

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.8.15>

УДК: 621.371+537.87

МЕТОДЫ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ СВЧ ТОМОГРАФИИ, ОСНОВАННОЙ НА ПРИМЕНЕНИИ ДАТЧИКОВ НА ОТРЕЗКАХ ДВУХПРОВОДНОЙ ЛИНИИ

К. П. Гайкович¹, А. И. Смирнов²

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950, Россия

² Институт прикладной физики Российской академии наук, ул. Ульянова, 46, г. Нижний Новгород, 603950, Россия

Статья поступила в редакцию 19 июля 2021 г.

Материалы статьи были частично доложены на XIV Всероссийской конференции «Радиолокация и радиосвязь» (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 23-25 ноября 2020 г.) – см. Труды конференции, с. 54-60.

Аннотация. В данной работе предлагаются и исследуются методы ближнепольной СВЧ томографии подповерхностной структуры диэлектрических неоднородностей, основанные на использовании резонансных датчиков с зондирующими элементами, представляющими собой отрезки двухпроводной линии. В рамках квазистатического приближения получено интегральное уравнение обратной задачи, связывающее измеряемые вариации комплексной емкости резонансной системы зондов, расположенных над средой с пространственно неоднородным распределением комплексной диэлектрической проницаемости. На основе этого уравнения предложены методы и разработаны алгоритмы томографии и голографии по данным двумерного сканирования с переменным расстоянием между проводами датчика: а) с фиксированным направлением проводов датчика; б) в двух взаимно перпендикулярных направлениях проводов датчика; в) с датчиком на скрещенных двухпроводных линиях. Результаты численного моделирования продемонстрировали эффективность разработанных алгоритмов подповерхностной томографии и голографии.

Ключевые слова: томография, голография, нелинейные среды, ближнепольная СВЧ диагностика, обратные задачи рассеяния.

Abstract. In this paper, methods of near-field microwave tomography of the subsurface structure of dielectric inhomogeneities are proposed and studied based on the use of resonance probes with pieces of twin-wire lines as sensors. In frameworks of the quasi-static approximation, the integral equation of the inverse problem that relates measured variations of the complex capacity of the resonance system of probes placed above a medium with the inhomogeneous distribution of the complex permittivity. Based on this equation, methods and algorithms of tomography and holography have been proposed and worked out that used data of 2D scanning with variable offset between the sensor wires: (a) with the fixed direction of wires of sensor; (b) in two orthogonally related directions of sensor wires; (c) with the sensor of crossed twin-wire lines. Results of the numerical simulation demonstrate the efficiency of developed algorithms of subsurface tomography and holography.

Key words: near-field microwave subsurface diagnostics, tomography, holography, dielectric inhomogeneities.

Введение.

В последние годы были развиты методы ближнепольной электромагнитной диагностики подповерхностных диэлектрических неоднородностей, основанные на решении обратных задач ближнепольного рассеяния в различных постановках и схемах измерений с применением различных электрически малых датчиков [1-5]. В опубликованных статьях экспериментально продемонстрировано главное преимущество ближнепольного подхода – возможность достижения субволновой разрешающей способности, что особенно важно при исследовании сильно поглощающих сред. Одним из рассмотренных подходов является метод резонансной ближнепольной СВЧ диагностики по данным измерения резонансных характеристик СВЧ зондов, реализованный с использованием системы резонансных датчиков с зондирующими элементами в виде цилиндрических конденсаторов [5]. В данной

работе в рамках квазистатического приближения получено интегральное уравнение и выполнена постановка обратной задачи ближнеполюсного зондирования для резонансных СВЧ зондов на основе отрезков двухпроводных линий и предложены методы томографии и голографии по данным, полученным в различных схемах измерений.

2. Теория.

Постановка обратной задачи ближнеполюсного рассеяния основана на данных измерений резонансных характеристик двухпроводных датчиков с различной глубиной проникновения ближнего поля, которые сканируют в двумерной области поверхности исследуемой однородной среды с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_0$, содержащей трехмерную неоднородность $\varepsilon_1(\mathbf{r}) = \varepsilon_1'(\mathbf{r}) + i\varepsilon_1''(\mathbf{r})$ (см. рис. 1). Распределение комплексной диэлектрической проницаемости такой среды представляется в виде суммы $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_{0l} + \varepsilon_1(\mathbf{r})$. В рамках квазистатического приближения, справедливого при выполнении условия малости размера зонда к длине волны получено интегральное уравнение, связывающее измеряемые вариации вносимой в импеданс комплексной емкости с распределением подповерхностной неоднородности комплексной диэлектрической проницаемости:

$$c_1(x', y', z, d) = \int_{\Gamma} \varepsilon_1(\mathbf{r}) K(x - x', y - y', z, z', d) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где ядро уравнения $K = 1 / 4\pi\Delta U^2 |\mathbf{E}_0(x - x', y - y', z, z', d)|^2$, ΔU – разность потенциалов между проводами, \mathbf{E}_0 – напряженность зондирующего электрического поля при $\varepsilon_1 = 0$.

