

УДК 537.8

ДИАГНОСТИКА ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОГО БЛИЖНЕПОЛЬНОГО СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Д. В. Янин^{1*}, А. Г. Галка¹, А. В. Костров¹, А. И. Смирнов^{1,2}, А. В. Стриковский¹,
И. В. Кузнецов¹

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Работа посвящена развитию методики резонансного ближнеполюсного сверхвысокочастотного зондирования неоднородных сред. Её возможности продемонстрированы на примере диэлектрических материалов, содержащих пространственно-локализованные инородные включения. Разработана схема решения обратной задачи восстановления диэлектрической проницаемости, геометрических размеров и глубины залегания таких неоднородностей.

ВВЕДЕНИЕ

Диагностика неоднородных сред необходима в различных областях науки и техники. Среди последних стоит отметить медицину, материаловедение, дефектоскопию и геологоразведку. Особый интерес вызывают бесконтактные (дистанционные) способы диагностики, позволяющие изучать объекты без нарушения их внутренней структуры.

На базе ставших уже классическими методов ультразвуковой, рентгеновской и оптической диагностик, широко применяемых в науке и технике, разработаны медицинские приборы для визуализации биологических тканей. Эти устройства позволяют выявлять множество заболеваний, сопровождаемых морфологическими изменениями поражённого органа, уже на ранних стадиях их развития. Особо отметим магниторезонансную томографию, первоначально созданную для нужд химического анализа. В последнее время широкое применение нашли электроимпедансная [1, 2] и магнитоиндукционная [3, 4] томографии, позволяющие визуализировать распределение электрической проводимости внутри объектов различной природы. Для исследования структуры поверхности материальных сред разработаны различные виды микроскопов, обладающие высоким пространственным разрешением [5]. Значительно развилась ближнеполюсная микроскопия, разрешающая способность которой существенно превосходит расстояние, определяемое фундаментальным рэлеевским критерием. Этот вид микроскопии можно реализовать как в оптическом [6], так и в сверхвысокочастотном (СВЧ) [7] диапазонах, и он позволяет наблюдать поверхностные структуры с малыми по сравнению с длиной волны размерами.

Перечисленные диагностические методы отличаются друг от друга, в первую очередь, частотой и физической природой зондирующего излучения. Для рентгеновской и оптической диагностики используется электромагнитное излучение; при ультразвуковой диагностике применяются ультразвуковые волны; магниторезонансная томография основана на измерении электромагнитного отклика ядер атомов водорода на возбуждение их определённой комбинацией электромагнитных волн в постоянном магнитном поле с высокой напряжённостью. Каждая из перечисленных выше методик обладает своей спецификой и ограниченными возможностями.

В настоящее время одним из перспективных способов диагностики неоднородных сред является резонансное ближнеполюсное сверхвысокочастотное зондирование, позволяющее определять

* dyanin@appl.sci-nnov.ru

электродинамические характеристики (диэлектрическую проницаемость и проводимость) исследуемых объектов [8–13] и по ним уже восстанавливать их структурные особенности. В частности, применительно к медицине данный метод позволяет визуализировать границы области локализации воспалительных и опухолевых процессов в мягких тканях.

Поясним основные принципы, на которых базируется резонансная ближнеполюсная СВЧ диагностика. Область среды, находящейся в ближнем поле зондирующей электрически малой (т. е. имеющей размеры, много меньшие длины волны её излучения в среде) антенны, влияет на её импеданс. По виду и положению частотной резонансной кривой можно судить о комплексной диэлектрической проницаемости среды, находящейся вблизи антенного устройства. Располагая антенну рядом с поверхностью исследуемого объекта, изменяя её размеры и координаты, удаётся, в принципе, получать информацию о его структуре. Исходными данными для решения обратной задачи резонансной ближнеполюсной СВЧ томографии являются результаты измерения резонансных характеристик СВЧ зонда при двумерном сканировании поверхности среды его измерительной частью, представляющей собой систему электрически малых антенн с разными глубинами зондирования. Обратная задача ближнеполюсной томографии неоднородного полупространства в общем случае чрезвычайно сложна, является некорректной и требует применения методов регуляризации, основанных на использовании дополнительной априорной информации о точном решении [14, 15].

В настоящей работе демонстрируются возможности метода резонансной ближнеполюсной СВЧ томографии неоднородных сред на примере модельной задачи диагностики расположенных в однородной среде инородных включений, имеющих форму вытянутых прямоугольных параллелепипедов.

1. ОПИСАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Для диагностики неоднородных сред использовался датчик, схематично изображённый на рис. 1. Он представлял собой СВЧ резонатор на основе замкнутого с одной стороны отрезка двухпроводной линии. Последняя изготовлена из медного провода с диаметром 0,7 мм и имеет следующие геометрические размеры: длина линии 29 см, расстояние между проводами 10 мм. Разомкнутый конец такого СВЧ резонатора подсоединялся к измерительной ёмкости из двух параллельных проводов с радиусом 0,25 мм и длиной 40 мм, закреплённых на поверхности прямоугольной подложки из органического стекла с размерами 40 × 100 мм и с толщиной 100 мм. Для удобства измерений провода резонатора и измерительной ёмкости были ориентированы перпендикулярно друг другу. Возбуждение резонансной системы и приём её отклика осуществлялись двумя коаксиальными линиями с помощью петель магнитной связи (имеющими диаметр 10 мм), которые располагались симметрично относительно резонатора на расстоянии 20 мм от его замкнутого конца. В ходе экспериментов использовались 13 датчиков, отличающихся расстоянием между проводами измерительной ёмкости, с добротностями около 100, определяемыми в основном потерями на связь. Эти расстояния изменялись в пределах от 3 до 47 мм, а резонансные частоты ненагруженных датчиков лежали в диапазоне 620 ÷ 685 МГц. При проведении экспериментов измерительная часть датчиков прикладывалась к плоской поверхности неоднородной среды. Наличие вещества с отличной от единицы диэлектрической проницаемостью в области локализации квазистатического поля измерительной ёмкости приводило к изменению собственной частоты и добротности резонатора.

