07

Возбуждение поверхностных электромагнитных волн на анизотропно проводящей границе вакуум–метаматериал методом нарушенного полного внутреннего отражения

© Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники им А.Я. Усикова НАН Украины,
61085 Харьков, Украина
e-mail: yuriyaverkov@gmail.com

Теоретически исследовано возбуждение хорошо локализованных косых поверхностных волн над поверхностью диэлектрика с одномерным массивом идеально проводящих проволок методом нарушенного полного внутреннего отражения. Предполагается, что расстояние между проволоками и их диаметр много меньше длины поверхностной волны. Частоты возбуждаемых поверхностных волн много меньше плазменной частоты металла, а их электрическое поле ортогонально проволокам. Показано, что такие поверхностные волны можно возбудить как с помощью однородной волны ТМ-типа, так и с помощью однородной волны, электрическое поле которой поляризовано перпендикулярно проволокам. Установлено, что в процессе возбуждения косых волн падающая волна ТМ-типа частично поляризуется в волну ТЕ-типа.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств поверхностных электромагнитных волн в искусственно созданных структурах (метаматериалах). Это объясняется широким использованием таких материалов в современных электронных устройствах [1–4].

Известно, что поверхностные электромагнитные волны представляют собой особый вид макроскопических возмущений, распространяющихся вдоль поверхностей или границ раздела сред. Напряженность электромагнитного поля в таких волнах экспоненциально убывает при удалении от границы [5]. Поверхностные электромагнитные возмущения, возникающие в результате взаимодействия электромагнитных полей ТМ-типа с колебаниями приповерхностной электронной плазмы проводника, получили название поверхностных плазмон-поляритонов.

Особое внимание уделяется исследованию поверхностных плазмон-поляритонов в терагерцовой (THz) области спектра, распространяющихся над металлическими поверхностями с периодическими неровностями. В англоязычной научной литературе такие волны получили название „designer (or spoof) surface plasmon polaritons“. В работах [6,7] было показано, что такие поверхностные волны могут распространяться на значительные расстояния ($1-2\,\text{cm}$) вдоль идеально проводящих (металлических) поверхностей с периодическими неровностями и остаются при этом хорошо локализованными. Поскольку период неровностей много меньше длины поверхностной волны, то такие структуры также относятся к метаматериалам. Изменяя конструктивные параметры такого метаматериала, можно изменять дисперсионные характеристики поддерживаемых им поверхностных волн. Напомним, что гладкие металлические поверхности в терагерцовой области спектра могут поддерживать распространение лишь слабо локализованных мод Ценнека [8]. Эффекты распространения и фокусировки поверхностных плазмон-поляритонов в терагерцовой области спектра на металлических проволоках с периодическими неровностями исследовались в работе [9]. Хорошие волноведущие характеристики металлических поверхностей с периодическими V-образными канавками были отмечены в работе [10]. В работе [11] в качестве волноведущей структуры была предложена металлическая поверхность с периодически расположенными металлическими параллелепипедами. Период такой структуры и размеры параллелепипедов много меньше длины волны. Авторами работы [11] было показано, в частности, что исследованная ими структура обладает лучшими волноведущими характеристиками, чем предложенные ранее структуры в работах [6–10], а исследованные ими поверхностные волны представляют собой новый тип поверхностных плазмон-поляритонов. Отметим, что поверхностные плазмон-поляритоны в THz области спектра в случае, когда период неровностей на металлической поверхности порядка длины волны, исследовались в работе [12].

В работе [13] была показана возможность существования поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы раздела сред вакуум-диэлектрик, на которой расположен одномерный массив идеально проводящих проволок. Период проволок, как и их диаметр, полагался много меньшим длины поверхностной волны. Это дает основание называть такую структуру метаматериалом. В работе [13] было показано, что такие волны представляют собой суперпозицию поверхностных электромагнитных волн ТМ- и ТЕ-типов, а их электрическое поле всегда ортогонально проволокам. Эти поверхностные волны могут распространяться лишь под косыми углами к проволокам. В направлениях, параллельных и перпендикулярных проволокам, исследованные в работе [13] волны не существуют. Это позволяет называть такие волны косыми поверхностными. В работе [14] было получено дисперсионное соотношение исследованных в [13] косых поверхностных волн в THz диапазоне частот с учетом конечных потерь в проволоках. Был показано, что в указанном диапазоне частот такие волны могут быть хорошо локализованы (с глубиной проникновения в смежные среды порядка длины волны) и распространяться на расстоянии до 3 cm. Это открывает возможности практического применения таких волн в THz области спектра в современных волноведущих устройствах.

Целью данной работы является исследование возможности возбуждения описанных в работе [13] косых поверхностных волн в терагерцовой области спектра методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) [5]. При этом рассматривается два возможных типа возбуждающих волн. Первый — это однородная волна ТМ-типа, второй — однородная волна, электрическое поле которой поляризовано перпендикулярно проволокам.

1. Постановка задачи и основные уравнения

Выберем систему координат таким образом, чтобы ось y была перпендикулярна границам раздела сред (см. рис. 1). Пусть область $y < 0$ занимает призма, область $0 < y < h$ соответствует вакуумному зазору, а область $y > h$ — диэлектрику. Области призмы и диэлектрика будем считать полубесконечными вдоль оси y. Такое расположение сред известно как геометрия Отто [5]. Область $y < 0$ обозначим индексом „1" и будем описывать диэлектрической проницаемостью ε_1, области $0 < y < h$ соответствует индекс „2" и диэлектрическая проницаемость ε_2, а области $y > h$ — индекс „3" и диэлектрическая проницаемость ε_3. Предполагаем, что все среды являются немагнитными. На границе $y = h$ находится одномерный массив параллельных идеально проводящих проволок (например, металлических проволок). Это подразумевает, что частоты поверхностных электромагнитных волн ω значительно меньше, чем плазменная частота металла $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m} \approx 5 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$ (где e — заряд электрона, $N \approx 10^{28}\,\mathrm{m}^{-3}$ — объемная концентрация электронов, m — эффективная масса электрона, $m \approx m_0$, m_0 — масса свободного электрона). Условие $\omega \ll \omega_p$ выполняется, например, для гигагерцовых (GHz) и терагерцовых частот.