Поскольку ядро трехмерного интегрального уравнения (1) зависит от разности поперечных координат, его можно свести к многократному решению одномерного интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода путем двумерного преобразования Фурье:

$$c_1(k_x, k_y, z', d) = \frac{1}{4\pi^2} \iint \exp(-ik_x x - ik_y y) \int_r \varepsilon_1(\mathbf{r}) |\mathbf{E}_0(x - x', y - y', z, z', d)|^2 d\mathbf{r} = \quad (2)$$

$$= \int_z \varepsilon_1(k_x, k_y, z) K(k_x, k_y, z', z, d) dz$$

для каждой пары компонент k_x, k_y поперечного спектра по данным сканирования в двумерной области x – y системой резонансных датчиков с различной глубиной проникновения ближнего поля в исследуемую среду. Это позволяет преодолеть ограничения разрешающей способности при решении трехмерных уравнений с большой дискретизацией. Из результата решения $\varepsilon_1(k_x, k_y, z)$ обратной задачи (2) в k - пространстве искомая трехмерная структура возмущения комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1(x, y, z)$ получается аналогично [4] путем двумерного обратного преобразования Фурье:

$$\varepsilon_1(x, y, z) = \iint \varepsilon_1(k_x, k_y, z) \exp(ik_x x + ik_y y) dk_x dk_y. \quad (3)$$

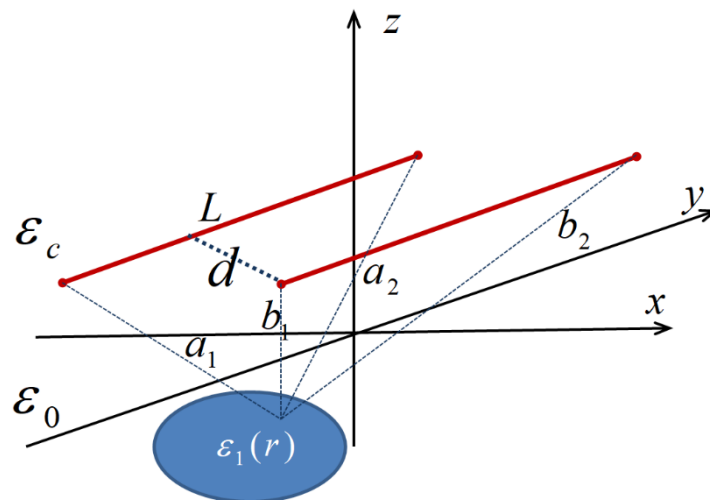


Рис. 1. Геометрия измерений с использованием резонансных датчиков на основе двухпроводной линии.

Возможны различные модификации метода:

1) Сканирование с фиксированным направлением проводов датчика.

Наиболее простой схемой реализации предложенного метода является сканирование с неизменной ориентацией датчика. Пусть для определенности выбрано направление проводов вдоль оси y (рис. 1). Тогда в рамках

квазистатического приближения поле \mathbf{E}_0 , определяющее ядро уравнения (2) находится в явном виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 = & \frac{2\lambda}{\varepsilon_0 + \varepsilon_c} \left\{ \mathbf{x}_0 \left[\frac{(X - \frac{d}{2})(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2})}{(a_1 + a_2)^2 - L^2} - \frac{(X + \frac{d}{2})(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2})}{(b_1 + b_2)^2 - L^2} \right] \right. \\ & + \mathbf{y}_0 \left[\frac{1}{(a_1 + a_2)^2 - L^2} \left(\frac{Y - L/2}{a_1} + \frac{Y + L/2}{a_2} \right) - \frac{1}{(b_1 + b_2)^2 - L^2} \left(\frac{Y - L/2}{b_1} + \frac{Y - L/2}{b_2} \right) \right] \\ & \left. + \mathbf{z}_0(z - h) \left[\frac{1}{(a_1 + a_2)^2 - L^2} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \right) - \frac{1}{(b_1 + b_2)^2 - L^2} \left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$a_1 = \sqrt{\left(X - \frac{d}{2}\right)^2 + \left(Y - \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2}, \quad a_2 = \sqrt{\left(X - \frac{d}{2}\right)^2 + \left(Y + \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2},$$

