

УДК 621.383.4

РАСЧЕТ ВОЛНОВОДНОГО ЗОНДА ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ СЛОИСТОЙ СРЕДЫ

С.С. Михеев¹, А.Б. Сотский¹, М.М. Назаров², Л.И. Сотская³¹Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва³Белорусско-Российский университет, Могилев

CALCULATION OF THE WAVEGUIDE PROBE FOR TERAHERTZ SPECTROSCOPY OF A LAYERED MEDIUM

S.S. Miheev¹, A.B. Sotsky¹, M.M. Nazarov², L.I. Sotskaya³¹Mogilev State A. Kuleshov University²Kurchatov Institute National Research Center, Moscow³Belarusian-Russian University, Mogilev

В приближении Кирхгофа получено аналитическое решение дифракционной задачи о нахождении спектров амплитуд мод волноводного зонда при отражении терагерцового импульса от открытого торца волновода с поллой сердцевинной, контактирующего со слоистой средой. На примере электродинамической модели кожи в виде двух слоев водного раствора альбумина, возбуждаемых модами полого металлического волновода, исследовано влияние влажности эпидермиса на спектры амплитуд отраженных мод, допускающие измерение методом терагерцовой спектроскопии во временной области. Установлено, что оптимальным для данного метода является выбор частотного диапазона, соответствующего одномодовому режиму работы волновода.

Ключевые слова: волновод с поллой сердцевинной, зонд, терагерцовая спектроскопия во временной области, слоистая среда, биологический сенсор.

Using the Kirchhoff approximation, an analytical solution of the diffraction problem on finding the spectra of the amplitudes of the modes of a waveguide probe at reflection of a terahertz pulse from the open end of a hollow core waveguide contacting with a layered medium, is obtained. On example of the electrodynamic model of the skin as two layers of an aqueous albumin solution excited by the modes of a hollow metal waveguide, the effect of epidermal humidity on the spectra of amplitudes of reflected waveguide modes, which can be measured using the time domain spectroscopy, is studied. It is established that the optimal choice of the frequency range refers to single-mode regime of the waveguide work.

Keywords: hollow-core waveguide, waveguide probe, terahertz time domain spectroscopy, layered medium, biologic sensor.

Введение

В отличие от схем объемной терагерцовой (ТГц) оптики, используемых для диагностики биологических тканей, волноводный зонд может обеспечить локальный доступ к биологическим объектам, в том числе к труднодоступным, *in vivo* [1], [2]. Он одновременно выполняет две функции – доставки импульсного ТГц излучения к изучаемому объекту и получения отраженного сигнала, несущего информацию об объекте, извлекаемую методом ТГц спектроскопии во временной области (time domain spectroscopy (TDS)) [1], [2]. Для зондовых применений в ТГц диапазоне, по-видимому, наиболее перспективны полые волноводы с металлизированной внутренней границей [1], [3]–[6], которые можно изготовить в гибкой конфигурации, используя внутреннюю металлизацию полимерных трубок [3]–[6]. Передаточные характеристики таких волноводов исследованы в работах [3]–[7]. В настоящей статье рассматривается практически не изученный на данный момент вопрос о расчете коэффициентов отражения мод полого ТГц волновода с открытым торцом от слоистой среды. Он актуален,

в частности, с позиций зондовой ТДС локальных участков кожи при диагностике границ опасных заболеваний. В приближении Кирхгофа для названных коэффициентов получены аналитические выражения. В рамках двухслойной модели кожи оценена чувствительность ТГц зонда в виде металлического волновода с поллой сердцевинной кругового сечения к влажности эпидермиса.

1 Расчетная схема

Исследуемая оптическая схема приведена на рисунке 1.1.

Здесь некоторая мода трехмерного ТГц волновода с поллой сердцевинной (выбор волновода такого типа объясняется значительным поглощением ТГц излучения всеми известными веществами за исключением сухого воздуха [8]), обозначенная символом I , падает на плоскостойкую среду, расположенную в области $z < 0$. Среда состоит из $n + 1$ однородных слоев. Искомыми являются амплитуды отраженных мод (на рисунке 1.1 символ R), формирующие импульс на приемной фотоантенне [6].