Пространственный период массива d_1, так же как и диаметр проволок d_2, много меньше длины поверхностной волны λ (т.е. $d_1, d_2 \ll \lambda$). Плоскость падения однородной волны в призме представляет собой плоскость, содержащую ось y и направление распространения волны $\mathbf{k}_1 = (k_x, k_{y1}, k_z)$. Эта плоскость составляет угол ϑ с направлением проволок. Угол падения волны в призме обозначим через φ. Будем считать, что падающая волна в призме является однородной волной ТМ-типа и содержит следующие компоненты полей:

$$\left(E_{x1}^{(\mathrm{inc})}, E_{y1}^{(\mathrm{inc})}, E_{z1}^{(\mathrm{inc})}\right), \ \left(H_{x1}^{(\mathrm{inc})}, 0, H_{z1}^{(\mathrm{inc})}\right). \qquad (1)$$

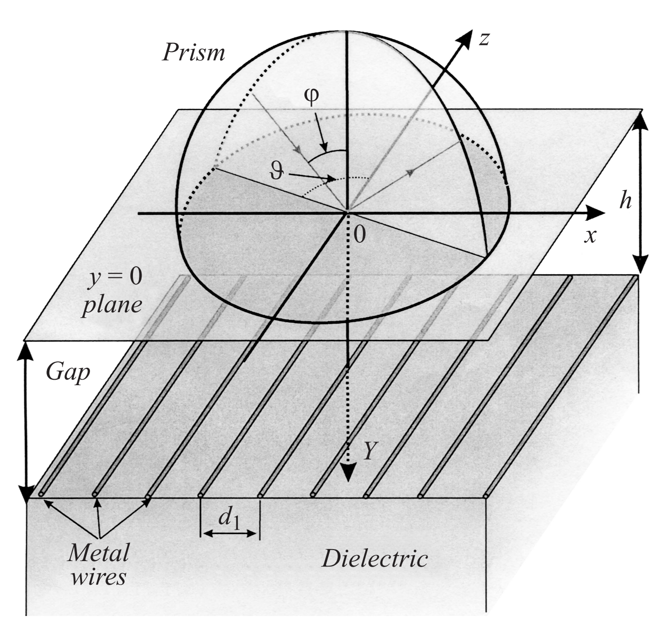

Рис. 1. Геометрия системы. Граница призма–вакуумный зазор расположена в плоскости $y = 0$. Граница вакуумный зазор–диэлектрик расположена в плоскости $y = h$. На границе $y = h$ расположен одномерный массив идеально проводящих (металлических) проволок. Направление проволок совпадает с направлением оси z. Падающая волна в призме образует угол φ с осью y. Плоскость падения образует угол ϑ с направлением проволок.

Покажем, что с помощью волны ТМ-типа и метода НПВО на границе сред 2 и 3 можно возбудить поверхностную волну с компонентами полей $(E_{xl}, E_{yl}, 0)$, (H_{xl}, H_{yl}, H_{zl}) (где индекс $l = 2, 3$ соответствует номеру среды). Исследуемые поверхностные волны можно рассматривать как суперпозицию поверхностных волн ТМ- и ТЕ-типов. Компонента E_{zl} электрического поля этих волн равна нулю в силу бесконечно большой проводимости проволок. Поскольку эти волны могут существовать лишь при $0 < \vartheta < \pi/2$, то, как было отмечено выше, их можно называть косыми поверхностными электромагнитными волнами. Зададим электромагнитные поля в виде:

$$\mathbf{E}_l = \mathbf{E}_{0l} \exp[i(\boldsymbol{\kappa\rho} + k_{yl}y - \omega t)], \qquad (2)$$

$$\mathbf{H}_l = \mathbf{H}_{0l} \exp[i(\boldsymbol{\kappa\rho} + k_{yl}y - \omega t)], \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{\rho} = (x, z)$ — радиус-вектор в плоскости xz, $\boldsymbol{\kappa} = (k_x, k_z)$ — волновой вектор в плоскости xz,

$$k_{y1} = k_1 \cos\varphi, \quad k_{yl} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_l - \kappa^2}, \qquad (4)$$

$$\mathrm{Im}(k_{y1}) = 0, \quad \mathrm{Im}(k_{yl}) > 0, \qquad (5)$$

$k_x = k_1 \sin\varphi \sin\vartheta$, $k_z = k_1 \sin\varphi \cos\vartheta$, $k_1 = \omega\sqrt{\varepsilon_1}/c$ — полный волновой вектор падающей волны в призме, c — скорость света в вакууме, $l = 2, 3$. Рассмотрим уравнения Максвелла для диэлектрической среды

$$\nabla \times \mathbf{H}_l = \frac{\varepsilon_l}{c}\frac{\partial \mathbf{E}_l}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{E}_l = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}_l}{\partial t}, \tag{6}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E}_l = 0, \quad \operatorname{div}\mathbf{H}_l = 0. \tag{7}$$