$$b_1 = \sqrt{\left(X + \frac{d}{2}\right)^2 + \left(Y - \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2}, \quad b_2 = \sqrt{\left(X + \frac{d}{2}\right)^2 + \left(Y + \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2},$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 = & \frac{2\lambda}{\varepsilon_0 + \varepsilon_c} \left\{ \mathbf{x}_0 \left[\frac{1}{(a_1 + a_2)^2 - L^2} \left(Y - \frac{d}{2} \right) \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \right) - \frac{\left(Y + \frac{d}{2} \right) \left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} \right)}{(b_1 + b_2)^2 - L^2} \right] \right. \\ & + \left[\mathbf{y}_0 \left[\frac{1}{(a_1 + a_2)^2 - L^2} \left(X \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \right) + \frac{L}{2} \left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} \right) \right) - \frac{1}{(b_1 + b_2)^2 - L^2} \left(X \left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} \right) + \frac{L}{2} \left(\frac{1}{b_2} - \frac{1}{b_1} \right) \right) \right] \right. \\ & \left. \left. + \left[\mathbf{z}_0(z - h) \left[\frac{1}{(a_1 + a_2)^2 - L^2} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \right) - \frac{1}{(b_1 + b_2)^2 - L^2} \left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} \right) \right] \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$a_1 = \sqrt{\left(Y - \frac{d}{2}\right)^2 + \left(X - \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2}, \quad a_2 = \sqrt{\left(Y - \frac{d}{2}\right)^2 + \left(X + \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2},$$

$$b_1 = \sqrt{\left(Y + \frac{d}{2}\right)^2 + \left(X - \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2}, \quad b_2 = \sqrt{\left(Y + \frac{d}{2}\right)^2 + \left(X + \frac{L}{2}\right)^2 + (z' - h)^2},$$

где $X = x' - x, Y = y' - y, \lambda = C / (\Delta UL)$. Для восстановления трехмерной неоднородности недостаточно иметь только двумерные данные сканирования-необходимо выполнить это сканирование в зависимости от какого-либо третьего параметра измерений, определяющего глубинную чувствительность. В данном случае можно предложить использовать данные, получаемые методом

многоуровневого сканирования по z или методом сканирования с переменным расстоянием между проводами d .

Алгоритмы решения этой некорректной обратной задачи для уравнения Фредгольма 1-го рода (2) могут быть основаны на методе обобщенной невязки для комплекснозначных функций [1]. В данной работе был разработан и исследуется алгоритм, использующий сканирование на одном уровне z с переменным расстоянием между проводами датчика d .

Недостатком описанной схемы измерений является тот факт, что асимметрия датчика в плоскости x - y приводит к асимметрии ядра решаемого уравнения и, как следствие, к различию чувствительности и разрешающей способности метода для направлений вдоль и поперек относительно проводов датчика.

2) Сканирование в двух взаимно перпендикулярных направлениях проводов датчика.

Исправить этот недостаток можно путем синтеза симметричной апертуры путем дополнительного сканирования со сменой направления проводов датчика на перпендикулярное (или использованием коммутации между двумя скрещенными датчиками). Тогда, для суммы таких измерений в каждой точке, получается интегральное уравнение

$$c_1 = c_{\perp} + c_{\square} = \int_{z'} \varepsilon_1(k_x, k_y, z') K_2(k_x, k_y, z', z, d) dz', \quad (6)$$

с симметричным по k_x и k_y ядром:

$$K_2 = K_{\perp}(k_x, k_y, z', z, d) + K_{\square}(k_x, k_y, z', z, d) \quad (7)$$

где K_{\perp} равно K из (5), а для определения используется соотношение (4), преобразованное путем поворота системы координат на 90° .

3) Сканирование с датчиком на скрещенных двухпроводных линиях.

Возможна и третья схема измерений на основе 4-проводных датчиков, состоящих из пары скрещенных двухпроводных датчиков, в которых зондирующее поле обоих датчиков включается одновременно, а принимаемый

ими сигнал поступает на общую приемную резонансную систему. Тогда ядро соответствующего интегрального уравнения

$$c_1(k_x, k_y, z, d) = \int_{z'} \varepsilon_1(k_x, k_y, z') K_3(k_x, k_y, z', z, d) dz' \quad (8)$$

определяется суммарным зондирующим полем из уравнения (1), в котором складываются компоненты поля, так что ядро нового уравнения в декартовых координатах определяется как

$$K_3 = \frac{1}{4\pi\Delta U^2} |\mathbf{E}_0|^2 = \frac{1}{4\pi\Delta U^2} [(\mathbf{E}_{0x\perp} + \mathbf{E}_{0x\parallel})^2 + (\mathbf{E}_{0y\perp} + \mathbf{E}_{0y\parallel})^2 + (\mathbf{E}_{0z\perp} + \mathbf{E}_{0z\parallel})^2]. \quad (9)$$

В этой схеме, вообще говоря, необходимо учитывать взаимодействие двухпроводных пар. Однако на практике можно получать ядро (9) из эксперимента с тонкими тестовыми объектами аналогично [3].

Если *a priori* известно, что неоднородность сплошная, то для односвязных объектов из решения приведенных выше интегральных уравнений в *k*-пространстве для каждой из описанных схем можно решить задачу голографии, т.е. определить форму их поверхности в виде функций двух функций $y_1(x, z)$, $y_2(x, z)$ из решения нелинейного комплекснозначного уравнения

$$\varepsilon_1(k_x, x, z) = \varepsilon_1^0 / 2\pi i k_x (e^{-ik_x y_1(x, z)} - e^{-ik_x y_2(x, z)}), \quad (10)$$

где $\varepsilon_1(k_x, x, z) = \int \varepsilon_1(k_x, k_y, z) \exp(ik_y x) dk_y$, а ε_1^0 – комплексная диэлектрическая проницаемость объекта.