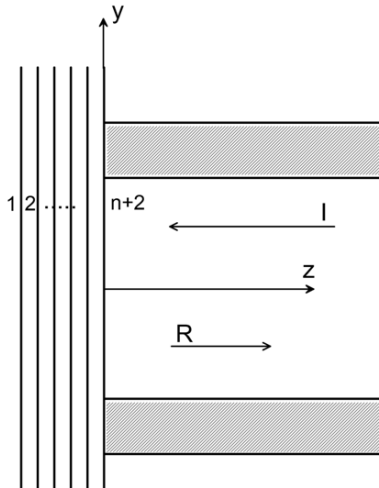


Рисунок 1.1 – Геометрия задачи об отражении моды волновода с открытым торцом от слоистой среды

В строгой постановке соответствующая дифракционная задача является весьма сложной. Для ее упрощения воспользуемся приближением Кирхгофа [9], [10], в котором отраженное поле в сердцевине волновода при $z = +0$ совпадает с полем пучка, отраженного от слоистой среды при падении на нее из области $z > 0$, занятой воздухом с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_a , пучка, поле которого в пределе при $z \rightarrow +0$ равно полю падающей волноводной моды.

В указанном приближении решение дифракционной задачи об отражении ТГц импульса от слоистой среды сводится к решению двух независимых дифракционных задач для полей с компонентами $E_z = 0$ и $H_z = 0$ [11]. При выделении в поле ТГц импульса монохроматической компоненты $\exp(i\omega t)$ ($\omega = 2\pi f$, f – частота) дифракционное поле представляется интегралами Фурье по пространственным частотам k_x, k_y :

$$\begin{aligned} & [\mathbf{E}(x, y, z), \mathbf{H}(x, y, z)] = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} [\hat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z), \hat{\mathbf{H}}(k_x, k_y, z)] \times \\ & \times \exp(-ik_x x - ik_y y) dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Для волн первого типа ($E_z = 0$)

$$\begin{aligned} \hat{E}_x &= -\omega \mu_0 k_y k^{-2} \hat{H}_z, \quad \hat{E}_y = \omega \mu_0 k_x k^{-2} \hat{H}_z, \\ \hat{H}_x &= -ik_x k^{-2} \nabla_z \hat{H}_z, \quad \hat{H}_y = -ik_y k^{-2} \nabla_z \hat{H}_z, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, а \hat{H}_z подчиняется обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\nabla_z^2 \hat{H}_z + [k_0^2 \epsilon(z) - k^2] \hat{H}_z = 0, \quad (1.3)$$

где $k_0 = \omega c^{-1}$ – волновое число вакуума, $\epsilon(z)$ – относительная диэлектрическая проницаемость

слоистой среды на частоте ω . Решение уравнения (1.3) дает для отраженного поля:

$$\hat{H}_z^{(r)} = A \hat{h}_z(k_x, k_y) r_s(k^2) \exp(-i\beta_{n+2} z). \quad (1.4)$$

Здесь $\hat{h}_z(k_x, k_y)$ – фурье-образ z -компоненты магнитного поля падающей моды $h_z(x, y)$,

A – амплитуда данной моды, $\beta_{n+2} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_a - k^2}$ – коэффициент

$$r_s(k^2) = (i\gamma H_{n+2} - H'_{n+2})(i\beta_{n+2} H_{n+2} - H'_{n+2})^{-1}, \quad (1.5)$$

где γ – постоянная распространения моды, находится с применением рекуррентных формул

$$H_{j+1} = H_j \cos(\beta_j \Delta z_j) + H'_j \sin(\beta_j \Delta z_j) \beta_j^{-1}, \quad (1.6)$$

$$H'_{j+1} = -H_j \beta_j \sin(\beta_j \Delta z_j) + H'_j \cos(\beta_j \Delta z_j), \quad (1.7)$$

в которых $\beta_j = \sqrt{k_0^2 \epsilon_j - k^2}$, ϵ_j и Δz_j – диэлектрическая проницаемость и толщина j -го слоя, $H_2 = 1$, $H'_2 = i\beta_1$.

