Из проведенного анализа следует, что в случаях малых или больших оптических толщин $\varphi_{1,2}$ уравнение (3) имеет лишь один ненулевой корень. Однако численный анализ показал, что имеется область „промежуточных“ значений $\varphi_{1,2}$, где появляется еще один ненулевой корень $|\mu_2^{(2)}| < |\mu_2^{(1)}|$. Значения МП ферритового слоя, соответствующие корням уравнения (3), можно подобрать, изменяя подмагничивающее поле H_0 или частоту падающей волны f. При отсутствии потерь пропускательная способность структуры в этом случае достигала бы единицы. Далее приводятся результаты расчетов пропускательной способности структуры с учетом электрических и магнитных потерь в феррите.

Расчет пропускательной способности структуры

Считая волновые поля пропорциональными временному множителю $\exp(-i\omega t)$, запишем выражения для z-компоненты электрического поля волн во всех пространственных областях:

$$E_z(x) = \begin{cases} \exp(ik_0x) + r\exp(-ik_0x), & x < 0 \\ a_1\exp(ik_1x) + b_1\exp(-ik_1x), & 0 < x < x_1, \\ a_2\exp(ik_2x) + b_2\exp(-ik_2x), & x_1 < x < x_2, \\ a_3\exp(ik_1x) + b_3\exp(-ik_1x), & x_2 < x < x_3, \\ t\exp(ik_0x), & x > x_3, \end{cases} \tag{8}$$

где $k_j = k_0(\varepsilon_j\mu_j)^{1/2}$ $(j = 1, 2)$ — волновые числа в соответствующих слоях. Во всех областях с $x < x_3$ волновые поля являются суперпозицией полей двух встречных волн. В области $x > x_3$ существует только одна прошедшая через структуру волна. Согласно уравнениям Максвелла, поперечные компоненты магнитных волновых полей для вакуума определяются соотношениями

$$H_y^{\pm} = \mp E_z^{\pm}, \tag{9}$$

а для MNG- и ENG-слоев

$$H_y^{\pm} = \mp Z_j^{-1}E_z^{\pm}, \tag{10}$$

где $Z_j = \left(\mu_j/\varepsilon_j\right)^{1/2}$ — импедансы соответствующих сред, верхние знаки относятся к вперед бегущим волнам, нижние — к назад бегущим.

Приравнивая тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей на границах раздела сред $x = 0,\ x_1,\ x_2,\ x_3$, получаем систему уравнений:

$$\begin{gathered} 1 + r = a_1 + b_1, \\ Z_1(-1 + r) = -a_1 + b_1, \\ a_1\exp(ik_1x_1) + b_1\exp(-ik_1x_1) \\ = a_2\exp(ik_2x_1) + b_2\exp(-ik_2x_1), \\ Z_2\big(-a_1\exp(ik_1x_1) + b_1\exp(-ik_1x_1)\big) \\ = Z_1\big(-a_2\exp(ik_2x_1) + b_2\exp(-ik_2x_1)\big), \\ a_2\exp(ik_2x_2) + b_2\exp(-ik_2x_2) \\ = a_3\exp(ik_1x_2) + b_2\exp(-ik_1x_2), \\ Z_1\big(-a_1\exp(ik_2x_2) + b_1\exp(-ik_2x_2)\big) \\ = Z_2\big(-a_3\exp(ik_1x_2) + b_2\exp(-ik_1x_2)\big), \\ a_3\exp(ik_1x_3) + b_3\exp(-ik_1x_3) = t\exp(ik_0x_3), \\ -a_3\exp(ik_1x_3) + b_3\exp(-ik_1x_3) = -Z_1t\exp(ik_0x_3), \end{gathered} \tag{11}$$

решение которой позволяет найти амплитудные коэффициенты a_j, b_j для вперед и назад бегущих волн в каждом слое, а также амплитудные коэффициенты отражения r и прохождения t. Пропускательная способность, т.е. энергетический коэффициент прохождения для структуры, расположенной между двумя одинаковыми средами, может быть найден далее как $T = |t|^2$.