3. Численное моделирование.

Было выполнено численное моделирование методов томографии и голографии по данным сканирования с переменным расстоянием между проводами d для тестового сплошного объекта в форме параллелепипеда с $\varepsilon_1=3+i$.

На рис. 2 представлено глубинное распределение зондирующего поля для схемы зондирования датчиком на отрезке двухпроводной линии на рис. 1 в зависимости от расстояния между проводами d , где можно видеть резкое

спадание поле в ближней зоне, которое обеспечивает субволновую разрешающую способность предложенного метода для объектов в этой зоне.

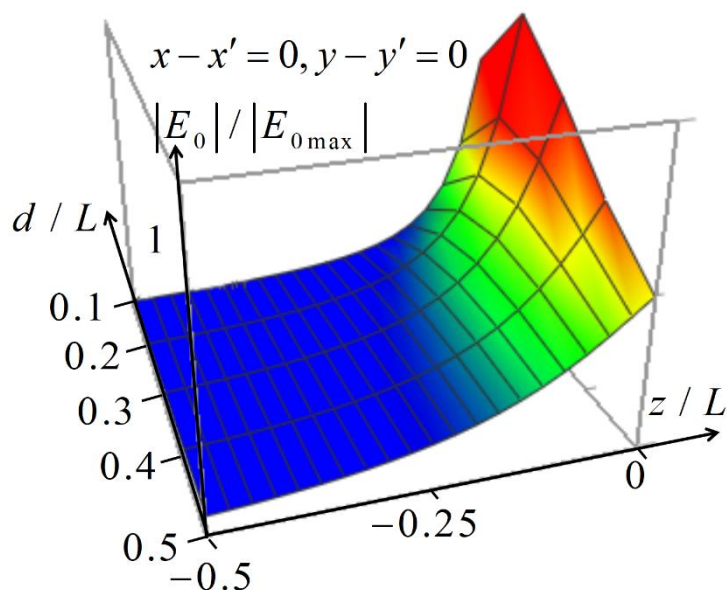


Рис. 2. Распределение зондирующего поля по глубине в зависимости от расстояния между проводами зонда.

На рис. 3 показано распределение сигнала, принимаемого двухпроводным датчиком с ориентацией проводов, показанной на рис. 1 в двух сечениях поверхности анализа.

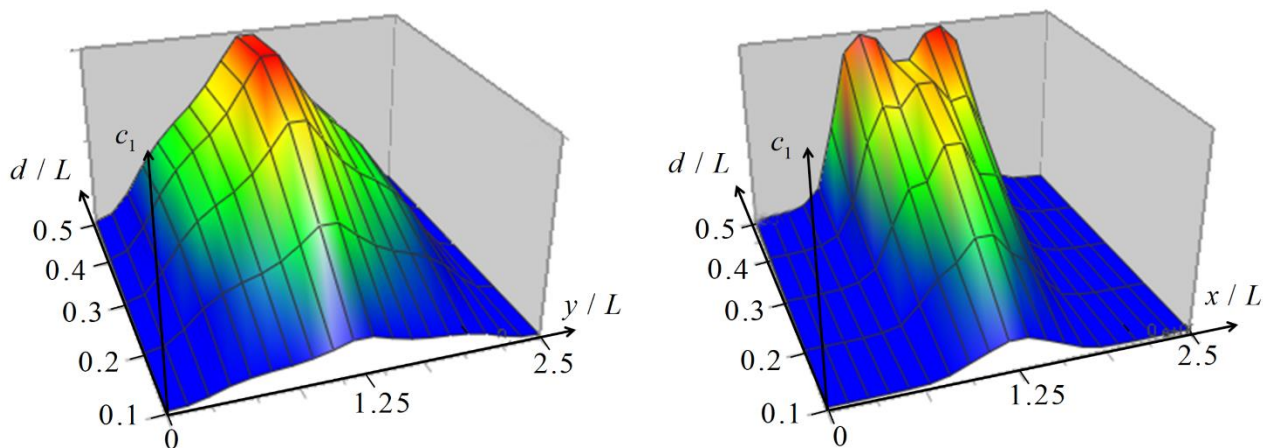


Рис. 3. Распределение принимаемого сигнала в зависимости от расстояния между проводами зонда. Слева – в сечении $x = 1.25L$; справа – в сечении $y = 1.25L$

Поперечные распределения для ядра уравнения K в (1) и ядер для двух других схем $K2$ и $K3$, представленных в декартовых координатах показаны на рис. 4.