Для волн второго типа ($H_z = 0$) соотношения, аналогичные (1.2)–(1.7) имеют вид

$$\hat{E}_x = -ik_x k^{-2} D', \quad \hat{E}_y = -ik_y k^{-2} D',$$

$$\hat{H}_x = \epsilon_0 \omega k_y k^{-2} D, \quad \hat{H}_y = -\epsilon_0 \omega k_x k^{-2} D, \quad (1.8)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $D = \epsilon(z) \hat{E}_z$, $D' = [\epsilon(z)]^{-1} \nabla_z D$,

$$\epsilon(y) \nabla_z [\epsilon(z)]^{-1} \nabla_z D + [k_0^2 \epsilon(z) - k^2] D = 0, \quad (1.9)$$

$$\hat{E}_z^{(r)} = A \hat{e}_z(k_x, k_y) r_p(k^2) \exp(-i\beta_{n+2} z), \quad (1.10)$$

$\hat{e}_z(k_x, k_y)$ – фурье-образ z -компоненты электрического поля падающей волноводной моды $e_z(x, y)$,

$$\begin{aligned} r_p(k^2) &= \\ &= (i\gamma D_{n+2} - \epsilon_a D'_{n+2})(i\beta_{n+2} D_{n+2} + \epsilon_a D'_{n+2})^{-1}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$D_{j+1} = H_j \cos(\beta_j \Delta z_j) + \epsilon_j D'_j \sin(\beta_j \Delta z_j) \beta_j^{-1}, \quad (1.12)$$

$$D'_{j+1} = -H_j \epsilon_j^{-1} \beta_j \sin(\beta_j \Delta z_j) + D'_j \cos(\beta_j \Delta z_j), \quad (1.13)$$

$$D_2 = 1, \quad D'_2 = i\beta_1 \epsilon_1^{-1}.$$

Подстановка в (1.1) значений (1.2), где $\hat{H}_z = \hat{H}_z^{(r)}$ и (1.8), где $\hat{E}_z = \hat{E}_z^{(r)}$ позволяет аналитически рассчитать отраженное электромагнитное поле в пределе при $z \rightarrow +0$. Обозначим это поле через $\mathbf{E}^{(r)}, \mathbf{H}^{(r)}$. Нахождение ТГц импульса, отраженного от слоистой среды в окрестности торца волновода, сводится к прямому интегрированию данного поля по спектру временных частот по схеме, описанной в [7].

Для полного расчета характеристик волноводного зонда необходимо дополнить полученное решение нахождением амплитуд волноводных мод, отраженных от слоистой среды. В рассматриваемой геометрии эффекты взаимного преобразования мод разного порядка не существенны, что позволяет выполнить названный расчет в приближении, где мода отражается сама в

себя [12]. В этом случае применение векторных соотношений ортогональности мод [13] приводит к следующему выражению для амплитуды B отраженной моды:

$$B = RA = \left[\int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy (\mathbf{e} \times \mathbf{h})_z \right]^{-1} \int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy (\bar{\mathbf{E}}^{(r)} \times \mathbf{h})_z, \quad (1.14)$$

где R – амплитудный коэффициент отражения моды от слоистой среды, $\bar{\mathbf{E}}^{(r)} = A^{-1} \mathbf{E}^{(r)}$, $\mathbf{E}^{(r)}$ – напряженность отраженного поля, найденная на предыдущем шаге решения.

Учитывая, что поле моды любого ТГц волновода практически полностью локализовано в его полой сердцевине и принимает пренебрежимо малые значения вне сердцевины и на ее периметре [7], [8], а также то, что в сердцевине волновода выполняются уравнения

$$(\nabla_x^2 + \nabla_y^2)(e_z, h_z) = -\kappa^2(e_z, h_z),$$

где $\kappa^2 = k_0^2 \varepsilon_a - \gamma^2$, из (1.1), (1.2), (1.8) получаем:

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy (\bar{\mathbf{E}}^{(r)} \times \mathbf{h})_z = \frac{4\pi^2 \omega}{\kappa^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y (\varepsilon_0 \varepsilon_a \beta_{n+2} r_p \hat{e}_z^2 - \mu_0 \gamma r_s \hat{h}_z^2), \quad (1.15)$$

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy (\mathbf{e} \times \mathbf{h})_z = \frac{\gamma \omega}{\kappa^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy (\varepsilon_0 \varepsilon_a e_z^2 + \mu_0 h_z^2). \quad (1.16)$$