Схема включения диагностического датчика была следующая. Резонатор возбуждался сигналом от генератора качающейся частоты. Диапазон изменения частоты позволял строить резонансную характеристику датчика за один период качания, который равнялся 0,076 с. Сигнал

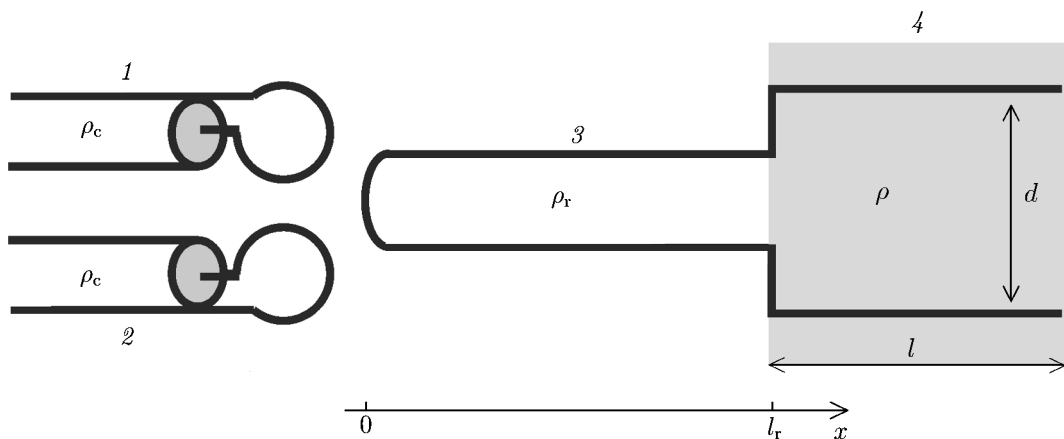


Рис. 1. Схема резонансной ближнепольной измерительной системы: 1 — возбуждающая линия, 2 — приёмная линия, 3 — резонатор, 4 — измерительная ёмкость

с приёмной линии датчика подавался на детектор, после чего регистрировался цифровым осциллографом и обрабатывался на персональном компьютере. Эксперимент синхронизовался пилообразным напряжением, формировавшимся в схеме управления генератора качающейся частоты, и воспроизводившим зависимость частоты его выходного сигнала от времени.

2. ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Математическое описание работы датчиков, согласно [17], сводится к решению системы телеграфных уравнений для комплексных амплитуд тока I и напряжения U в резонаторе

$$dU/dx = -i\omega L_r I + E\delta(x+0), \quad dI/dx = -i\omega C_r U \quad (1)$$

с граничными условиями

$$U|_{x=0} = 0, \quad \frac{I}{U} \Big|_{x=l} = Y_x^{(0)} + Y_x^{(1)}. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2) использованы следующие обозначения: L_r и C_r — погонные индуктивность и ёмкость двухпроводной линии резонатора соответственно; $E = -i\omega M(I_1 + I_2)$ — сосредоточенная вблизи закороченного конца $x=0$ электродвижущая сила (ЭДС) взаимной индукции; M — коэффициент взаимной индукции между петлями связи и двухпроводной линией; I_1 и I_2 — комплексные амплитуды токов в передающей и приёмной петлях связи соответственно; $Y_x^{(0)}$ — собственный адмитанс измерительной части резонатора; $Y_x^{(1)}$ — поправка к адмитансу измерительной части, появляющаяся при контакте датчика с поверхностью среды, $Y_x^{(1)}\rho_r \ll 1$; ρ_r — волновое сопротивление двухпроводной линии резонатора, l_r — длина резонатора. Индуктивное сопротивление петель связи ωL_c было мало по сравнению с волновым сопротивлением коаксиального кабеля ρ_c приёмной и передающей линий, а коэффициент взаимной индукции M слабо отличался от индуктивности L_c . Учитывая наводимую в передающей петле связи ЭДС $-i\omega M I|_{x=0}/\rho_c$, находим, что

$$I_1 = 2I_0 - i\frac{\omega M}{\rho_c} I \Big|_{x=0}, \quad I_2 = -i\frac{\omega M}{\rho_c} I \Big|_{x=0}, \quad I_0 = i\frac{U_0}{\rho_c}, \quad (3)$$

где I_0 и U_0 — амплитуды тока и напряжения зондирующей волны в возбуждающей линии.

Решение уравнений (1)–(3) для частот ω , близких к вакуумной резонансной частоте ω_0 резонатора, т. е. для $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, где $|\Delta\omega| \ll \omega_0$, будем искать в виде асимптотического ряда по малому параметру $\gamma \sim \max\{|\Delta\omega|/\omega_0, Y_0^{(1)}\rho_r, (\omega M/\rho_r)^2, (\omega M/\rho_c)^2, |I/I_0|\} \ll 1$:

$$I = I^{(0)} + I^{(1)} + \dots, \quad U = U^{(0)} + U^{(1)} + \dots \quad (4)$$

После подстановки выражений (4) в уравнения (1)–(3) в первом порядке малости по параметру γ получаем следующее выражение для амплитуды напряжения в приёмной петле связи:

$$U_2(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{Q_0^2 (\delta\omega + \Psi \operatorname{Im} Y_x^{(1)})^2 + (1 + Q_0 \Psi \operatorname{Re} Y_x^{(1)})^2}}, \quad (5)$$

где $\delta\omega = \Delta\omega/\omega_0$, $\alpha = \omega_0 M/\rho_r$, $\alpha_c = \omega_0 M/\rho_c$, $\Psi = \rho_r \sin^2(k_0 l_r)/(k_0 l_r)$, $k_0 = \omega_0/c$, $Q_0 = k_0 l_r/(2\alpha\alpha_c)$ — собственная добротность резонатора.

Выражение (5) представляет собой уравнение резонансной кривой датчика. Из него видно, что поправка $Y_x^{(1)}$ к адмитансу измерительной ёмкости определяет относительный сдвиг резонансной частоты датчика $\delta\omega$ и амплитуду выходного сигнала $\max U_2$ на резонансной частоте:

$$\delta\omega = -\Psi \operatorname{Im} Y_x^{(1)}, \quad (6)$$

$$\max U_2 = \frac{U_0}{1 + Q_0 \Psi \operatorname{Re} Y_x^{(1)}}. \quad (7)$$

В условиях эксперимента провода измерительной ёмкости были окружены средой с достаточно сложной пространственной структурой. С одной стороны они были закреплены на подложке с известной диэлектрической проницаемостью ε_p , а с другой стороны вблизи от них был расположен исследуемый объект, внутри которого распределение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r})$ было, вообще говоря, заранее неизвестно. Расстояние d между проводами измерительной ёмкости было мало по сравнению с их длиной l . Введём понятие интегральной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{int}}[\varepsilon_p, \varepsilon(\mathbf{r})] = C/C_0$ окружающей датчик среды как отношения погонных ёмкостей измерительной части датчика C и проводов C_0 в вакууме. Таким образом, исследуемой неоднородной среде ставится в соответствие эффективная однородная среда, при погружении в которую измерительной ёмкости датчика его резонансный отклик будет в точности соответствовать результатам эксперимента. При выполненном неравенстве $d \ll l$ адмитанс $Y_x^{(1)}$ связан с интегральной диэлектрической проницаемостью ε_{int} равенством

$$Y_x^{(1)} = i \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{int}}[\varepsilon_p, \varepsilon(\mathbf{r})]}}{\rho} \operatorname{tg} \left\{ \sqrt{\varepsilon_{\text{int}}[\varepsilon_p, \varepsilon(\mathbf{r})]} \frac{\omega_0 l}{c} \right\} - i \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{int}}(\varepsilon_p, 1)}}{\rho} \operatorname{tg} \left[\sqrt{\varepsilon_{\text{int}}(\varepsilon_p, 1)} \frac{\omega_0 l}{c} \right], \quad (8)$$

где ρ — волновое сопротивление двухпроводной линии, соответствующей измерительной части резонатора в вакууме.