Численный анализ

Ввиду сложности системы (11) ее решение проводилось численными методами. Вначале рассмотрим полевые зависимости пропускательной способности структуры T на фиксированной частоте $f = 2\,\text{GHz}$ в до-

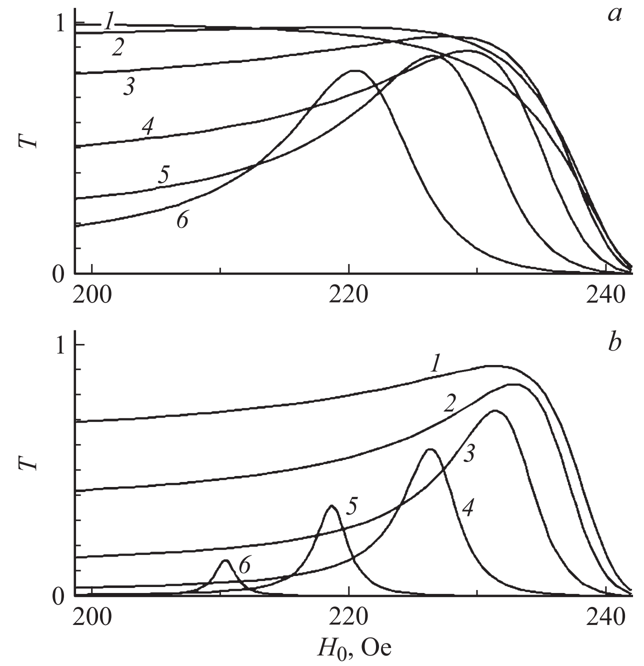

Рис. 3. Полевые зависмости пропускательной способности структуры при $f = 2\,\text{GHz}$ и $d_2 = 0.2\,\text{mm}$: a — $\xi = 10$, $|\varepsilon_1| = 1$, 4, 8, 15, 25, 40 (кривые *1–6*); b — $\xi = 50$, $|\varepsilon_1| = 1$, 2, 4, 8, 15, 25 (кривые *1–6*).

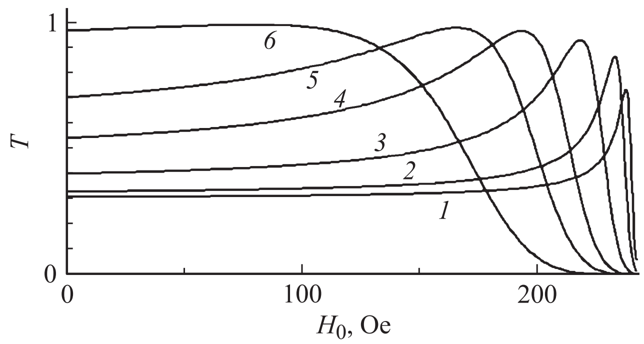

Рис. 4. Полевые зависмости пропускательной способности структуры при $f = 2\,\text{GHz}$ и $d_1 = 10\,\text{mm}$, $|\varepsilon_1| = 2$, $d_2 = 0.1$, 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.5 mm (кривые *1–6*).

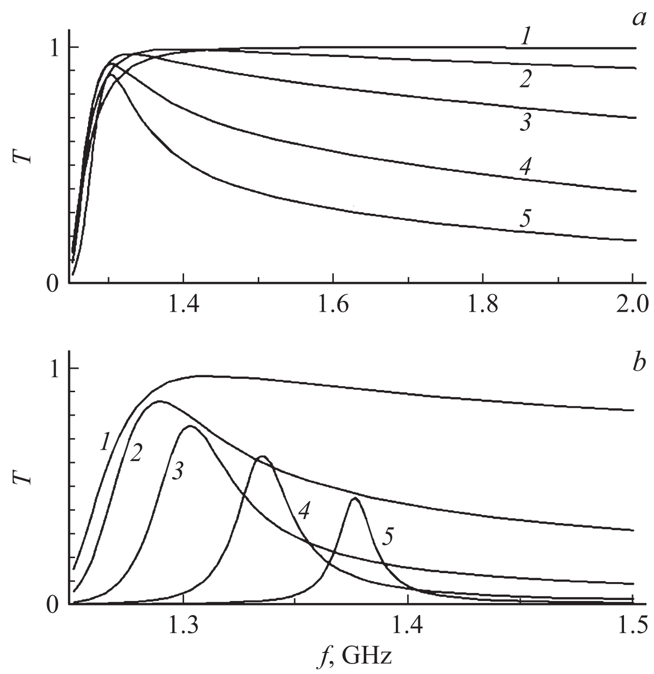

Рис. 5. Частотные зависмости пропускательной способности структуры при $H_0 = 100\,\text{Oe}$, $d_2 = 0.2\,\text{mm}$, $\xi = 10$ (a) и 50 (b), $|\varepsilon_1| = 1$, 4, 8, 15, 25 (кривые *1–5*).