Представим компоненты поля моды в сердцевине волновода рядами Рэлея [14]

$$(e_z, h_z) = \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} (CE_{\mu}, CH_{\mu}) \exp(i\mu\phi) J_{\mu}(\kappa r),$$

где $J_{\mu}(\kappa r)$ – функция Бесселя, CE_{μ} , CH_{μ} – амплитуды цилиндрических гармоник и использованы полярные координаты ($x = r \cos \phi$, $y = r \sin \phi$). Тогда после вычисления интегралов от функций Бесселя выражения (1.15), (1.16) преобразуются к виду

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy (\bar{\mathbf{E}}^{(r)} \times \mathbf{h})_z = \frac{2\pi\omega a^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} k dk [f_0^2 (CE_0 \beta_{n+2} \varepsilon_0 \varepsilon_a r_p - CH_0 \mu_0 \gamma r_s) + 2 \sum_{\mu=1}^{\infty} f_{\mu}^2 (CE_{\mu} CE_{-\mu} \beta_{n+2} \varepsilon_0 \varepsilon_a r_p - CH_{\mu} CH_{-\mu} \mu_0 \gamma r_s)], \quad (1.17)$$

где a – радиус сердцевины волновода,

$$f_{\mu} = [\kappa J_{\mu}(\kappa a) J_{\mu-1}(\kappa a) - \kappa J_{\mu-1}(\kappa a) J_{\mu}(\kappa a)] (k^2 - \kappa^2)^{-1} \quad (k \neq \kappa),$$

$$f_{\mu} = 0.5a [J_{\mu}^2(\kappa a) - J_{\mu-1}(\kappa a) J_{\mu+1}(\kappa a)] \quad (k = \kappa),$$

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy (\mathbf{e} \times \mathbf{h})_z = \quad (1.18)$$

$$= \frac{\pi\gamma\omega a^2}{\kappa^2} \left\{ (\varepsilon_0 \varepsilon_a CE_0^2 + \mu_0 CH_0^2) [J_0^2(\kappa a) + J_1^2(\kappa a) - 1] + 2 \sum_{\mu=1}^{\infty} (-1)^{\mu} (\varepsilon_0 \varepsilon_a CE_{\mu} CE_{-\mu} + \mu_0 CH_{\mu} CH_{-\mu}) \times [J_{\mu}^2(\kappa a) - J_{\mu-1}(\kappa a) J_{\mu+1}(\kappa a)] \right\}.$$

Выражения (1.14), (1.17), (1.18) дают итоговое решение дифракционной задачи для комплексных коэффициентов отражения мод волновода с полой сердцевинной, относящихся к спектральной компоненте импульса с частотой f .

2 Волноводный ТГц зонд как сенсор влажности кожи

Представленные ниже расчетные данные имеют цель оценки чувствительности волноводного ТГц сенсора влажности кожи. Они получены для модели кожи в виде двух слоев водного раствора альбумина. Для задания диэлектрической проницаемости слоев использована модель Бруггемана [15]:

$$\varepsilon_{1,2} = 0.25(\sqrt{S^2 + 8\varepsilon_p \varepsilon_w} + S),$$

$$S = 3(1-C)(\varepsilon_p - \varepsilon_w) + 2\varepsilon_w - \varepsilon_p,$$

где C – объемная доля воды в растворе, а диэлектрические проницаемости воды (ε_w) и протеина (ε_p) вычисляются по эмпирическим формулам [15], [16]

$$\varepsilon_w = 2.5 + 75(1 + i19\pi f)^{-1} + 1.47(1 + i0.46\pi f)^{-1} + 32(28.09 - f^2 + i5.35f)^{-1},$$

$$\varepsilon_p = 4.185 - i0.598 - (0.805 + i0.766)(f - \bar{f}) - (0.179 - i0.751)(f - \bar{f})^2,$$

где $\bar{f} = 0.503$ ТГц, f берется в ТГц. Для дермы (слой 1) использовано фиксированное значение $C = 0.7$, а доля воды C в эпидермисе (слой 2) рассматривалась переменной. Такая модель оправдана с точки зрения диагностики некоторых кожных заболеваний [1]. При расчетах толщина эпидермиса полагалась равной $\Delta z_2 = 50$ мкм. Зондирование слоистой среды выполнено при помощи полого металлического волновода с сердцевинной кругового сечения радиуса $a = 900$ мкм (медицинская игла 13 калибра), заполненной сухим воздухом ($\varepsilon_a = 1$).