В области призмы отраженную волну представим в виде суперпозиции электромагнитных волн ТМ-типа (Е-типа) и ТЕ-типа (Н-типа) с компонентами $(E_{x1}^{(\mathrm{E})}, E_{y1}^{(\mathrm{E})}, E_{z1}^{(\mathrm{E})})$, $(H_{x1}^{(\mathrm{E})}, 0, H_{z1}^{(\mathrm{E})})$ и $(E_{x1}^{(\mathrm{H})}, 0, E_{z1}^{(\mathrm{H})})$, $(H_{x1}^{(\mathrm{H})}, H_{y1}^{(\mathrm{H})}, H_{z1}^{(\mathrm{H})})$ соответственно. Из уравнений Максвелла (6), (7) получаем следующие выражения для полей в области призмы:

$$E_{x1} = E_{x1}^{(\mathrm{inc})} + E_{x1}^{(\mathrm{E})} + E_{x1}^{(\mathrm{H})}, \tag{8}$$

$$E_{y1} = -\frac{\kappa^2}{k_{y1}k_x}\left(E_{x1}^{(\mathrm{inc})} - E_{x1}^{(\mathrm{E})}\right), \tag{9}$$

$$E_{z1} = \frac{k_z}{k_x}\left(E_{x1}^{(\mathrm{inc})} + E_{x1}^{(\mathrm{E})}\right) - \frac{k_x}{k_z}E_{x1}^{(\mathrm{H})}, \tag{10}$$

$$H_{x1} = \frac{\omega\varepsilon_1 k_z}{ck_x k_{y1}}\left(E_{x1}^{(\mathrm{inc})} - E_{x1}^{(\mathrm{E})}\right) + \frac{ck_x k_{y1}}{\omega k_z}E_{x1}^{(\mathrm{H})}, \tag{11}$$

$$H_{y1} = H_{y1}^{(\mathrm{H})} = \frac{c\kappa^2}{\omega k_z}E_{x1}^{(\mathrm{H})}, \tag{12}$$

$$H_{z1} = -\frac{\omega\varepsilon_1}{ck_{y1}}\left(E_{x1}^{(\mathrm{inc})} - E_{x1}^{(\mathrm{E})}\right) + \frac{ck_{y1}}{\omega}E_{x1}^{(\mathrm{H})}, \tag{13}$$

$$E_{x1}^{(\mathrm{inc})} = E_{x0}\exp(ik_{y1}y), \tag{14}$$

$$E_{x1}^{(\mathrm{E,H})} = A^{(\mathrm{E,H})}\exp(-ik_{y1}y). \tag{15}$$

Здесь и далее в формулах для полей будем опускать множитель $\exp[i(\boldsymbol{\kappa\rho} - \omega t)]$. В области вакуумного зазора электромагнитное поле также представим в виде суперпозиции волн ТМ- и ТЕ-типов:

$$E_{x2}^{(\mathrm{E})} = B_1\exp(ik_{y2}y) + B_2\exp(-ik_{y2}y), \tag{16}$$

$$E_{y2}^{(\mathrm{E})} = -\frac{\kappa^2}{k_{y2}k_x}\left[B_1\exp(ik_{y2}y) - B_2\exp(-ik_{y2}y)\right], \tag{17}$$

$$E_{z2}^{(\mathrm{E})} = \frac{k_z}{k_x}E_{x2}^{(\mathrm{E})}, \tag{18}$$

$$H_{x2}^{(\mathrm{E})} = -\frac{\omega\varepsilon_2 k_z}{c\kappa^2}E_{y2}^{(\mathrm{E})}, \quad H_{z2}^{(\mathrm{E})} = \frac{\omega\varepsilon_2 k_x}{c\kappa^2}E_{y2}^{(\mathrm{E})}, \tag{19}$$

$$E_{x2}^{(\mathrm{H})} = C_1\exp(ik_{y2}y) + C_2\exp(-ik_{y2}y), \tag{20}$$

$$E_{z2}^{(\mathrm{H})} = -\frac{k_x}{k_z}E_{x2}^{(\mathrm{H})}, \tag{21}$$

$$H_{x2}^{(\mathrm{H})} = -\frac{ck_x k_{y2}}{\omega k_z}\left[C_1\exp(ik_{y2}y) - C_2\exp(-ik_{y2}y)\right], \tag{22}$$

$$H_{y2}^{(\mathrm{H})} = \frac{c\kappa^2}{\omega k_z}E_{x2}^{(\mathrm{H})}, \quad H_{z2}^{(\mathrm{H})} = \frac{k_z}{k_x}H_{x2}^{(\mathrm{H})}. \tag{23}$$

В области диэлектрика электромагнитное поле выберем в виде волны с компонентами $(E_{x3}, E_{y3}, 0)$, (H_{x3}, H_{y3}, H_{z3}). Это означает, что электрическое поле такой волны поляризовано в плоскости, перпендикулярной проволокам. Выражения для полей в диэлектрике имеют вид:

$$E_{x3} = F\exp(ik_{y3}y), \quad E_{y3} = -\frac{k_x}{k_{y3}}E_{x3}, \tag{24}$$

$$H_{x3} = \frac{ck_x k_z}{\omega k_{y3}}E_{x3}, \quad H_{y3} = \frac{ck_z}{\omega}E_{x3}, \tag{25}$$

$$H_{z3} = -\frac{c(k_x^2 + k_{y3}^2)}{\omega k_{y3}}E_{x3}. \tag{26}$$

Для того чтобы получить выражения для коэффициентов отражения, необходимо удовлетворить определенным граничным условиям при $y = 0$ и $y = h$. Для границы $y = 0$ такими условиями являются условия непрерывности тангенциальных компонент электрических и магнитных полей [15]. Для границы $y = h$ — это условия непрерывности компонент полей E_x и H_z, а также условие

$$E_{z2}^{(\mathrm{E})}(h) + E_{z2}^{(\mathrm{H})}(h) = 0. \tag{27}$$

Это условие означает, что компонента E_z полного электрического поля в области вакуумного зазора должна обращаться в нуль на границе $y = h$ в силу бесконечно большой проводимости проволок. При этом нормальные компоненты электрической индукции D_{yl} и компоненты магнитного поля H_{xl} (для $l = 2, 3$) претерпевают разрыв на границе $y = h$, связанный с возбуждением токов в проволоках (см. [14]).