Выражения (6)–(8) представляют собой замкнутую систему уравнений, из которой можно определить действительную и мнимую части проницаемости ε_{int} по сдвигу резонансной частоты и изменению амплитуды сигнала на резонансной частоте.

Для слоистых сред интегральную диэлектрическую проницаемость ε_{int} можно (при выполнении условий квазистатического приближения) найти с помощью метода изображений [18].

Рассмотрим случай, когда два параллельных провода с радиусом a и линейными плотностями заряда $+\chi$ и $-\chi$ расположены на плоской поверхности подложки с диэлектрической проницаемостью ε_p . Толщину подложки считаем большой по сравнению с расстоянием между проводами

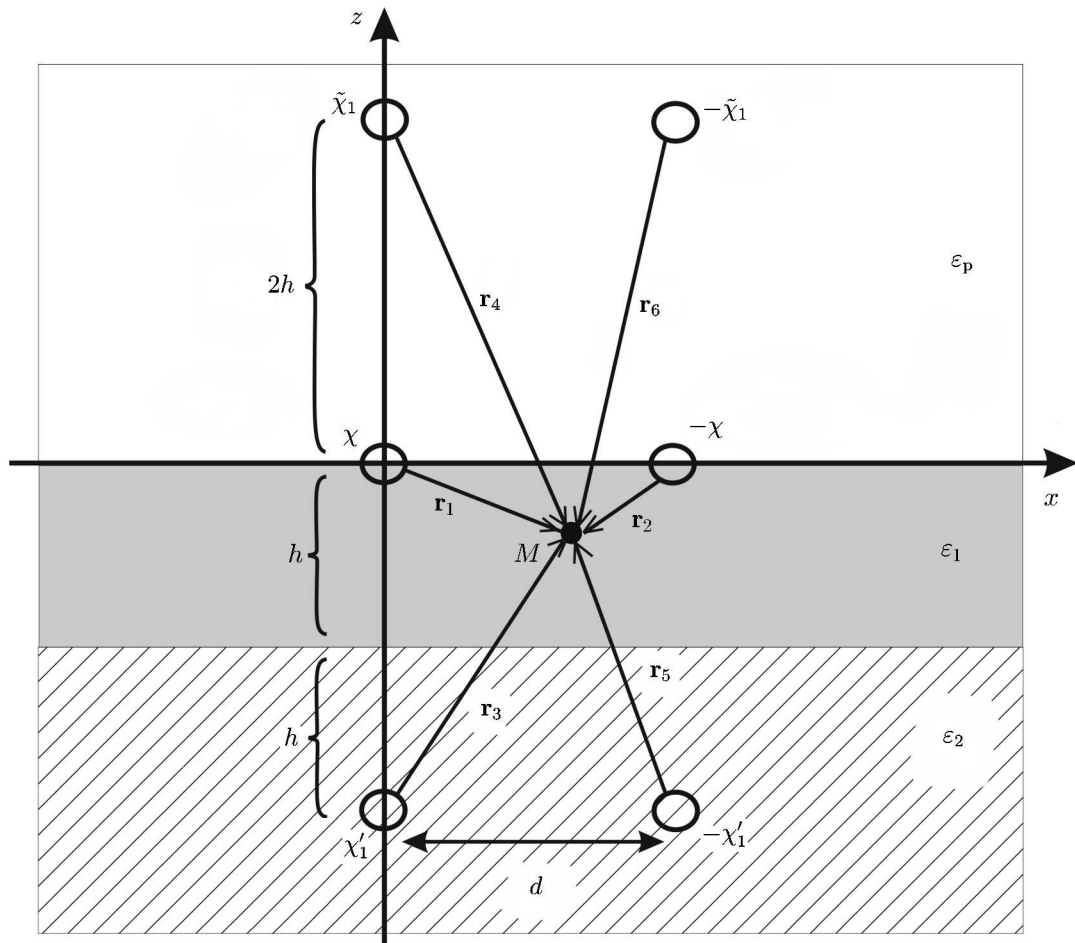


Рис. 2. Иллюстрация к методу изображений: два параллельных провода с линейными плотностями заряда χ и $-\chi$ расположены на плоской поверхности подложки с диэлектрической проницаемостью ε_p . Подложка приведена в контакт с поверхностью двухслойной среды. Величины h и ε_1 — толщина и диэлектрическая проницаемость первого (поверхностного) слоя соответственно, ε_2 — диэлектрическая проницаемость второго полубесконечного слоя. В первом приближении учитывается вклад только от изображений χ'_1 , $\tilde{\chi}_1$, $-\chi'_1$ и $-\tilde{\chi}_1$

d. Пусть подложка приведена в контакт с поверхностью плоской структуры, состоящей из слоя с толщиной h и диэлектрической проницаемостью ε_1 и полупространства с диэлектрической проницаемостью ε_2 (рис. 2).

В соответствии с методом изображений статическое поле поляризационных зарядов от каждого провода в среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 можно записать в виде бесконечной суммы полей разноимённо заряженных фиктивных источников, расположенных зеркально-симметрично относительно границ раздела сред с диэлектрическими проницаемостями ε_p и ε_1 , ε_1 и ε_2 .

С увеличением номера изображения, т. е. при удалении фиктивных источников от границ раздела, уменьшается их вклад в напряжённость электрического поля в окрестности реальных проводов. Кроме того, когда расстояние до изображения становится больше длины проводов измерительной ёмкости, нарушается условие квазидвухмерности задачи.