Исследованы спектры коэффициентов отражения основной H_{11} и первой высшей E_{11} мод, допускающих возбуждение ТГц фотоантенной, расположенной симметрично относительно входного торца волновода [3], [4], [7].

Для моды H_{11} $CE_{\mu} = 0$ при всех μ , $CH_{\mu} = 0$ при $|\mu| \neq 1$, $CH_1 = 1$, $CH_{-1} = -1$, а дисперсионное уравнение $J_0(\kappa a) = J_2(\kappa a)$ имеет решение $\kappa a = 1.8412$ [17]. Соответственно,

частота отсечки, на которой $\gamma = 0$, составляет $f_c = kc(2\pi a)^{-1} = 0.098$ ТГц. Согласно (1.14), (1.17), (1.18), для данной моды

$$R = 2[J_0^2(\kappa a) - J_1^2(\kappa a)]^{-1} \int_0^\infty k r_s f_1^2 dk. \quad (2.1)$$

Для моды E_{11} $CH_\mu = 0$ при всех μ , $CE_\mu = 0$ при $|\mu| \neq 1$, $CE_1 = 1$, $CE_{-1} = -1$, а дисперсионное уравнение $J_1(\kappa a) = 0$ имеет решение $\kappa_v a = 3.8317$ [17]. Частота отсечки данной моды $f_c = 0.203$ ТГц. Здесь, согласно (1.14), (1.17), (1.18)

$$R = 2[\gamma J_0^2(\kappa a)]^{-1} \int_0^\infty k r_p \beta_{n+2} f_1^2 dk. \quad (2.2)$$

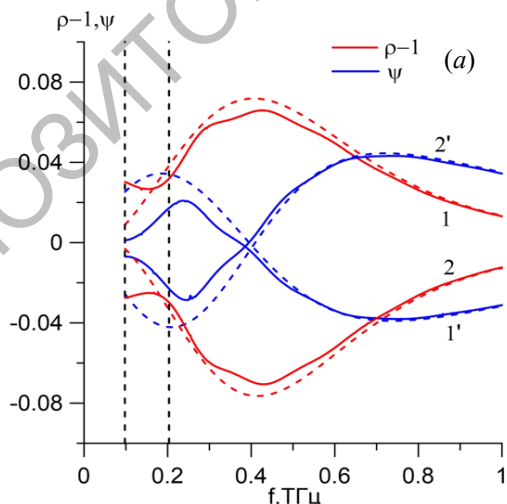
Заметим, что равномерная относительно f сходимость интегралов в (2.1) и (2.2) обеспечивается асимптотиками подынтегральных функций $O(1/k^5)$ и $O(1/k^3)$ при $k \rightarrow \infty$, соответственно.

На рисунке 2.1 сопоставлены спектры коэффициентов отражения мод H_{11} и E_{11} , рассчитанные на основании (2.1) и (2.2) при $C = 0.2$. На низких частотах ($f < 0.6$ ТГц) эти спектры существенно различаются, но по мере увеличения частоты они сближаются. Последний результат естественен, так как при высоких частотах обе рассматриваемые моды переходят в плоскую ТЕМ волну, нормально отражающуюся от слоистой среды.

На рисунке 2.2 приведены относительные спектры коэффициентов отражения мод, допускающие измерение методом TDS при условии селективного возбуждения мод. Для них

$$\rho = |R(C)/R(C_0)|, \quad \psi = \arg[R(C)/R(C_0)], \quad (2.3)$$

где C – текущая доля воды в эпидермисе, $C_0 = 0.2$ – доля воды в эпидермисе при записи



опорного спектра. Спектры (2.3) сопоставлены с относительными спектрами коэффициента отражения плоской волны, нормально падающей на слоистую среду. Для последних

$$\rho = |r_s(C)/r_s(C_0)|,$$

$$\psi = \arg[r_s(C)/r_s(C_0)],$$

где r_s рассчитывается по формуле (1.5) при условиях $\gamma = \beta_{n+2}$, $k = 0$.