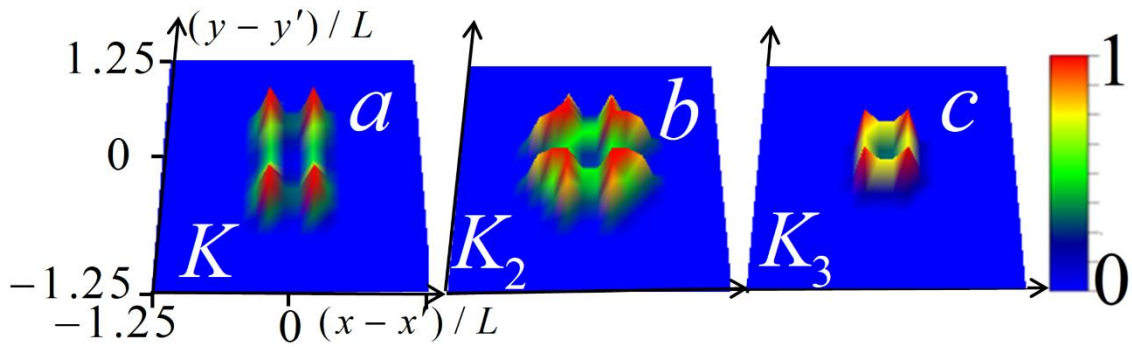


Рис. 4. Распределения ядер K , K_2 и K_3 , представленные в декартовых координатах на рис. 4a, 4b, 4c соответственно, для $z/L=0,25$ и $d/L=0,15$.

Можно видеть, что для схемы на отрезке двухпроводной линии (рис. 4a) поперечное распределение ядра K несимметрично. Оно вытянуто по оси y , и степень вытянутости пропорциональна длине проводов. Это приводит к несимметрии чувствительности по координатам. В схеме со скрещенными проводами или решении задачи по данным повторного сканирования ортогональной ориентацией проводов распределение ядра интегрального уравнения K_2 симметризуется (рис. 4b), однако его линейные размеры сохраняются, и предельная разрешающая способность метода не изменяется. В третьей схеме распределение ядра K_3 (рис. 4c) остается симметричным, но сужается, что приводит к расширению пространственного спектра этого ядра в k -пространстве в уравнении (8) и увеличению разрешающей способности.

На рис. 5 показаны поперечные распределения сигнала $c_1(x, y, z = 0,05L)$ для каждой из трех описанных выше схем от объекта в области зондирования для пяти значений d , использованные в анализе.