Коэффициенты отражения $R^{(\mathrm{E})}$ для ТМ-волны и $R^{(\mathrm{H})}$ для ТЕ-волны, по определению, равны:

$$R^{(\mathrm{E})} = \left|\frac{\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{E})}\rangle}{\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{inc})}\rangle}\right|, \quad R^{(\mathrm{H})} = \left|\frac{\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{H})}\rangle}{\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{inc})}\rangle}\right|, \tag{28}$$

$$|\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{E})}\rangle| = \frac{\omega^2\varepsilon_1^{3/2}\kappa^2}{8\pi c k_x^2 k_{y1}^2}|E_{x1}^{(E)}|^2, \tag{29}$$

$$|\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{H})}\rangle| = \frac{c\kappa^2\sqrt{\varepsilon_1}}{8\pi k_z^2}|E_{x1}^{(\mathrm{H})}|^2, \tag{30}$$

где $\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{E})}\rangle$ и $\langle \mathbf{S}_1^{(\mathrm{H})}\rangle$ — усредненные по периоду колебаний (во времени) векторы Пойнтинга для ТМ- и ТЕ-волны соответственно. Подставив выражения для полей (8)–(26) в соответствующие граничные условия, получим следующие выражения для коэффициентов отражения ТМ- и ТЕ-волн:

$$R^{(\mathrm{E})} = \left|\frac{A^{(\mathrm{E})}}{E_{x0}}\right|^2 = \left|\frac{1 - iP}{1 + iP}\right|^2, \tag{31}$$

$$P = g_0\frac{P_1}{P_2}, \quad g_0 = \frac{i\varepsilon_2 k_{y1}}{\varepsilon_1 k_{y2}}, \tag{32}$$

$$P_1 = k_{y1}k_{y2}k_z^2 + \kappa^2\operatorname{ch}^2\psi_2[k_{y1}\operatorname{th}\psi_2 + k_{y2}][a\operatorname{th}\psi_2 + b], \tag{33}$$

$$P_2 = k_{y2}^2k_z^2 - \kappa^2\operatorname{ch}^2\psi_2[k_{y1}\operatorname{th}\psi_2 + k_{y2}][a + b\operatorname{th}\psi_2], \tag{34}$$

$$a = \frac{1}{k_{y2}}\left(\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_2 - k_z^2\right), \quad b = \frac{1}{k_{y3}}\left(\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_3 - k_z^2\right), \quad (35)$$

$$R^{(\mathrm{H})} = \frac{c^2 k_x^2 k_{y1}^2}{\omega^2 k_z^2 \varepsilon_1}\left|\frac{A^{(\mathrm{H})}}{E_{x0}}\right|^2 = 4k_x^2 k_z^2 k_{y1}^2\,\frac{\omega^2}{c^2}\,\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}\,\frac{1}{|P_2 + ig_0P_1|^2}, \quad (36)$$

где $\psi_2 = -ihk_{y2}$. Из выражений (31) и (36) видно, что при $k_z \neq 0$ и $h \to \infty$ имеем $R^{(\mathrm{E})} \to 1$, $R^{(\mathrm{H})} \to 0$. То же происходит при конечных значениях h и $k_z \to 0$ для $\mathrm{Re}(k_{yl}) = 0$, $\mathrm{Im}(k_{yl}) \neq 0$ (где $l = 2, 3$). Выпишем выражение для плотности поверхностного тока (тока в проволоках) $j_z^{2\mathrm{D}}$:

$$j_z^{2\mathrm{D}} = -\frac{\omega\varepsilon_2 E_0 k_{y1} k_x^2 k_z}{4\pi k_1 \kappa(\omega^2\varepsilon_3/c^2 - k_z^2)}\,\frac{G}{P_2 + ig_0P_1}, \quad (37)$$

$$G = k_{y3}^2[f_0\exp(-\psi_2) + f_1\exp(\psi_2)] + 2\,\frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_3\,\mathrm{ch}\,\psi_2[k_{y1} + k_{y2}\,\mathrm{th}\,\psi_2], \quad (38)$$

$$f_0 = \frac{P_1 - P_2}{k_{y2}k_x^2}, \quad f_1 = \frac{P_1 + P_2}{k_{y2}k_x^2}, \quad (39)$$

где E_0 — полная амплитуда электрического поля падающей волны, $E_{x0} = E_0 k_{y1} k_x/(k_1\kappa)$.

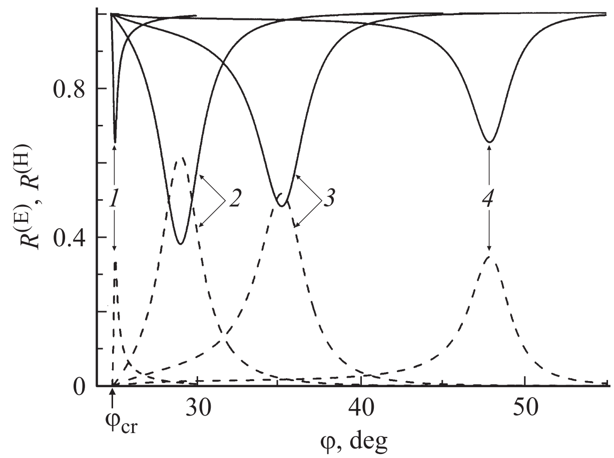

Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения ТМ-волны $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ (сплошные кривые) и ТЕ-волны $R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$ (штриховые кривые) от угла падения φ при $\omega = 1\,\mathrm{THz}$, $\varepsilon_1 = 11.56$ (для кремниевой призмы), $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3' = 2.04$ (для тефлона), $\varepsilon_3'' = 10^{-6}\varepsilon_3'$, $h = 0.1\lambda$ ($\lambda \approx 1.8 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m}$) для ряда значений углов распространения ϑ. Кривым *1* соответствует значение $\vartheta = 20°$, *2* — 40°, *3* — 50°, *4* — 60°. Угол φ_{cr} является углом полного внутреннего отражения и определяется формулой (40). Зависимости построены по формулам (31) и (36).