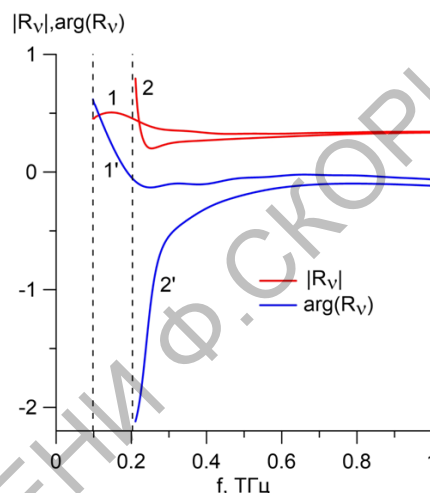


Рисунок 2.1 – Спектры коэффициентов отражения от кожи основной (1, 1') и первой высшей (2, 2') мод полого металлического волновода. Вертикальными штриховыми линиями отмечены частоты отсечки мод

Согласно рисунку 2.2, в области $f < 0.6$ ТГц чувствительность мод H_{11} и E_{11} к влажности эпидермиса заметно различается. Эта особенность затрудняет интерпретацию экспериментальных данных TDS [5], [7]. При $f > 0.6$ ТГц спектры отношений $R(C)/R(C_0)$ для обеих мод

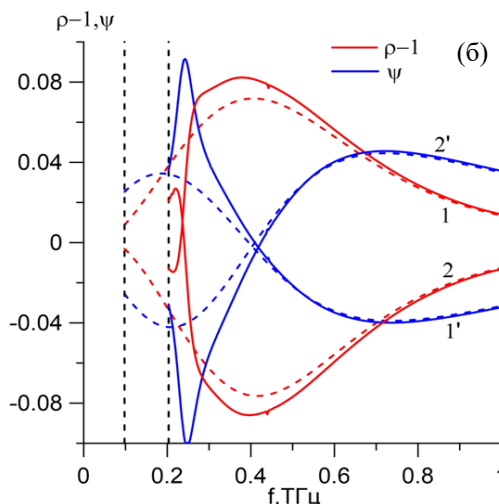


Рисунок 2.2 – Спектры относительных коэффициентов отражения мод H_{11} (а) и E_{11} (б) при $C = 0.3$ (1, 1') и $C = 0.1$ (2, 2'). Штриховые цветные кривые – плосковолновая модель

сближаются и практически совпадают со спектром отношения $r_s(C)/r_s(C_0)$. В этом диапазоне частот волновод ведет себя как объемная среда, вследствие чего в нем резко возрастают изгибные потери энергии, которые в ходе реальных измерений трудно предсказуемо влияют на данные TDS [1].

Таким образом, основной практический интерес для зондовых применений представляет диапазон частот, в котором волновод является одномодовым (на рисунке 2.2 этот диапазон ограничен вертикальными штриховыми линиями). Согласно представленным выше формулам, положение и ширина данного диапазона могут регулироваться выбором диаметра полой сердцевины волновода.

Рисунок 2.3 иллюстрирует чувствительность волноводного зонда к влажности эпидермиса на частоте $f = 0.15$ ТГц, являющейся центральной для диапазона одномодового режима работы волновода. Расчет выполнен по формулам (2.1), (2.3).

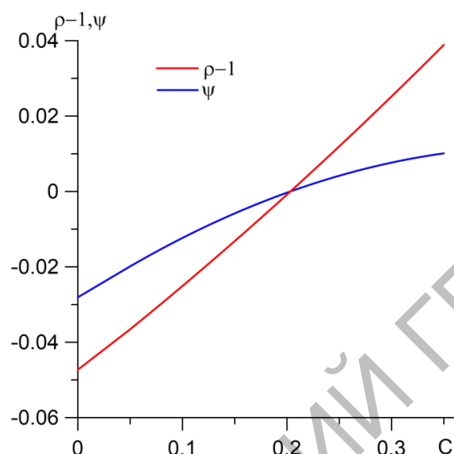


Рисунок 2.3 – Чувствительность одномодового волноводного зонда к влажности эпидермиса

Согласно рисунку 2.3, при диагностике влажности кожи методом TDS с использованием одномодового волноводного зонда предпочтительно ориентироваться на зависимость $\rho(C)$, которая в представляющем практический интерес диапазоне изменения влажности практически линейна и, по сравнению с зависимостью $\psi(C)$, более резко выражена.