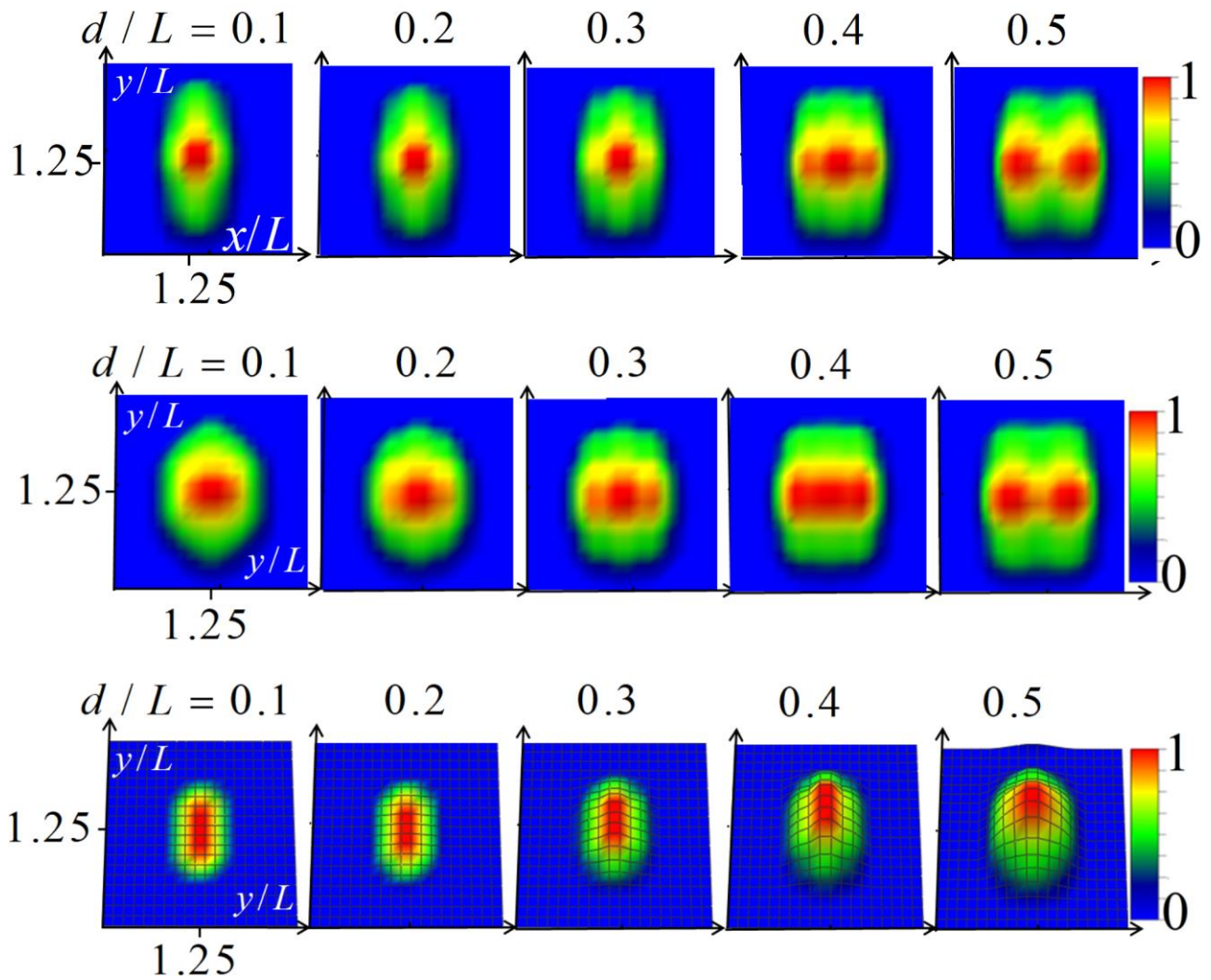


Рис. 5. Поперечные распределения $c_1(x, y, z = 0,05L)$ в области анализа для первой (верхний ряд), второй (средний ряд) и третьей (нижний ряд) схем измерений.

Видно, что распределение используемых в анализе параметров измеренного сигнала от вытянутого вдоль оси x объекта различно для трех схем измерений. Во второй схеме оно более симметрично, чем в первой – особенно при близком расположении проводов, Распределение для третьей схемы существенно более локализовано, чем в первой и второй схемах и при малых расстояниях между проводами неплохо воспроизводит форму подповерхностного объекта, что является важной первичной информацией в анализе. Результаты для второй схемы при длине проводов, сопоставимой с диапазоном межпроводных расстояний оказались сходными с первой схемой.

На рис. 6-8 результаты томографического анализа из решения обратной задачи (5) при уровне моделируемой погрешности 1% представлены для реальной части комплексной диэлектрической проницаемости. Для мнимой части результаты вполне аналогичны. На рис. 6 показаны исходные моделируемые сплошные объекты в двух проекциях.

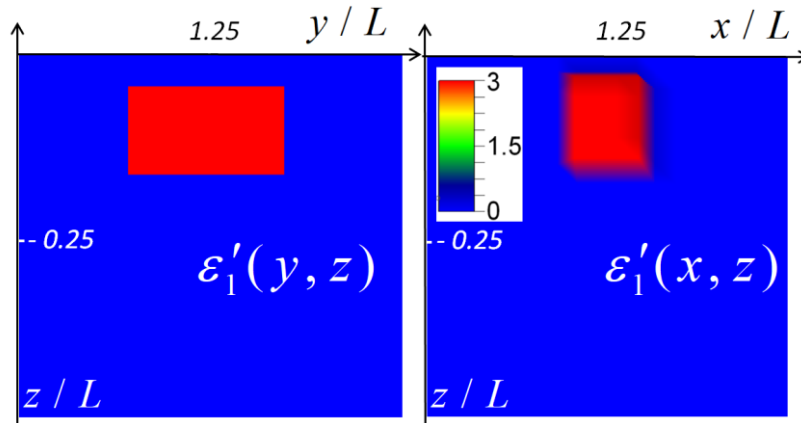


Рис. 6. Распределение диэлектрической проницаемости для тестового объекта в вертикальных сечениях $x = 1.25L$ (слева) и $y = 1.25L$ (справа).

На рис. 7 показаны соответствующие результаты восстановления реальной части диэлектрической проницаемости для схемы измерений с датчиком на основе двухпроводной линии (первая схема) и для третьей схемы, основанной на смещения сигналов скрещенных датчиков. Можно видеть (рис. 7b, 7c), как разрешающая способность в восстановленном распределении уменьшается при выходе нижней части объекта из области резкого изменения ближнего поля и происходит его расплывание. Сравнивая рис. 7b с рис. 7c, видно, что разрешающая способность в третьей схеме действительно лучше, чем в первой.

На рис. 8, где показано восстановление для первой и третьей схем в горизонтальном сечении $z = -0.1L$ (в информативной зоне анализа на рис. 7b, 7c), демонстрируется хорошая воспроизводимость формы и комплексной проницаемости моделируемой подповерхностной неоднородности.