2. Обсуждение результатов

Проанализируем зависимости коэффициентов отражения $R^{(\mathrm{E})}$ и $R^{(\mathrm{H})}$ от углов падения φ и распространения ϑ при учете малых диссипативных потерь в среде 3, т.е. положим $\varepsilon_3 = \varepsilon_3' + i\varepsilon_3''$ и $\varepsilon_3'' \ll \varepsilon_3'$.

На рис. 2 показаны зависимости $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ (сплошные кривые) и $R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$ (штриховые линии) при $\omega = 1\,\mathrm{THz}$, $\varepsilon_1 = 11.56$ (для кремниевой призмы), $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3' = 2.04$ (для тефлона), $\varepsilon_3'' = 10^{-6}\varepsilon_3'$, $h = 0.1\lambda$ ($\lambda \approx 1.8 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m}$) для ряда значений углов распространения ϑ. Углы падения φ соответствуют углам полного внутреннего отражения:

$$\varphi_{\mathrm{cr}} < \varphi \leq \frac{\pi}{2}, \quad \varphi_{\mathrm{cr}} = \arcsin\sqrt{\frac{\varepsilon_3'}{\varepsilon_1}} \approx 24.8°. \quad (40)$$

Из рис. 2 видно, что для каждого заданного значения угла распространения волны ϑ положения минимумов коэффициента отражения $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ совпадают с положениями максимумов коэффициента отражения $R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$. Эти минимумы и максимумы, в свою очередь, соответствуют корням дисперсионного уравнения исследуемых поверхностных волн:

$$\mathrm{Im}(a) + \mathrm{Im}(b)\,\mathrm{th}\,\psi_2 = 0. \quad (41)$$

Совпадения положений минимумов $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ с положениями максимумов $R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$ физически означают трансформацию волны Е-типа в волну Н-типа с одновременным возбуждением поверхностной волны. Заметим, что сумма коэффициентов отражения $R^{(\mathrm{E})}(\varphi) + R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$ также имеет минимумы при значениях φ и ϑ, соответствующих возбуждению поверхностной волны. При других значениях углов φ и ϑ сумма коэффициентов отражения равна единице. Разность $1 - R^{(\mathrm{E})}(\varphi) - R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$ определяет долю энергии возбуждаемой поверхностной волны и при $h \approx 0.1\lambda$ изменяется по порядку величины от 10^{-3} (при $\vartheta \to 0$) до 10^{-5} (при $\vartheta \approx \vartheta_{\max}$). Здесь $\vartheta_{\max}$ — некоторое наибольшее значение угла распространения поверхностной волны, соответствующее углу падения $\varphi = \pi/2$ при $\mathrm{th}\,\psi_2 = 1$. Выражение для угла $\vartheta_{\max}$ через материальные параметры граничащих сред будет приведено ниже.

Если пренебречь малыми потерями в среде 3, то на зависимости $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ ($R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$) также будут возникать минимумы (максимумы), соответствующие корням дисперсионного уравнения (41). Это является следствием того, что отношения амплитуд отраженных волн к амплитуде падающей волны в выражениях для $R^{(\mathrm{E})}$ и $R^{(\mathrm{H})}$ являются комплексными даже без учета диссипативных потерь в среде 3. Однако сумма $R^{(\mathrm{E})}(\varphi) + R^{(\mathrm{H})}(\varphi)$ равна единице при всех значениях углов $\varphi_{\mathrm{cr}} < \varphi \leq \pi/2$ и ϑ, соответствующих соотношению (41). Это означает, что в отсутствие диссипативных потерь при выполнении условия (41) возникающая поверхностная волна сразу же испытывает радиационный распад и полностью преобразуется в волну Н-типа, которая выходит из зазора в область призмы в направлении отраженной волны. Необходимость учета малых диссипативных потерь при расчете коэффициента отражения отмечалась ранее в работе [16], в которой исследовалось возбуждение поверхностных поляритонов над изотропной границей поверхностно-активной среды. Отличие наших результатов заключается в том, что возбуждению поверхностной волны соответствует условие $R^{(\mathrm{E})}(\varphi) + R^{(\mathrm{H})}(\varphi) < 1$, для выполнения которого необходим учет малых диссипативных потерь.

Численный расчет по формуле (37) показывает, что положения минимумов (максимумов) на зависимостях $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ $(R^{(\mathrm{H})}(\varphi))$ совпадают с положениями максимумов плотности тока в проволоках $|j_z^{\mathrm{2D}}(\varphi)|$. Это означает, что возбуждение поверхностной волны обусловлено возникновением индуцированного тока в проволоках $j_z^{\mathrm{2D}}(\varphi)$ и неразрывно связано с частичной поляризацией падающего на проволоки излучения.

На рис. 3 приведена дисперсионная характеристика (41) для $\mathrm{th}\,\psi_2 \to 1$, представленная в виде зависимости $\varphi(\vartheta)$ (кривая A). При $\varepsilon_3'' \ll \varepsilon_3'$ зависимость $\varphi(\vartheta)$ можно записать в виде:

$$\varphi(\vartheta) = \arcsin\sqrt{\frac{2\varepsilon_2\varepsilon_3'}{\varepsilon_1\Lambda(\vartheta)}}, \tag{42}$$

где

$$\Lambda(\vartheta) = \varepsilon_3' + \varepsilon_2 - \sqrt{(\varepsilon_3' - \varepsilon_2)^2 + 4\varepsilon_2\varepsilon_3'\sin^4\vartheta}. \tag{43}$$

Из рис. 3 видно, что при углах падения, близких к критическому угол распространения, ϑ стремится к нулю (т. е. $\vartheta \to 0$ при $\varphi \to \varphi_{\mathrm{cr}}$), а при $\varphi \to \pi/2$ угол ϑ стремится к некоторому максимальному значению $\vartheta_{\max}$ (линия B на рис. 3):

$$\vartheta_{\max} = \arcsin\Big[1 - \frac{\varepsilon_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_3') - \varepsilon_2\varepsilon_3'}{\varepsilon_1^2}\Big]^{1/4}. \tag{44}$$

Для выбранных выше параметров системы этот угол равен $\vartheta_{\max} \approx 68.6°$. Заметим, что при $\vartheta = 0$ исследуемых поверхностных волн не существует (см. [13]).

