

**В.П. Якубов, М.Л. Машаруев, С.А. Славгородский, Д.В. Лосев, С.Э. Шипилов**

## **МИКРОВОЛНОВАЯ ТОМОГРАФИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД**

Рассматриваются новые методы решения задач томографии неоднородных сред с использованием когерентного и некогерентного, монохроматического и широкополосного микроволнового излучений. Работоспособность методов подтверждается результатами имитационных и натуральных экспериментов.

### **1. Введение**

Интенсивное развитие томографии обусловлено прежде всего ее широким применением в медицине [1–3]. В настоящее время томографические методы стали основным средством высокоточной диагностики различных патологических изменений внутри человеческого организма. В основе этих методов лежит возможность многоракурсного просвечивания объектов исследования с использованием различного вида излучений. В соответствии с физической природой используемого излучения различают рентгеновскую, эмиссионную, ЯМР и ультразвуковую томографию. Изменения параметров прошедшего излучения служат источником информации о внутренней структуре объекта, например о распределении плотности вещества.

Каждый из существующих видов томографии отличается своими достоинствами и недостатками. Из недостатков можно назвать дороговизну оборудования, неполную безопасность использования и сложность интерпретации наблюдательных данных. Серьезные трудности возникают при томографии неоднородностей, мало отличающихся по плотности. Например, в рентгеновской томографии приходится предварительно вводить различные контрастирующие вещества, что не для всех тканей приемлемо. Часто оказывается, особенно на ранних стадиях развития патологий, диагностику можно вести по их водонаполненности. Из используемых методов наиболее чувствительной к этим изменениям является ультразвуковая диагностика, но в небольших пределах. Влагосодержащие ткани непрозрачны для ультразвука. В связи с этим возникает необходимость развития альтернативных методов томографии.

Известно, что с изменением водосодержания тканей изменяется прежде всего их диэлектрическая проницаемость. Часто плотность вещества еще не успевает измениться, а диэлектрическая проницаемость здоровых и патологических тканей уже заметно контрастирует. Для выделения возникающих неоднородностей представляется перспективным использование микроволнового излучения. Микроволновое излучение достаточно чувствительно к изменениям диэлектрической проницаемости, к тому же его можно в дальнейшем успешно использовать для активного воздействия: направленной терапии ряда заболеваний в медицине или разрушения внутренних неоднородностей в интроскопии материалов и изделий. Обнадеживающим обстоятельством является развитая элементная база радиоэлектроники (генераторы, излучатели, панорамные измерители, микропроцессоры и т.д.). Однако действующих микроволновых томографов вплоть до настоящего времени не создано. Имеются лишь отдельные работы, обсуждающие возможные здесь подходы [4–6].

Основная причина, на наш взгляд, препятствующая развитию микроволновой томографии, заключается в трудностях интерпретации измеряемых искажений параметров излучения при его взаимодействии с неоднородными средами. Исследования показывают, что при прохождении микроволнового излучения, например, через биологические ткани оказываются существенными эффекты многократного взаимодействия волн (рассеяния, поглощения, отражения, дифракции, деполяризации и т.д.). В случае, когда характерные размеры неоднородностей соизмеримы с длинами волн используемого излучения, теория многократного взаимодействия

достаточно сложна и не дает возможности для простого решения обратной задачи восстановления структуры распределения неоднородностей.

В настоящей статье обсуждается ряд новых методов, позволяющих приблизиться к решению задачи создания микроволновой томографии.

## 2. Использование когерентного излучения

Одна из главных задач в развитии микроволновой томографии – это борьба с многократными взаимодействиями волн с неоднородностями путем адекватного их описания либо путем исключения их влияния. Наибольшие возможности при этом имеет использование когерентного излучения.

На пути описания многократных взаимодействий существует множество подходов, из которых, на наш взгляд, наибольший интерес представляет метод, основанный на мысленном разбиении исследуемого объема на конечное число дискретных элементов, в пределах которых проницаемость однородна [6]. Задача томографии сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений, плохо обусловленной и требующей применения специальных методов регуляризации. Больших успехов здесь пока достигнуть не удалось.