резонансной области полей, где $\text{Re}\,\mu_2 < 0$. На рис. 3 представлены зависимости $T(H_0)$ для фиксированного значения толщины $d_2 = 0.2\text{mm}$, значений параметра $\xi = 10$, 50 (a, b) и различных значений ДП ENG-слоя $|\varepsilon_1|$. Наблюдаемые пики пропускания становятся более ярко выраженными по мере увеличения оптических толщин слоев структуры. Пики при этом несимметричны: слева от пика величина T слабо зависит от поля, а справа более резко спадает вследствие приближения к резонансу. Ввиду наличия максимумов у кривых $|\mu_2^{(1)}|(\xi)$ значения $\text{Re}\,\mu_2$, дающие максимум пропускания, ограничены сверху. Поэтому по мере увеличения параметра $|\varepsilon_1|$ максимум пропускания сначала приближается к резонансному значению поля, а затем начинает удаляться от него. Заметим, что с увеличением $|\varepsilon_1|$, т.е. с ростом оптической толщины ENG-слоев φ_1 „пиковая“ величина пропускания $T_{\max}$ уменьшается (даже когда пик удаляется от резонанса).

Следовательно, для получения высоких значений T пики пропускания должны располагаться как можно дальше от резонансного поля H_r, т.е. при относительно малых абсолютных значениях $\text{Re}\,\mu_2$. При этом электрическая толщина слоев не должна быть слишком высокой. Эти условия могут быть выполнены в области малых оптических толщин, т.е. при значениях параметра ξ, близких к $\xi_{\min}$. Соответствующего уменьшения ξ можно добиться, например, увеличением толщины слоя феррита d_2. На рис. 4 представлены зависимости $T(H_0)$ при фиксированных параметрах ENG-слоев $d_1 = 10\,\text{mm}$ и $|\varepsilon_1| = 2$ и различных значениях толщины феррита d_2.

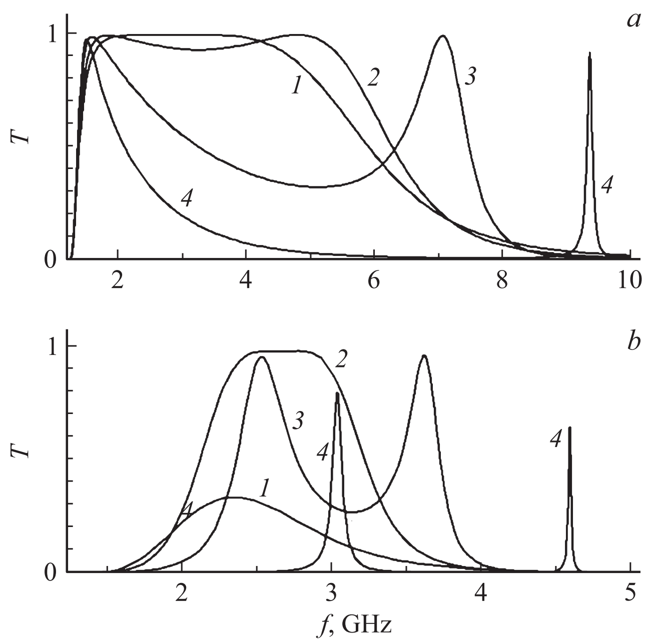

Рис. 6. Частотные зависмости пропускательной способности структуры при $H_0 = 100\,\text{Oe}$ и $d_1 = 10\,\text{mm}$: a — $d_2 = 1\,\text{mm}$, $|\varepsilon_1| = 0.15,\ 0.5,\ 1.25,\ 2.25$ (кривые *1–4*); b — $d_2 = 5\,\text{mm}$, $|\varepsilon_1| = 2.0,\ 3.8,\ 5.5,\ 10.0$ (кривые *1–4*).

Видно, что с увеличением d_2 пики пропускания смещаются в сторону уменьшения поля H_0, а их высота при этом увеличивается. При $\xi \approx \xi_{\min}$ (кривая *6*) достигается „почти идеальное" туннелирование в широкой области полей шириной примерно 100 Oe. Однако при дальнейшем увеличении d_2 условие (3) перестает выполняться и пропускание в исследуемой области полей существенно уменьшается, становясь постепенно сравнимым с пропусканием одиночного слоя феррита.

Частотные зависимости пропускательной способности исследовались при фиксированном значении поля $H_0 = 100\,\text{Oe}$. На рис. 5 представлены зависимости $T(f)$ при сравнительно небольшом значении толщины феррита $d_2 = 0.2\,\text{mm}$ для двух значений параметра $\xi = 10,\ 50$ (a, b) и различных значений $|\varepsilon_1|$. Особенности данных частотных зависимостей аналогичны представленным выше полевым зависимостям для структур с совпадающими параметрами (см. рис. 3). В частности, видно, что максимумы частотных зависимостей сгруппированы вблизи резонансной частоты.