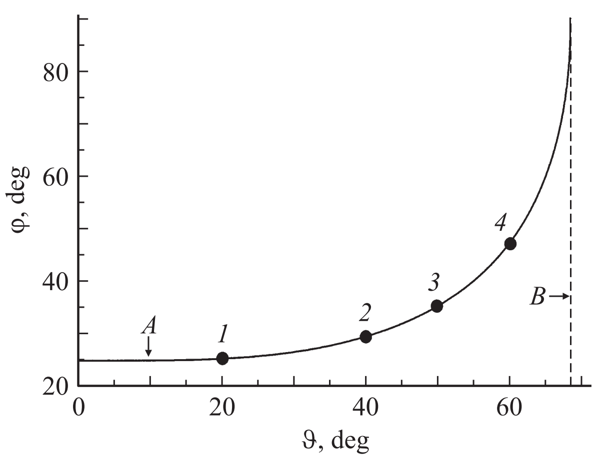

Рис. 3. Дисперсионная характеристика косых поверхностных волн при $h \to \infty$, представленная в виде зависимости $\varphi(\vartheta)$ (кривая A). Зависимость построена по формуле (42) при $\omega = 1\,\mathrm{THz}$, $\varepsilon_1 = 11.56$, $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3' = 2.04$, $\varepsilon_3'' = 10^{-6}\varepsilon_3'$. Линия B соответствует углу $\vartheta_{\max}$, который определяется формулой (44). Кружками показаны положения минимумов (максимумов) коэффициента отражения $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ $(R^{(\mathrm{H})}(\varphi))$. Цифры возле кружков соответствуют номерам минимумов (максимумов) коэффициентов отражения на рис. 2.

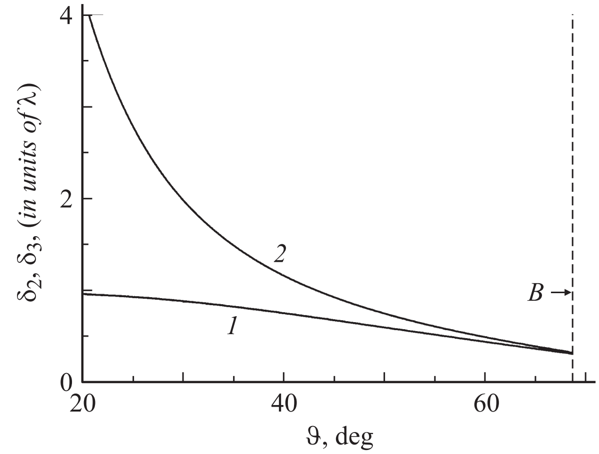

Рис. 4. Зависимости глубины проникновения косых поверхностных волн в область зазора $\delta_2(\vartheta)$ (кривая *1*) и в область диэлектрика $\delta_3(\vartheta)$ (кривая *2*) от угла распространения ϑ при $\omega = 1\,\mathrm{THz}$, $\varepsilon_1 = 11.56$, $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3' = 2.04$, $\varepsilon_3'' = 10^{-6}\varepsilon_3'$, $h = 0.1\lambda$ $(\mathrm{th}\,\psi_2 \approx 1)$. Значения глубины проникновения δ_2 и δ_3 выражены в единицах длины волны λ. Зависимости построены по формулам (45) и (46). Линии B соответствует значение угла $\vartheta_{\max}$, который определяется формулой (44).

На этом же рисунке кружками показаны положения минимумов (максимумов) коэффициента отражения $R^{(\mathrm{E})}(\varphi)$ $(R^{(\mathrm{H})}(\varphi))$. Цифры возле кружков соответствуют номерам минимумов (максимумов) на рис. 2. Из рис. 3 видно, что положения минимумов (максимумов) коэффициентов отражения практически совпадают с дисперсионной кривой исследуемых поверхностных волн для полубесконечного случая (когда $h \to \infty$). Такое совпадение связано с тем, что $\mathrm{th}\,\psi_2 \approx 1$ для выбранных параметров системы и демонстрирует возможность возбуждения поверхностных волн для полуограниченного случая, описанного в работе [13].

Проанализируем зависимости глубин проникновения поверхностной волны в зазор δ_2 и диэлектрик δ_3 от угла распространения ϑ. Соответствующие выражения для δ_2 и δ_3 в единицах длины волны λ (при $\varepsilon_3'' \ll \varepsilon_3'$ и $\mathrm{th}\,\psi_2 \approx 1$) имеют вид:

$$\frac{\delta_2}{\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda\,\mathrm{Re}(ik_{y2})} = \frac{\sqrt{\Lambda(\vartheta)}}{\sqrt{\varepsilon_2}\sqrt{2\varepsilon_3' - \Lambda(\vartheta)}}, \tag{45}$$

$$\frac{\delta_3}{\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda\,\mathrm{Re}(ik_{y3})} = \frac{\sqrt{\Lambda(\vartheta)}}{\sqrt{\varepsilon_3'}\sqrt{2\varepsilon_2 - \Lambda(\vartheta)}}. \tag{46}$$

На рис. 4 показаны зависимости δ_2/λ (кривая *1*) и δ_3/λ (кривая *2*) от угла ϑ для указанных выше параметров системы. Видно, что поверхностные волны наиболее локализованы на границе вакуумный зазор–диэлектрик при $\vartheta \to \vartheta_{\max}$, когда $\varphi \to \pi/2$ (линия B). Глубины локализации при $\vartheta \to \vartheta_{\max}$ приблизительно равны значению 0.3λ. Это означает, что в рассматриваемой системе методом НПВО можно возбудить хорошо локализованные поверхностные волны в терагерцовой области спектра.