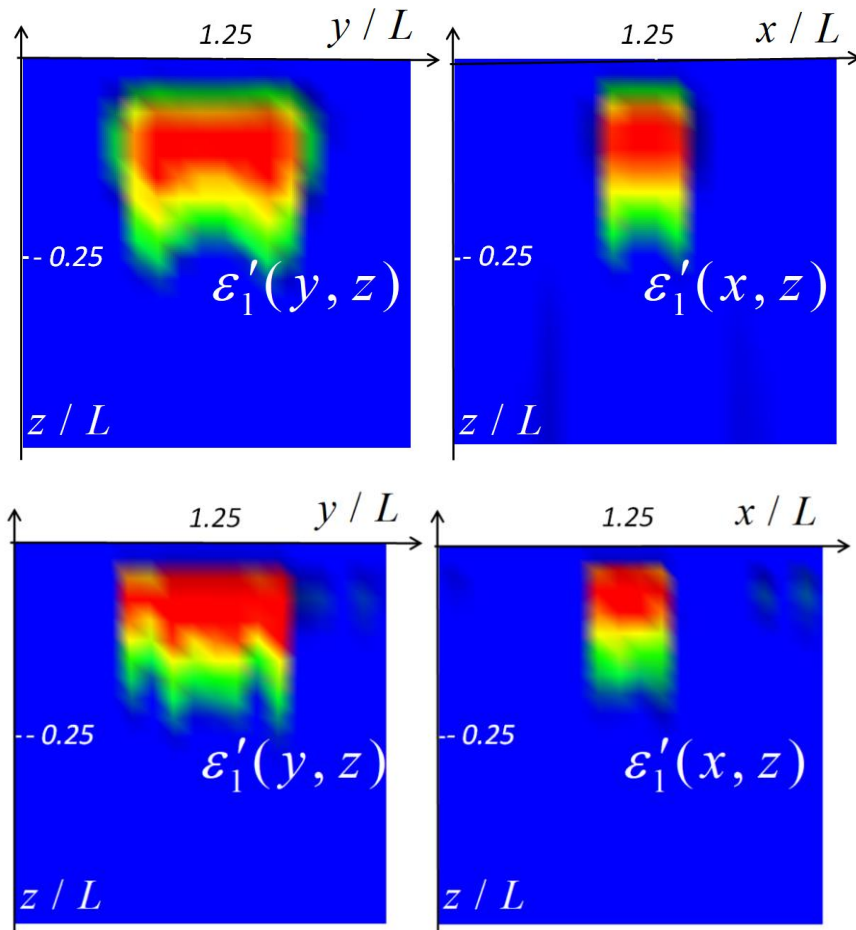


Рис. 7. Восстановленное распределение диэлектрической проницаемости в вертикальных сечениях $x = 1.25L$ (слева) и $y = 1.25L$ (справа) для первой (верхний ряд) и третьей (нижний ряд) схем измерений.

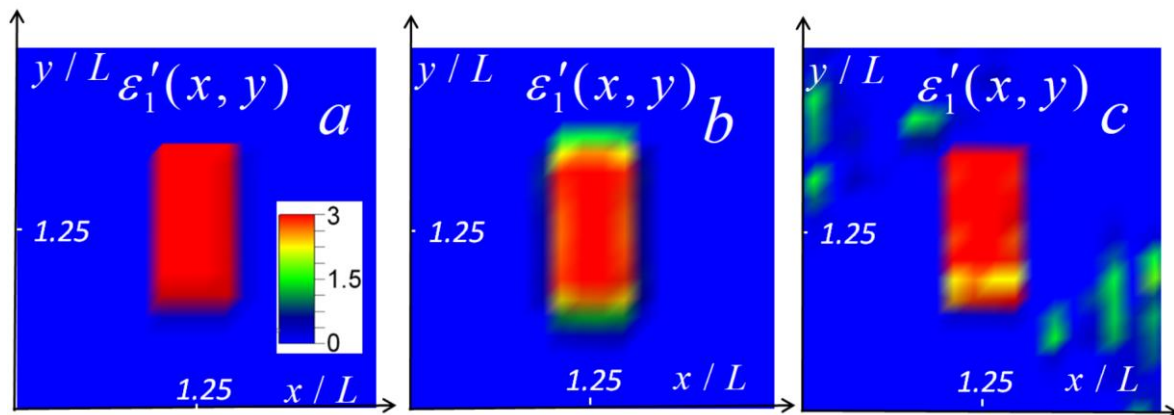


Рис. 8. Восстановление распределения диэлектрической проницаемости для тестового объекта в горизонтальном сечении $z = -0.1L$: a) исходное распределение; b) восстановленное распределение в первой схеме; c) восстановленное распределение в третьей схеме.

На рис. 9 показаны результаты голографического анализа – восстановление формы сплошного объекта в виде двух функций из решения

уравнения (10) по данным решения уравнения (2) для первой схемы измерений датчиком на основе двухпроводной линии.