Численные оценки показывают, что при расчёте электрического поля \mathbf{E} в приповерхностном слое с диэлектрической проницаемостью ε_1 для обеспечения требуемой точности достаточно

учесть только четыре нити изображения, которые характеризуются фиктивными зарядами с погонными плотностями χ'_1 , $-\chi'_1$, $\tilde{\chi}_1$ и $-\tilde{\chi}_1$:

$$\chi'_1 \Big|_{y=-2h} = \chi \frac{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_p)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}, \quad \tilde{\chi}_1 \Big|_{y=2h} = 2\chi \frac{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1 - \varepsilon_p)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_p)^2},$$

$$\mathbf{E} = \frac{2\chi \mathbf{r}_1}{\varepsilon_1 r_1^2} - \frac{2\chi \mathbf{r}_2}{\varepsilon_1 r_2^2} + \frac{2\chi'_1 \mathbf{r}_3}{\varepsilon_1 r_3^2} + \frac{2\tilde{\chi}_1 \mathbf{r}_4}{\varepsilon_1 r_4^2} - \frac{2\chi'_1 \mathbf{r}_5}{\varepsilon_1 r_5^2} - \frac{2\tilde{\chi}_1 \mathbf{r}_6}{\varepsilon_1 r_6^2},$$

где \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 , \mathbf{r}_3 , \mathbf{r}_4 , \mathbf{r}_5 и \mathbf{r}_6 — двумерные радиус-векторы, отсчитываемые от проводов и от нитей изображений с линейными плотностями заряда χ , $-\chi$, χ'_1 , $\tilde{\chi}_1$, $\tilde{\chi}_1$ и $-\tilde{\chi}_1$ соответственно в рассматриваемую точку пространства. Зная напряжённость электрического поля в приповерхностном слое с диэлектрической проницаемостью ε_1 , находим разность потенциалов между проводами $\Delta U = \int_{a/2}^{d-a/2} E_x(x, y=0) dx$, погонную ёмкость $C = \chi/\Delta U$ и интегральную диэлектрическую проницаемость

$$\varepsilon_{\text{int}}(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h, d) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_p}{2 + \frac{2\varepsilon_1(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_p)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \ln \left[\frac{d^2 + (2h)^2}{a^2 + (2h)^2} \right] / \ln \left(\frac{d}{a} \right)}. \quad (9)$$

Как видно из выражения (9), проницаемость ε_{int} зависит как от параметров ε_1 , ε_2 и h двухслойной среды, так и от расстояния d между проводами измерительной ёмкости датчика и их радиуса a .

Полагая в формуле (9) расстояние $h = \infty$, получим выражение для интегральной диэлектрической проницаемости ε_{int} в случае, когда зондируемая среда представляет собой однородное полупространство:

$$\varepsilon_{\text{int}}(\varepsilon_1) = (\varepsilon_p + \varepsilon_1)/2. \quad (10)$$

3. МЕТОДИКА ПОДПОВЕРХНОСТНОГО РЕЗОНАНСНОГО БЛИЖНЕПОЛЬНОГО СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Основной характеристикой описанного выше датчика является обеспечиваемая им максимальная глубина зондирования h_s . Для её определения исследовалось поведение резонансных кривых этого датчика при различном удалении h измерительной ёмкости от плоской поверхности однородного диэлектрического образца. На рис. 3 представлены графики экспериментальной зависимости от расстояния h резонансной частоты датчика при расстоянии между проводами измерительной ёмкости $d = 9$ мм для образцов из тефлона ($\varepsilon = 2,1$) и стекла ($\varepsilon \sim 7,5$). Из них видно, что максимальный сдвиг резонансной частоты наблюдается при непосредственном контакте измерительной ёмкости с образцами, т. е. при $h = 0$, и его величина резко уменьшается с удалением этой ёмкости от поверхности образцов на расстояние всего лишь в несколько диаметров провода, из которого изготовлен датчик. При дальнейшем увеличении h частотный сдвиг продолжает уменьшаться, но по более медленному закону.

Сдвиг резонансной частоты измерялся в эксперименте с точностью, близкой к 0,15 МГц. Расстояние h , соответствующее этому значению, будем называть максимальной глубиной зондирования h_s . Естественно, она зависит как от добротности резонатора ближнеполюсного датчика и геометрических параметров его измерительной ёмкости (длины и расстояния между проводами), так и от электродинамических характеристик тестируемой среды.

Очевидно, что одним из характерных масштабов локализации поля измерительной ёмкости является расстояние d между её проводами, дальше которого поле спадает по более быстрому закону, характерному для двухпроводной линии. Поэтому при достаточной чувствительности

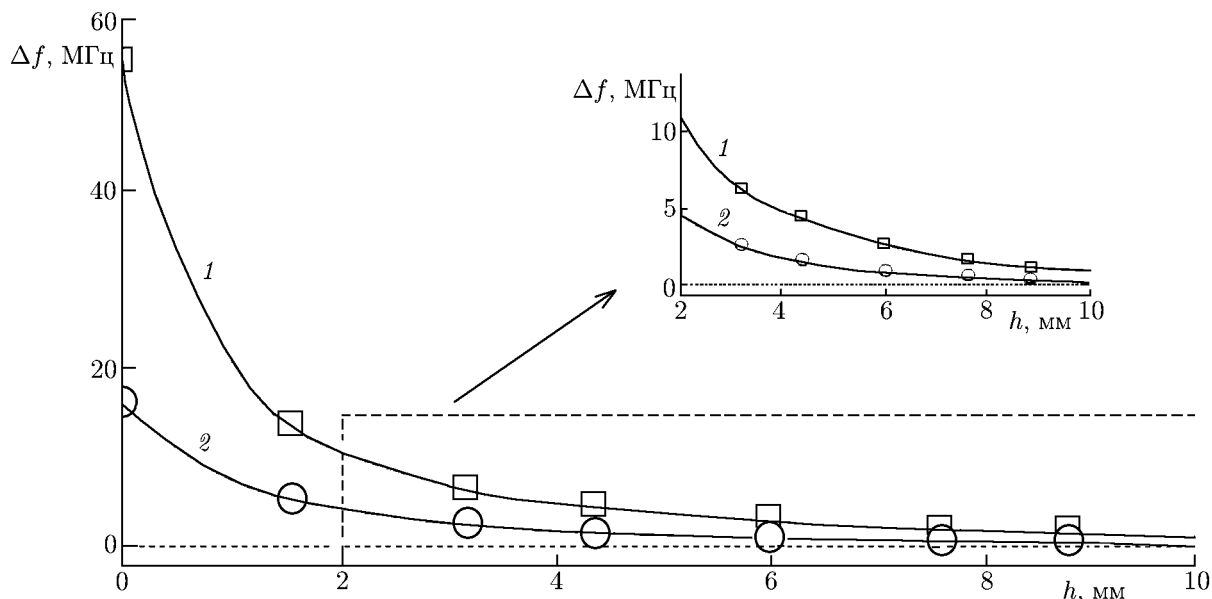


Рис. 3. Сдвиг резонансной частоты Δf датчика с $d = 9$ мм в зависимости от расстояния h между проводами его измерительной части и поверхностью образца с $\epsilon = 7,5$ (кривая 1) и с $\epsilon = 2$ (кривая 2)

приёмной аппаратуры увеличение расстояния d сопровождается ростом максимальной глубины зондирования h_s . Если зафиксировать расстояние d и добротность резонансной системы, то глубина зондирования h_s возрастает с увеличением диэлектрической проницаемости исследуемых образцов.