На рис. 6 представлены частотные зависимости коэффициента пропускания $T(f)$ для структуры с $d_1 = 10\,\text{mm}$ и $d_2 = 1,\ 5\,\text{mm}$ (a, b), полученные при различных значениях $|\varepsilon_1|$. В случае более тонкого MNG-слоя при значении $|\varepsilon_1| \approx 0.15$ (кривая *1*) частотная зависимость пропускания имеет широкое „плато" с практически постоянной величиной $T = 0.99$, перекрывающее почти всю частотную область между резонансом и антирезонансом. Причина этого заключается в существовании при данной комбинации параметров двух корней уравнения (3). Плато образуется между двумя пиками пропускания, отвечающими корням $|\mu_2^{(1)}|$ и $|\mu_2^{(2)}|$, если они располагаются на достаточно близких частотах. По мере увеличения $|\varepsilon_1|$ пики все более четко разделяются (кривые *2–4*). Пик, соответствующий корню $|\mu_2^{(1)}|$, смещается слабо в сторону частоты f, а пик, соответствующий меньшему корню $|\mu_2^{(2)}|$, удаляется от резонанса и в итоге выходит за пределы области отрицательных значений $\mathrm{Re}\,\mu_2$. При $f > f_{ar} = 5.9\,\text{GHz}$ $\mathrm{Re}\,\mu_2 > 0$ и исследуемый трехслойник представляет собой уже ENG–DPS–ENG-структуру. Аналогичные зависимости для структуры с большим значением толщины MNG-слоя показывают, что полоса пропускания (реализуемая при $|\varepsilon_1| \approx 3.8$) является более узкой, а ее левый край смещен от резонанса в сторону частоты f_{ar}.

В заключение отметим, что пропускательная способность исследуемой структуры легко управляема внешним магнитным полем. Так, с увеличением внешнего поля полоса пропускания структуры смещается по частоте в сторону ее увеличения, а ширина полосы уменьшается. При этом характер зависимостей, реализуемых при различных значениях толщины слоев и параметра $|\varepsilon_1|$, сохраняется с изменением подмагничивающего поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 3.6825.2017 / БЧ и проект № 14.Z50.31.0015).

Список литературы

[1] *Alù A., Engheta N.* // IEEE Trans. on Antennas and Propag. 2003. Vol. 51. N 10. P. 2558–2571.

[2] *Baena J.D., Jelinek L., Marqués R., Medina F.* // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 72. N 7. P. 075116.

[3] *Zhou L., Wen W., Chan C.T., Sheng P.* // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. N 24. P. 243905.

[4] *Marqués R., Martín F., Sorolla M.* Metamaterials with negative parameters: theory, design, and microwave applications. NY.: John Wiley & Sons, Inc., 2008. 309 p.

[5] *Kim K.-Y., Lee B.* // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 77. N 2. P. 023822.

[6] *Jelinek L., Baena J.D., Voves J., Marques R.* // New J. Phys. 2011. Vol. 13. N 8. P. 083011.

[7] *Cojocaru E.* // Prog. Electromagn. Res. 2011. Vol. 113. P. 227–249.

[8] *Zheng J., Chen Y., Chen Z., Wang X., Han P., Yong Z., Wang Y., Leung C.W., Soukoulis C.M.* // Opt. Express. 2013. Vol. 21. N 14. P. 16742–16752.

[9] *Castaldi G., Galdi V., Alù A., Engheta N.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2011. Vol. 28. N 10. P. 2362–2368.

[10] *Liu C.-H., Behdad N.* // Prog. Electromagn. Res. B. 2012. Vol. 42. P. 1–22.

[11] *Sabah C., Tugrul Tastan H., Dincer F., Delihacioglu K., Karaaslan M., Unal E.* // Prog. Electromagn. Res. 2013. Vol. 138. P. 293–306.

[12] *Chen Y., Huang S., Yan X., Shi J.* // Chinese Opt. Lett. 2014. Vol. 12. N 10. P. 101601.

[13] *Afanas'ev S.A., Sementsov D.I., Yakimov Y.V.* // Opt. Comm. 2016. Vol. 369. P. 164–170.
[14] *Афанасьев С.А., Семенцов Д.И., Фёдорова И.В.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 12. С. 1849–1853. [*Afanas'ev S.A., Sementsov D.I., Fedorova I.V.* // Tech. Phys. 2017. Vol. 62. N 12. P. 1848–1852.]
[15] *Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 232 с.
[16] *Крупичка С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 2 / Пер. с нем. под ред. А.С. Пахомова. М.: Мир, 1976. 504 с.
[17] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.