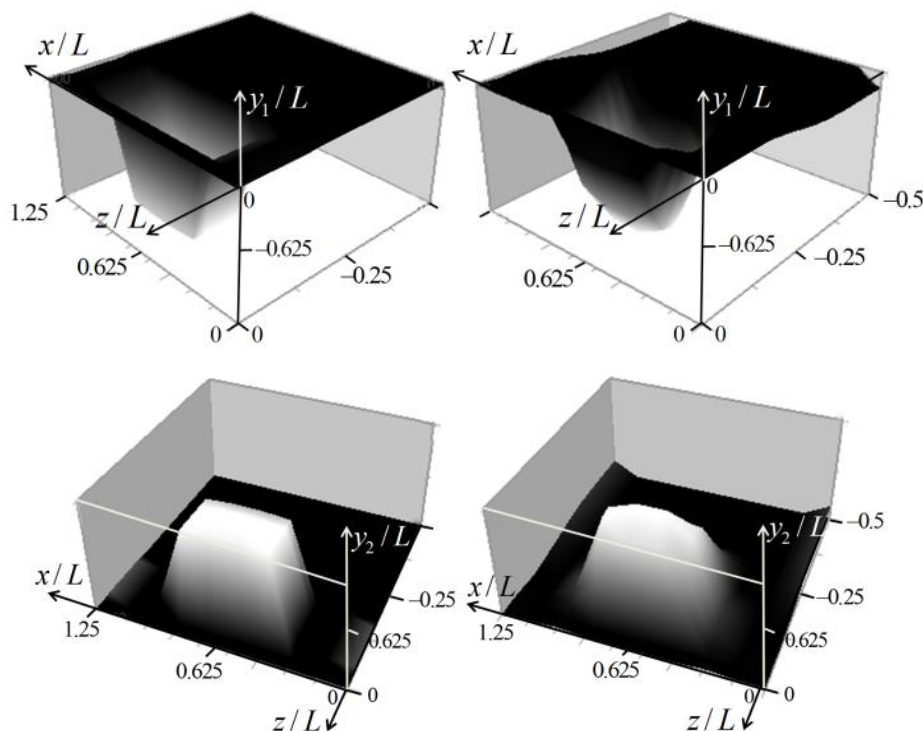


Рис. 9. Результаты моделирования голографии.

Верхний ряд – половина поверхности тестового объекта, представленная функцией $y_1(x,z)$; нижний ряд – половина поверхности тестового объекта, представленная функцией $y_2(x,z)$. Слева – моделируемый объект; справа – результат восстановления.

На рисунках видно, что форма сплошного объекта восстанавливается довольно отчетливо – без существенного расплывания, которое заметно в томографическом анализе на рис. 7. Это можно объяснить существенностью вносимой априорной информации об однородности диэлектрической структуры объекта для решения рассматриваемой некорректной обратной задачи.

Заключение.

Предложен новый метод ближнепольного СВЧ зондирования с использованием резонансных датчиков на основе двухпроводной линии в трех схемах измерений. Помимо первой схемы их непосредственного использования

была предложена вторая схема измерений со сканированием в двух взаимно перпендикулярных направлениях проводов датчика. Третья схема основана на сканировании скрещенными датчиками, подключенными к одной резонансной системе. В рамках квазистатического приближения получены интегральные уравнения обратной задачи восстановления трехмерной структуры подповерхностных неоднородностей комплексной диэлектрической проницаемости, и выполнено численное моделирование разработанных методов томографии и голографии, которое продемонстрировало эффективность соответствующих алгоритмов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 19-07-00782.

Литература

1. Gaikovich K.P. Subsurface near-field scanning tomography. *Physical Review Letters*. 2007. V.98. №18. P.183902.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.183902>
2. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K. Inverse problem of near-field scattering in multilayer media. 2010. *Inverse Problems*. 2010. V.26. №12. P.125013.
<https://doi.org/10.1088/0266-5611/26/12/125013>
3. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye.S., Badeev V.A. Pseudopulse near-field subsurface tomography. *Physical Review Letters*. 2012. V.108. №16. P.163902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.163902>
4. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye.S., Badeev V.A. Subsurface near-field microwave holography. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*. 2016. V.9. №1. P.74-82.
<https://doi.org/10.1109/JSTARS.2015.2443035>
5. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye. S., Smirnov A.I., and Sumin M.I. Dual regularization in non-linear inverse scattering problems. *Inverse Problems in Science and Engineering*. 2016. V.24. №7. P.1215-1239.
<https://doi.org/10.1080/17415977.2016.1160389>

6. Gaikovich K.P., Maksimovitch Ye.S., Sumin M.I. Inverse scattering problems of near-field subsurface pulse diagnostics. *Inverse Problems in Science and Engineering*. 2018. V.26. №11. P.1590-1611.

<https://doi.org/10.1080/17415977.2017.1417405>

7. Гайкович К.П., Смирнов А.И., Янин Д.В. Методы ближнеполевой резонансной СВЧ диагностики биологических тканей. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2017. №2.

<http://jre.cplire.ru/jre/feb17/5/text.pdf>

Для цитирования:

Гайкович К.П., Смирнов А.И. Методы подповерхностной СВЧ томографии, основанной на применении датчиков на отрезках двухпроводной линии. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №8. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.8.15>