Несмотря на то, что в данной работе будут рассматриваться только среды без омических потерь, её результаты легко переносятся и на случай зондирования проводящих объектов, если расстояния d и h_s малы по сравнению с толщиной скин-слоя для электромагнитного поля в среде. На рис. 4 представлена численно рассчитанная максимальная глубина зондирования датчиков для объектов с проницаемостями $\epsilon = 1,5; 2; 3,5; 7,5$, расположенных в среде с $\epsilon_{cp} = 1$ (когда «контрастность» объектов равна соответственно 1:1,5; 1:2; 1:3,5; 1:7,5), которые подтверждают все высказанные выше положения. Для математического моделирования использовались соотношения (5)–(9). Для сред с проницаемостью $1 < \epsilon_{cp} < 10$, содержащих неоднородности с заданной «контрастностью», максимальные глубины зондирования используемых зондов практически не зависят от ϵ_{cp} (изменения составляют порядка 1÷5%). Стоит отметить, что для объектов с «контрастностью» 1:2 максимальные глубины зондирования датчиков примерно равны расстоянию d между проводами их измерительных ёмкостей.

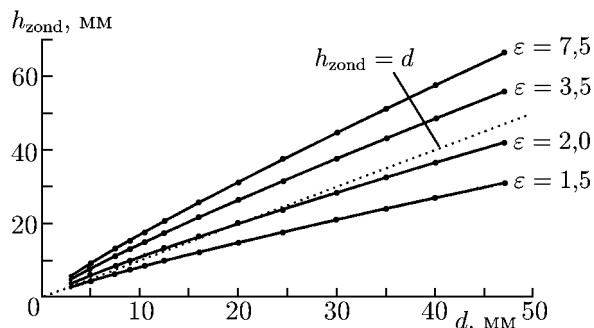


Рис. 4. Результаты численного расчёта максимальной глубины зондирования h_s датчиков в зависимости от расстояния d между проводами их измерительных ёмкостей для объектов с проницаемостями $\epsilon = 1,5; 2; 3,5$ и $7,5$, расположенных в среде с $\epsilon_{cp} = 1$ (когда «контрастность» объектов равна соответственно 1:1,5; 1:2; 1:3,5 и 1:7,5)

Как было показано выше, по измерениям резонансной характеристики зонда можно найти

интегральную диэлектрическую проницаемость ε_{int} среды в приповерхностном слое с толщиной h_s , которая для используемых датчиков по порядку величины равна d . Измерение проницаемости ε_{int} при различных значениях h_s позволяет извлекать информацию о диэлектрической проницаемости на разных глубинах и, таким образом, восстанавливать её глубинный профиль.

Эксперименты проводились с образцами, содержащими инородные включения в виде вытянутых прямоугольных параллелепипедов с длиной, превышающей характерный масштаб локализации поля измерительной ёмкости применяемых датчиков. Кроме этого, на толщину и глубину залегания таких неоднородностей налагались определённые ограничения: глубина зондирования для нескольких зондов (как минимум трёх) была меньше, чем расстояние до нижней границы исследуемой неоднородности, но превышала глубину её залегания. Тогда, располагая эти зонды над центральной областью инородного включения, полученные с их помощью результаты можно интерпретировать в рамках рассмотренной выше модели двухслойной среды. Используя данную априорную информацию, можно предложить упрощённую схему решения обратной задачи по нахождению диэлектрической проницаемости неоднородности, её продольных размеров, а также верхней и даже (правда, с гораздо меньшей точностью) нижней границ залегания.

В экспериментах в качестве инородного включения использовались прямоугольные параллелепипеды, вырезанные из стекла ($\varepsilon_2 = 7,5$), органического стекла ($\varepsilon_2 = 3,5$) и тефлона ($\varepsilon_2 = 2,1$). Они располагались в пенопласте ($\varepsilon_1 = 1$) на глубинах $h = 2,2, 3,5$ и $5,5$ мм. У всех используемых параллелепипедов толщина D равнялась 20 мм, ширина $S = 150$ мм, а длины L для каждого из материалов принимали значения 115, 125 и 135 мм (рис. 5).

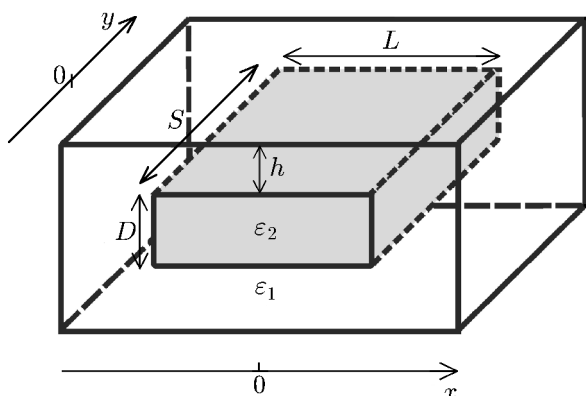


Рис. 5. Схематическое изображение исследуемых объектов

При этом фиксировался сдвиг резонансной частоты в зависимости от положения центра измерительной ёмкости. В момент, когда измерительная ёмкость заходит в область неоднородности, резонансная частота f начинает сдвигаться. Далее, когда зонд целиком находится над неоднородным участком, частота f перестаёт изменяться (рис. 6).