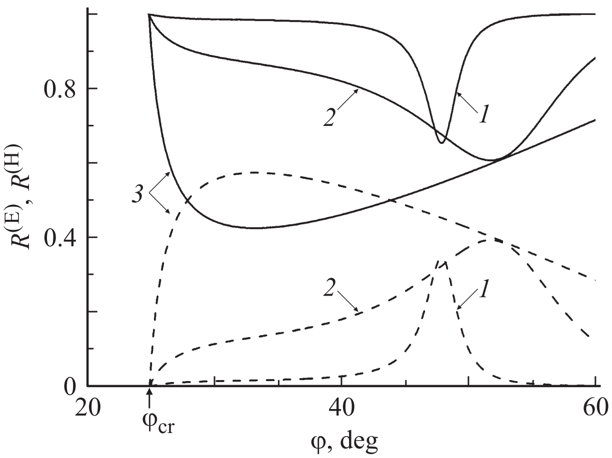

Рис. 5. Зависимости коэффициентов отражения ТМ-волны $R^{(E)}(\varphi)$ (сплошные кривые) и ТЕ-волны $R^{(H)}(\varphi)$ (штриховые кривые) от угла падения φ, построенные для ряда значений ширины зазора h при $\vartheta = 60^\circ$, $\omega = 1\,\text{THz}$, $\varepsilon_1 = 11.56$, $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3' = 2.04$, $\varepsilon_3'' = 10^{-6}\varepsilon_3'$, $h = 0.1\lambda$. Кривым *1* соответствует значение $h = 0.1\lambda$, *2* — 0.05λ, *3* — 0. Угол φ_{cr} является углом полного внутреннего отражения и определяется формулой (40). Зависимости построены по формулам (31) и (36).

Проанализируем, как изменяется вид зависимостей $R^{(E)}(\varphi)$ и $R^{(H)}(\varphi)$ при изменении ширины зазора h. На рис. 5 показаны зависимости $R^{(E)}(\varphi)$ (сплошные кривые) и $R^{(H)}(\varphi)$ (штриховые кривые) для указанных выше параметров системы при $\vartheta = 60^\circ$ и ряда значений h. Из рис. 5 видно, что с уменьшением ширины зазора минимумы (максимумы) на зависимости $R^{(E)}(\varphi)$ $(R^{(H)}(\varphi))$ становятся менее выраженными и в пределе $h \to 0$ исчезают. Это означает, что при $h = 0$ поляризация падающей волны на проволоках происходит во всем интервале углов падения $\varphi_{\text{cr}} < \varphi \le \pi/2$, но поверхностные волны при этом не возбуждаются. Численный расчет показывает, что с ростом ширины зазора при $h > 0.1\lambda$ минимумы (максимумы) на зависимостях $R^{(E)}(\varphi)$ $(R^{(H)}(\varphi))$ сужаются и уменьшаются по величине.

Укажем еще один способ возбуждения рассмотренных выше поверхностных волн. Действительно, эти волны можно возбудить методом НПВО с помощью однородной волны в призме с компонентами $(E_{x1}^{(\text{inc})}, E_{y1}^{(\text{inc})}, 0)$; $(H_{x1}^{(\text{inc})}, H_{y1}^{(\text{inc})}, H_{z1}^{(\text{inc})})$. Для этого на границе призма–вакуумный зазор необходимо расположить такой же ряд металлических проволок, как и на границе вакуумный зазор–диэлектрик. В этом случае отраженная волна в призме, волна в вакуумном зазоре и волна в диэлектрике будут иметь такую же поляризацию, как и падающая волна. В области призмы выражения для полей имеют вид:

$$E_{x1} = E_{x0}\exp(ik_{y1}y) + A\exp(-ik_{y1}y), \tag{47}$$

$$E_{y1} = -\frac{k_x}{k_{y1}}\left[E_{x0}\exp(ik_{y1}y) - A\exp(-ik_{y1}y)\right], \tag{48}$$

$$H_{x1} = -\frac{ck_z}{\omega}E_{y1}, \quad H_{y1} = \frac{ck_z}{\omega}E_{x1}, \tag{49}$$

$$H_{z1} = \frac{c(k_x^2 + k_{y1}^2)}{k_x\omega}E_{y1}. \tag{50}$$

Выражения для полей в вакуумном зазоре можно получить из формул (47)–(50) путем замены индекса „1“ на индекс „2“ и обозначений амплитуд E_{x0}, A, на B_1, B_2 соответственно. Выражения для полей в диэлектрике 3 описываются выражениями (24)–(26). Граничные условия представляют собой условия непрерывности компонент полей E_x и H_z на границах $y = 0$ и $y = h$. Нормальные компоненты электрической индукции и компоненты полей H_x будут претерпевать на этих границах разрывы, связанные с возбуждением токов в проволоках. Удовлетворив указанным выше граничным условиям, получим следующее выражение для коэффициента отражения:

$$R = \left|\frac{A}{E_{x0}}\right|^2 = \left|\frac{1 + iU}{1 - iU}\right|^2, \tag{51}$$

$$U = u_0\,\frac{a\,\text{th}\,\psi_2 + b}{a + b\,\text{th}\,\psi_2}, \tag{52}$$

$$u_0 = \frac{ik_{y1}}{k_{y2}}\,\frac{\omega^2\varepsilon_2/c^2 - k_z^2}{\omega^2\varepsilon_1/c^2 - k_z^2}, \tag{53}$$