Заключение

В приближении Кирхгофа получено аналитическое решение дифракционной задачи о расчете спектров амплитуд мод волноводного зонда при отражении ТГц импульса от торца волновода, контактирующего со слоистой средой. В рамках двухслойной модели кожи исследованы частотные характеристики отраженных сигналов, получаемых с помощью зонда в виде металлического

волновода кругового сечения. Установлено, что при использовании данного зонда в качестве сенсора влажности кожи, определяемой методом TDS, предпочтительно работать в том диапазоне частот, где волновод является одномодовым. В этом случае чувствительность амплитуды отраженного сигнала к влажности эпидермиса достаточна для использования в диагностических целях (рисунок 2.3). Найденный оптимальный диапазон частот (0.1–0.2 ТГц) доступен также для измерений СВЧ методами, где векторный анализатор цепей позволяет получить фазовую информацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Doradla, P. Terahertz endoscopic imaging for colorectal cancer detection: Current status and future perspectives / P. Doradla, C. Joseph, R. Giles // World J Gastrointest Endosc. – 2017. – Vol. 9, № 8. – P. 346–358.
2. Terahertz biophotonics as a tool for studies of dielectric and spectral properties of biological tissues and liquids / O.A. Smolyanskaya [et al.] // Prog Quant Electron. – 2018. – Vol. 62. – P. 1–77.
3. Reducing transmission losses in hollow THz waveguides / O. Mitrofanov [et al.] // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2011. – Vol. 1, № 1. – P. 124–132.
4. Terahertz wave transmission in flexible polystyrene-lined hollow metallic waveguides for the 2.5–5 THz band / M. Navarro-Cía [et al.] // Opt. Express. – 2013. – Vol. 21, № 20. – P.23748–23755.
5. Terahertz waveguides with low transmission losses: Characterization and applications / O. Mitrofanov [et al.] // Proc. of SPIE. – 2014. – Vol. 9199. – P. 91990I-1–91990I-8.
6. Ito, K. Analysis of transmission properties of terahertz hollow-core optical fiber by using time-domain spectroscopy and application for remote spectroscopy / K. Ito, T. Katagiri, Y. Matsuura // J. Opt. Soc. Am. B. – 2017. – Vol. 34, № 1. – P. 60–65.
7. Сотский, А.Б. Распространение терагерцевых импульсов в капиллярных волноводах с металлизированной границей / А.Б. Сотский, А.В. Шилов, Л.И. Сотская // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 6. – С. 803–811.
8. Eight-capillary cladding THz waveguide with low propagation losses and dispersion / M.M. Nazarov [et al.] // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2018. – Vol. 8, № 2. – P. 183–191.
9. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 719 с.
10. Обратная задача волноводной спектроскопии при ограниченной призме связи / А.Б. Сотский [и др.] // Известия НАН Беларуси, сер. физ.-мат. наук. – 2010. – № 3. – С. 66–74.
11. Сотский, А.Б. Теория оптических волноводных элементов / А.Б. Сотский. – Могилев: УО «МГУ им. А.А. Кулешова», 2011. – 456 с.

12. Гончаренко, А.М. Основы теории оптических волноводов / А.М. Гончаренко, В.А. Карпенко. – Минск: Наука и техника, 1983. – 237 с.
13. Снайдер, А. Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав. – Москва: Радио и связь, 1987. – 656 с.
14. Yeh, C. The essence of dielectric waveguides / C. Yeh, F. Shimabukuro. – Springer, 2008. – 522 p.
15. Vinh, N.Q. Dielectric Spectroscopy of proteins as a quantitative experimental test of computational models of their low-frequency harmonic motions // J. Am. Chem. Soc. – 2011. – Vol. 133. – P. 8942–8947.
16. Nazarov, M.M. Study of the dielectric function of aqueous solutions of glucose and albumin by THz time-domain spectroscopy / M.M. Nazarov, O.P. Cherkasova, A.P. Shkurinov // Quantum Electron. – 2016. – Vol. 46, № 6 – P. 488–495.
17. Семенов, Н.А. Техническая электродинамика / Н.А. Семенов. – М.: Связь, 1972. – 478 с.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант Ф18Р-143/1) и РФФИ (грант 18-52-00040).

Поступила в редакцию 16.10.19.