Такой характер поведения резонансной частоты позволяет определить характерные размеры неоднородности в плоскости xy . Они находятся по разности между длинами проводов l измерительной ёмкости и «холмика» S_h на графике зависимости резонансной частоты от координаты при перемещении датчика вдоль взаимно перпендикулярных осей x и y . Заметим, что экспериментально полученные размеры неоднородного участка слегка превышают их истинные значения (см. табл. 1). Это связано с краевым эффектом, из-за которого резонансная частота датчика начинает изменяться ещё до того, как измерительная ёмкость пересекает линию над границей области неоднородности. Диэлектрическую проницаемость ε_1 можно найти с помощью соотношений (6),

Диагностика неоднородностей проходила в три этапа: 1) обнаружение наличия в образце инородного включения, определение его горизонтальных размеров (длины и ширины) и диэлектрической проницаемости ε_1 среды, в которой оно располагается; 2) определение электродинамических характеристик неоднородности и её верхней границы залегания; 3) оценка положения нижней границы неоднородности. Предварительно проводился численный расчёт максимальной глубины зондирования используемых датчиков.

На первом этапе датчик с глубиной зондирования 24,5 мм, превышающей глубину залегания неоднородности, перемещался вдоль плоской поверхности среды в направлении оси x , а затем в направлении оси y (рис. 5).

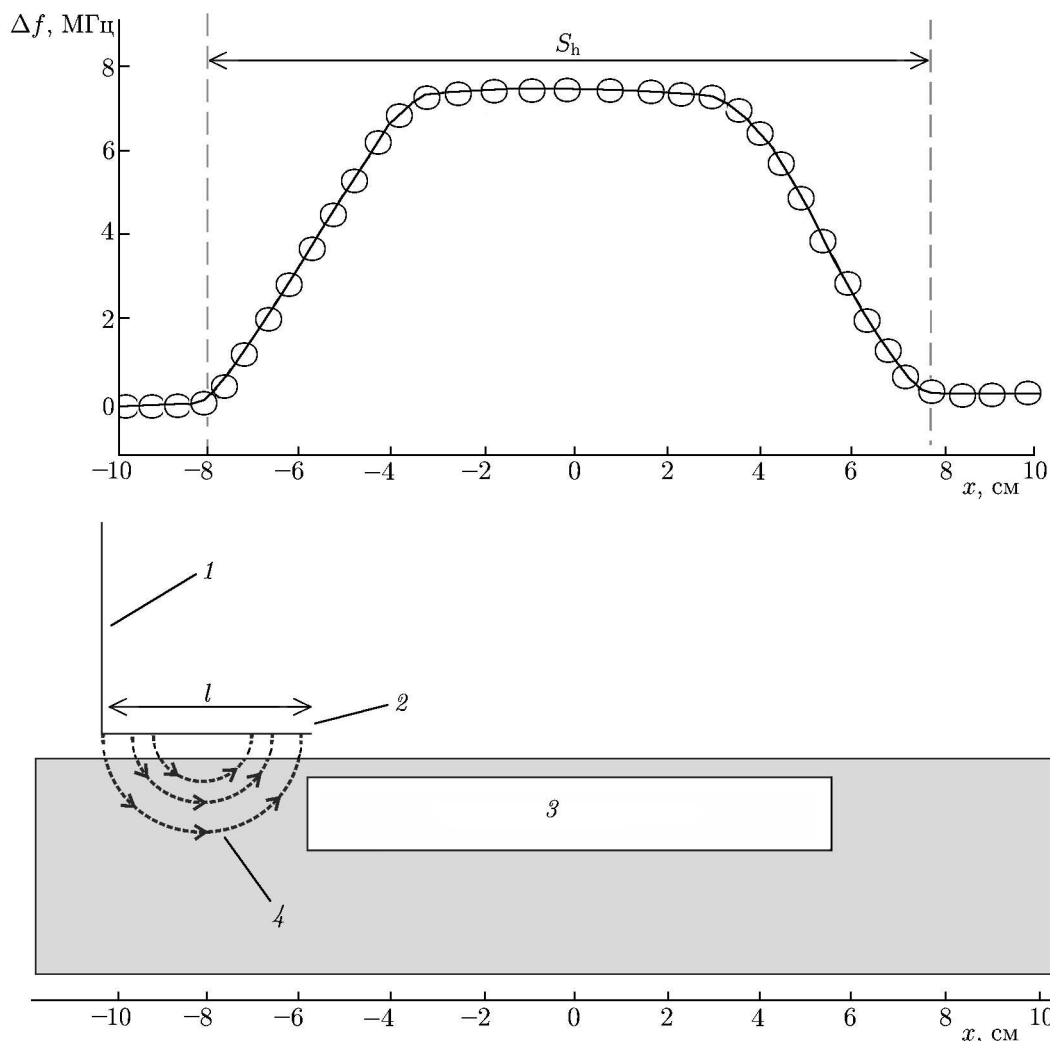


Рис. 6. Зависимость сдвига резонансной частоты Δf от координаты x середины измерительной ёмкости датчика при исследовании неоднородности в виде прямоугольного параллелепипеда с длиной 115 мм, шириной 150 мм и толщиной 23 мм, сделанного из тефлона и расположенного на глубине 3 мм в пенопласте. Максимальная глубина зондирования датчика равна 24,5 мм. Длина L неоднородности есть разность между длиной «холмика» S_h на графике сдвига резонансной частоты и длиной l проводов измерительной ёмкости. На панели (б) цифрами обозначены: 1 — резонатор, 2 — измерительная ёмкость, 3 — неоднородность, 4 — силовые линии зондирующего электрического поля

(8) и (10) по измеренной резонансной частоте датчика вне области неоднородности.

На втором этапе используется уже априорная информация о глубине $D + h$ залегания нижней границы неоднородности. Она позволяет применять для изучения электродинамических характеристик инородного включения датчики с максимальными глубинами зондирования h_s меньше, чем $D + h$. Если расположить их над центральной областью неоднородности, то при выполнении условия $h_s < D + h$ можно рассматривать среду как двухслойную и воспользоваться для решения обратной задачи соотношением (9).