где a и b определяются выражениями (35), $\psi_2 = -ihk_{y2}$. Численный анализ выражения (51) показывает, что коэффициент отражения $R(\varphi)$ имеет минимумы. Они соответствуют обращению в нуль мнимой части знаменателя в выражении (52), т.е. корням дисперсионного уравнения (41). Разность $1 - R(\varphi)$ отвечает доле энергии возбуждаемой поверхностной волны и при $h \approx 0.1\lambda$ изменяется по порядку величины от 0.1 (при $\vartheta \to 0$) до 10^{-3} (при $\vartheta \to \vartheta_{\max}$). Последнее обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что возбуждение исследуемых поверхностных волн однородной волной, поляризованной поперек проволок, является более эффективным способом, чем возбуждение с помощью однородной волны ТМ-поляризации.

Заметим, что рассмотренные выше особенности возбуждения исследуемых поверхностных волн методом НПВО в геометрии Отто качественно не изменятся и в геометрии Кречманна (см. [5]). В этой геометрии область 2 заполнена диэлектриком, а область 3 представляет собой вакуум. Действительно, полученные в предыдущем параграфе выражения для коэффициентов отражения (31) и (36) справедливы при любом соотношении между диэлектрическими проницаемостями ε_2 и ε_3. Важно заметить также, что рассмотренные в этой работе поверхностные волны можно возбудить методом НПВО на границе вакуума и полубесконечной диэлектрической среды, полностью заполненной параллельными рядами идеально проводящих проволок. При этом проволоки параллельны границе раздела сред вакуум–диэлектрик. Отметим, что поверхностные волны рассмотренного выше типа могут распространяться вдоль границы раздела вакуума и сильно замагниченной твердотельной плазмы (например, металла или полупроводника), если магнитное поле направлено параллельно границе [17,18].

Заключение

В представленной работе теоретически исследована возможность возбуждения косых поверхностных электромагнитных волн над границей диэлектрика с одномерным массивом идеально проводящих проволок с помощью метода НПВО. Они представляют собой суперпозицию поверхностных волн ТМ- и ТЕ-типов, а их электрическое поле направлено перпендикулярно проволокам. Расстояние между проволоками, так же как и их диаметр, предполагалось много меньшим длины поверхностной волны. Глубины проникновения волны в смежные среды в терагерцовой области спектра меньше длины волны, что свидетельствует о хорошей локализации волны вблизи границы.

Установлено, что исследуемые волны можно возбудить с помощью электромагнитной волны ТМ-поляризации, падающей на границу призма—вакуумный зазор. При этом их возбуждение сопровождается частичной поляризацией падающего излучения ТМ-типа в излучение ТЕ-типа. Полученные результаты остаются справедливыми в случае возбуждения косых поверхностных волн методом НПВО в геометрии Кречманна, когда зазор между призмой и проволоками заполняется диэлектриком, а область под проволоками является вакуумом. Это дает возможность использовать тонкие диэлектрические пластинки с нанесенными на них массивами металлических проволок в качестве волноведущих структур для косых поверхностных волн. Показано также, что косые поверхностные волны можно возбудить с помощью однородной волны, электрическое поле которой поляризовано перпендикулярно проволокам.

Список литературы

[1] *Sandtke M., Kuipers L.* // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. N 10. P. 573–576.

[2] *Williams C.R., Andrews S.R., Maier S.A., Fernandez-Dominguez A.I., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J.* // Nature Photonics. 2008. Vol. 2. N 3. P. 175–179.

[3] *Климов В.В.* // УФН. 2008. Т. 178. № 8. С. 875–880.

[4] *Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А.* // УФН. 2009. Т. 179. № 9. С. 1003–1007.

[5] Поверхностные поляритоны / Под ред. Аграновича В.М., Миллса Д.Л. М.: Наука, 1985. 525 с.

[6] *Pendry J.B., Martin-Moreno L., and Garcia-Vidal F.J.* // Science. 2004. Vol. 305. N 5685. P. 847–848.

[7] *Garcia-Vidal F.J., Martin-Moreno L., and Pendry J.B.* // Opt. A: Pure Appl. Opt. 2005. Vol. 7. N 2. P. S97–S101.

[8] *Бразис Р.С.* // Литовский физический сборник. 1981. Т. 21. № 4. С. 73–117.

[9] *Maier S.A., Andrews S.R., Martin-Moreno L., and Garcia-Vidal F.J.* // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. N 17. P. 176 805(4).

[10] *Fernandez-Dominguez A.I., Moreno E., Martin-Moreno L., and Garcia-Vidal F.J.* // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. N 23. P. 233 104(4).

[11] *Martin-Cano D., Nesterov M.L., Fernandez-Dominguez A.I., Garcia-Vidal F.J., Martin-Moreno L., and Moreno E.* // Optics Express. 2010. Vol. 18. N 2. P. 754–764.

[12] *Яковенко И.В.* // Радиофизика и электроника. 1998. Т. 3. № 1. С. 7–11.

[13] *Нарышкина Л.Г., Герценштейн М.Е.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 1. С. 91–97.

[14] *Averkov Yu.O., Yakovenko V.M.* // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. N 4. P. 045 427(7).

[15] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1959. 532 с.

[16] *Bryksin V.V., Gerbstein Yu.M., and Mirlin D.M.* // Phys. Stat. Sol. B. 1972. Vol. 51. N 2. P. 901–911.

[17] *Ханкина С.И., Яковенко В.М.* // ФТТ. 1967. Т. 9. Вып. 2. С. 578–582.

[18] *Ханкина С.И., Яковенко В.М.* // ФТТ. 1967. Т. 9. Вып. 10. С. 2943–2947.