На пути исключения и ослабления многократных взаимодействий результаты более существенны. Так, в [7] предложен метод, основанный на использовании импульсного излучения. Он состоит в выделении так называемых «первопрошедших фотонов», т.е. той части излучения, которая составляет передний фронт рассеянного излучения и из физических соображений должна быть связана с однократным рассеянием. Эксперименты с лазерным излучением подтвердили перспективность метода для повышения контрастов. Известна попытка подавления роли многократных взаимодействий на основе одновременного использования для зондирования нескольких близких частот [8]. При определенных условиях интерференционные картины перекрытия многократных взаимодействий на этих частотах взаимно гасят друг друга, и роль однократных взаимодействий усиливается. На наш взгляд, для выделения однократных взаимодействий и решения задачи микроволновой томографии наиболее перспективным представляется метод двойной фокусировки [9].

Метод двойной фокусировки основан на одновременном использовании прямой фокусировки поля излучения в заданную точку объема и обратной фокусировки рассеянного неоднородностями излучения в ту же точку объема [9]. Интенсивность проникаемого сигнала при этом представляет собой свертку аппаратной функции системы и распределения неоднородностей диэлектрической проницаемости по объему. При сканировании точкой фокусировки исследуемой области задача ее томографии сводится к обращению свертки. В [9] метод двойной фокусировки был сформулирован для замкнутой приемно-передающей апертуры. В настоящей работе этот метод обобщается для конечных апертур и приводятся результаты экспериментальных измерений с использованием двойной фокусировки в скрещенных пучках.

В соответствии с [9] для создания физической фокусировки излучения вблизи некоторой выбранной точки  $\mathbf{r}_0$  внутри зондируемого объема необходимо на излучающей апертуре создать распределение токов вида

$$I_0(\mathbf{r}_s) \equiv \frac{1}{i(2\pi)^2} \frac{d}{dn} G^-(\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_0).$$

В этом случае волновое поле в некоторой другой произвольной точке  $\mathbf{r}$  внутри объема определится как

$$E_0(\mathbf{r}) = \iint_{S_1} I_0(\mathbf{r}_s) G^+(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) ds \equiv \delta_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0).$$

Здесь  $G^\pm(\mathbf{r}) = \exp(\pm ikr)/r$  представляют собой функции Грина расходящихся и сходящихся волн, а  $k = \sqrt{\varepsilon} \cdot 2\pi/\lambda_0$  – волновое число для среды, диэлектрическая проницаемость которой  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$  в общем случае является комплексной. В случае замкнутой апертуры достигается наибольшая локализация поля вблизи точки  $\mathbf{r}_0$ . Для апертуры конечных размеров распределение поля вблизи точки фокусировки менее локализовано и имеет протяженный в направлении излу-

чения характер (рис. 1). Картина локализации излучения имеет гребнеобразный вид с минимальным размером порядка длины волны в поперечном направлении вблизи точки фокусировки.

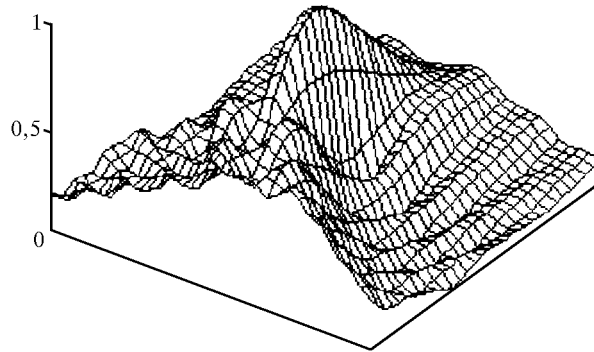


Рис. 1. Картина локализации поля при фокусировке излучения из апертуры конечных размеров

Созданное засвечивающее поле рассеивается неоднородностями среды по всем возможным направлениям. Принятое на некоторой другой апертуре  $S_2$  рассеянное поле с помощью той же весовой функции  $I_0(\mathbf{r}_0)$  может быть сфокусировано в точку  $\mathbf{r}_0$ . При ортогональной ориентации пучков лучей прямой и обратной фокусировок локализация излучения будет достигаться в самом узком месте. Выделяемый при этом сигнал получается как

$$I(\mathbf{r}_0) = \iiint \sigma(\mathbf{r}) Q(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) dv, \quad (1)$$

где аппаратная функция системы равна  $Q(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \delta_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\delta_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ . В приближении слабых неоднородностей распределение диэлектрической проницаемости получается как  $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_0 + \sigma(\mathbf{r})k^{-2}$ , и ее восстановление сводится к обращению свертки (1). Важно подчеркнуть, что ортогональное пересечение областей частичной локализации (см. рис. 1) обеспечивает достаточно высокую общую локализацию, при которой значительно ослабляются эффекты многократного взаимодействия.