В процессе измерений регистрировалась резонансная частота измерительных систем, измерительные ёмкости которых находятся в непосредственном контакте с поверхностью среды. Для каждого зонда по измеренному сдвигу резонансной частоты с помощью соотношений (6) и (8)

Таблица 1

Истинные значения						Измеренные значения					
ε_1	ε_2	h , мм	L , мм	S , мм	D , мм	ε_1	ε_2	h , мм	L , мм	S , мм	D , мм
1	2,0	2,2	115	150	23	0,99	2,08	2,22	118	153	22,3
1	3,5	2,2	125	150	23	0,97	3,38	2,27	129	154	21,1
1	7,5	2,2	135	150	23	1,02	7,83	2,24	141	155	24,2
1	2,0	3,5	115	150	23	1,01	2,05	3,33	118	152	21,1
1	3,5	3,5	125	150	23	0,98	3,05	3,83	128	152	21,5
1	7,5	3,5	135	150	23	0,97	7,93	3,93	140	153	24,0
1	2,0	5,5	115	150	23	1,01	2,06	5,94	117	152	24,1
1	3,5	5,5	125	150	23	0,99	3,14	5,02	127	152	25,5
1	7,5	5,5	135	150	23	1,01	8,23	5,23	139	153	25,1

определялась интегральная диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon_{\text{int}}^{\text{ex}}$. Экспериментальная зависимость $\varepsilon_{\text{int}}^{\text{ex}}$ представлена на рис. 7 звёздочками. Для нахождения диэлектрической проницаемости ε_2 неоднородности и верхней границы h её залегания минимизировалась функция

$$F(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h) = \frac{1}{n} \sqrt{\sum_{i=1}^n [\varepsilon_{\text{int}}^{\text{ex}}(d_i) - \varepsilon_{\text{int}}(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h, d_i)]^2},$$

представляющая собой среднеквадратичное отклонение экспериментально найденных значений $\varepsilon_{\text{int}}^{\text{ex}}$ от вычисленных величин $\varepsilon_{\text{int}}(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h, d)$, соответствующих двухслойной среде. Здесь n — число измерительных зондов с максимальными глубинами зондирования, меньшими расстояния $h + D$. Минимизация функции $F(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h)$ сводится к численному подбору таких значений ε_2 и h при известной ε_1 , для которых теоретическая кривая (сплошная линия на рис. 7) наилучшим образом проходит через экспериментальные точки. Для этой цели использовался алгоритм Нелдера—Мида. Стоит отметить, что используемый подход для определения величин ε_2 и h является стандартным в задачах оптимизации и находит применение в различных областях физики.

В принципе, для нахождения диэлектрической проницаемости ε_2 неоднородности и верхней границы h её залегания достаточно только двух датчиков с максимальными глубинами зондирования, меньшими расстояния $D + h$. Однако, чтобы повысить точность измерений при наличии случайных ошибок и применить статистический подход, нужно использовать большее количество датчиков (как минимум 5÷6).

На третьем этапе для оценки положения нижней границы $D + h$ неоднородности было введено понятие эталонной среды, для которой заранее известен (измерен или вычислен) сдвиг резонансной частоты каждого из применяемых датчиков. В качестве такого эталона мы использовали полупространство с диэлектрической проницаемостью ε_2 , на поверхности которого находится слой с диэлектрической проницаемостью ε_1 и толщиной, равной глубине залегания h исследуемой неоднородности. По сути дела, эталон сравнения получается из исследуемой среды путём неограниченного увеличения длины, ширины и толщины рассматриваемого инородного включения.

При расположении над центральной областью неоднородности датчиков с максимальными глубинами зондирования $h_s < h + D$ показания измерительных систем будут совпадать со случаем эталонной среды. Для датчиков с глубиной $h_s > h + D$ зондирующее электрическое поле проникает на глубину, где диэлектрическая проницаемость равна ε_1 . Поэтому измеренный с их помощью сдвиг резонансной частоты будет отличаться от полученного в эталонной ситуации.

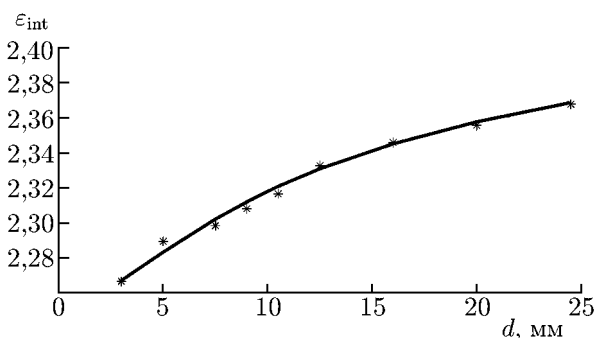


Рис. 7. Зависимость интегральной диэлектрической проницаемости ε_{int} от расстояния d между проводами измерительной части датчиков при исследовании неоднородности в виде прямоугольного параллелепипеда с длиной 115 мм, шириной 150 мм и толщиной 23 мм, сделанного из тефлона и расположенного на глубине 3 мм в пенопласте. Измерительные датчики находились над центральной областью неоднородности. Звёздочками отмечены экспериментальные данные, сплошная кривая изображает теоретическую зависимость, соответствующую уравнению (9) для найденных значений ε_1 , ε_2 и h

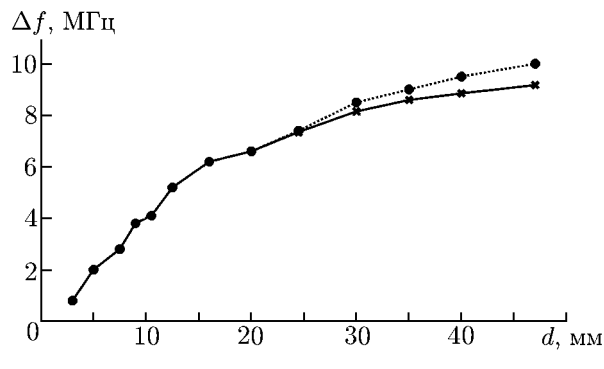


Рис. 8. Зависимость сдвига резонансной частоты Δf датчиков от расстояния d между проводами их измерительных частей при исследовании неоднородности в виде прямоугольного параллелепипеда с длиной 115 мм, шириной 150 мм и толщиной 23 мм, сделанного из тефлона и расположенного на глубине 3 мм в пенопласте (сплошная кривая). Пунктирная кривая отвечает эталону сравнения — двухслойной среде, соответствующей неограниченному по длине, ширине и толщине исследуемому инородному включению. Датчики располагались над центром тефлонового образца. Для рассматриваемого случая показания измерительных систем начинают отличаться при $d > 24,5$ мм, что соответствует глубине залегания нижней границы тефлоновой неоднородности

Именно это обстоятельство позволяет определить нижнюю границу неоднородности.

На рис. 8 сплошной кривой изображён график сдвига резонансных частот Δf датчиков в зависимости от расстояния d между проводами их измерительных ёмкостей при исследовании прямоугольного объекта из тефлона с длиной 115 мм, шириной 150 мм и толщиной 23 мм, погружённого на глубину 3 мм в пенопласт. Видно, что начиная с $d = 24,5$ мм этот график опускается ниже, чем соответствующая экспериментальная зависимость для эталона сравнения (пунктирная кривая). Роль эталона в эксперименте играет тефлон с толщиной 100 мм, покрытый слоем пенопласта с толщиной 23 мм. В результате, полагая для тефлона глубину $h_s(d) \approx d$, получаем оценку расстояния $h + D \approx h_s(d \approx 24 \text{ мм}) = 24$ мм.

Отметим, что зависимость сдвига частоты Δf от расстояния d для эталонной двухслойной среды можно рассчитать теоретически с помощью приведённых в настоящей статье формул (7)–(9). Однако используемые в наших экспериментах измерительные ёмкости не являются «идеальными» и отличаются друг от друга не только расстояниями d , но и другими параметрами, например «паразитными» ёмкостями в месте подключения измерительной части к резонатору. Это приводит к тому, что теоретическая зависимость $\Delta f(d)$ для эталонной среды сравнения отличается от экспериментальной, что влечёт за собой некоторое отклонение экспериментальных значений проницаемости ε_{int} (звёздочки на рис. 7) от предсказываемых теорией (сплошная линия на рис. 7). Например, при $d = 5$ мм из рис. 7 отклонение $\Delta\varepsilon_{\text{int}}$ составляет 0,01. Данному отклонению $\Delta\varepsilon_{\text{int}}$ в соответствии с приведёнными выше формулами отвечает разность $\Delta F \approx 1$ МГц между экспериментальным значением резонансной частоты датчика для трёхслойной среды и её теоретическим значением для среды сравнения. В области расстояний $d < 24,5$ мм экспериментальная и теоретическая кривые $\Delta f(d)$ для среды сравнения расходятся на величину порядка $0,5 \div 1$ МГц.

Это расхождение существенно затрудняет определение толщины D исследуемой неоднородности. Однако при использовании более совершенных резонансных систем и измерительных ёмкостей (например созданных на отрезках коаксиальных линий передачи) численный расчёт резонансного отклика датчиков для среды сравнения может успешно использоваться для диагностики нижней границы глубины залегания квазиодномерных инородных включений.

В табл. 1 приведены результаты измерений параметров сред с различными неоднородностями в форме прямоугольных параллелепипедов. Из неё видно, что отклонение между экспериментальными результатами и реальными параметрами неоднородностей в среднем не превышает 5 %.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе продемонстрированы возможности метода резонансного ближнепольного СВЧ зондирования применительно к диагностике сред с пространственно-локализованными неоднородностями. Используемые в экспериментах измерительные системы, представляли собой резонансные СВЧ датчики на основе отрезков двухпроводной линии.

Изучаемые неоднородности удовлетворяли ряду требований: длина инородного включения превышала характерный масштаб локализации поля измерительной ёмкости датчиков, а его толщина и глубина залегания были такими, что часть зондов (минимум 3) не чувствовали нижнюю границу неоднородности. При расположении этих зондов над центральной областью инородного включения можно было использовать модель двухслойной среды. Для остальных измерительных систем с большей глубиной зондирования среда рассматривалась как трёхслойная. При таких предположениях была разработана упрощённая схема решения обратной задачи.

С использованием априорной информации о том, что неоднородность удовлетворяет указанным требованиям, и данных о расположении её нижней границы проверен упрощённый алгоритм решения обратной задачи, найдена диэлектрическая проницаемость объектов, глубина их залегания и геометрические размеры. Отклонение между экспериментальными результатами и истинными параметрами неоднородностей, удовлетворяющих приведённым выше требованиям, в среднем не превышает 5 %.

Стоит отметить, что для демонстрации перспективности предлагаемой диагностики мы ограничились исследованием пока лишь непоглощающих сред. Следующий этап работы будет посвящён диагностике проводящих объектов, в частности биологических тканей, оценке чувствительности метода и разработке резонансной измерительной системы для медицинского приложения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-97069-р_поволжье_a и 13-07-97028-р_поволжье_a).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корженевский А. В., Карпов А. Ю., Корниенко В. Н. и др. // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2003. № 8. С. 5.
2. Cherepenin V. A., Gulyaev Y. V., Korjenevsky A. V., et al. // *Physiol. Meas.* 2012. V. 33. P. 849.
3. Корженевский А. В., Черепенин В. А. // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 4. С. 506.
4. Бабушкин А. К., Бугаев А. С., Варганов А. В. и др. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2011. Т. 75, № 1. С. 144.
5. Миронов В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. 114 с.

6. Вейко В. П., Вознесенский Н. Б., Воронин Ю. М. и др. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1999. Т. 63, № 10. С. 1954.
7. Rosner B. T., Van der Weide D. W. // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. No. 7. P. 2505.
8. Беляев Б. А., Дрокин Н. А., Шепов В. Н. // Журн. техн. физ. 1995. Т. 65, вып. 2. С. 189.
9. Эпов М. И., Миронов В. Л., Бобров П. П. и др. // Геология и геофизика. 2009. Т. 50, № 5. С. 613.
10. Sunaga T., Ikehira H., Furukawa S., et al. // Phys. Med. Biology. 2002. V. 47, No. 1. P. N11.
11. Reznik A. N., Shereshevsky I. A., Vdovicheva N. K. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. Art. no. 094508.
12. Янин Д. В., Костров А. В., Смирнов А. И. и др. // Журн. техн. физ. 2012. Т. 82, вып. 4. С. 42.
13. Миронов С. В., Загайнов В. Е., Васенин С. А. и др. // Современные технологии в медицине. 2010. Т. 1, № 2. С. 37.
14. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.
15. Гайкович К. П. // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 8 (85). С. 50.
16. Костров А. В., Костров В. А., Смирнов А. И. и др. Диагностика неоднородных и нестационарных сред с помощью резонансного СВЧ зонда на отрезке двухпроводной линии: Препринт № 707 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 2006. 24 с.
17. Кондратьев И. Г., Костров А. В., Смирнов А. И. и др. // Физика плазмы. 2002. Т. 28, № 11. С. 977.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005. 656 с.

Поступила в редакцию 4 мая 2012 г.; принята в печать 23 января 2014 г.

**DIAGNOSTICS OF SUBSURFACE QUASI-ONE-DIMENSIONAL
INHOMOGENEITIES BY THE METHOD OF RESONANCE NEAR-FIELD
MICROWAVE SOUNDING**

D. V. Yanin, A. G. Galka, A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovskiy, and I. V. Kuznetsov

We develop the method for resonance near-field microwave sounding of inhomogeneous media. Possibilities of the method are demonstrated on an example of dielectric materials which contain spatially localized alien inclusions. The scheme for solving of the inverse problem of reconstruction of the dielectric permeability, geometric dimensions, and the depth of occurrence of such inhomogeneities, has been developed.