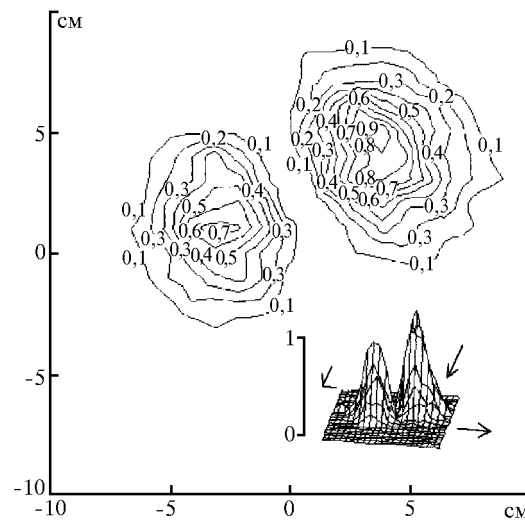


Рис. 2. Томограмма двух неоднородностей на длине волны 3 см

Для проверки работоспособности метода был разработан макет экспериментальной установки с взаимно ортогонально ориентированными рупорными передающими и приемными антеннами на длине волны  $\lambda_0 = 3$  см. Фокусировка обеспечивалась двумя изготовленными из гипса линзами. На рис. 2 показан результат томографии двух одинаково разнесенных на расстояние 7 см точечных неоднородностей в виде полистироловых шариков диаметром 1 см. Видна достаточно отчетливая локализация неоднородностей при малом искажающем взаимном влиянии их на друга.

Описанный выше метод может быть применен при использовании многочастотных зондирующих сигналов. Широкий спектр этих сигналов должен обеспечить глубокое проникновение излучения в неоднородные среды и повысить локализацию излучения в заданных областях. В основе много частотного (широкополосного) подхода лежит предварительное восстановление передаточной функции  $H(\omega)$  объема неоднородностей, которая связывает между собой спектры излученного  $U_0(\omega)$  и рассеянного  $U(\omega) = H(\omega)U_0(\omega)$  неоднородностями сигналов. После осуществления операции двойной фокусировки передаточная функция  $H(\omega)$  переходит в сигнал  $I(\mathbf{r}_0)$ , который представляет собой свертку (1). Решение уравнения в свертках дает восстановление распределения диэлектрической проницаемости на каждой частоте в исследуемом объеме. Использование многочастотных и импульсных сигналов будет полезно для направленного электромагнитного воздействия на неоднородности.

### 3. Использование некогерентного излучения

В последнее время усилился интерес к использованию для томографии некогерентного излучения. Многие источники излучения не отличаются высокой когерентностью, к тому же при взаимодействии с сильно неоднородными средами когерентность излучения существенно разрушается. В результате отдельные участки неоднородностей выступают как источники первичного или вторичного некогерентного излучения. Распределение их интенсивности характеризует распределение неоднородностей. Сюда относятся задачи термографии [10].

Рассмотрим задачу пассивной томографии объекта с некогерентным распределением интенсивности собственного излучения в слабо поглощающей среде. Требуется восстановить это распределение по результатам сканирования антенной с узкой диаграммой направленности под различными углами  $\psi$  [11]. Приближение слабого поглощения означает, что ослабление излучения происходит в основном только за счет сферической расходимости.

Уравнение для мощности, излучаемой объемом с некогерентными токами, в цилиндрической системе координат можно записать в виде

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{I(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi dz}{|\mathbf{R}_0 - \boldsymbol{\rho}|^2},$$

где  $I$  – плотность распределения интенсивности излучения в объеме;  $P$  – принимаемая мощность;  $R_0$  – расстояние от центра объема до точки приема излучения;  $\rho_0 = R_0 \sin \psi$  – прицельное расстояние. В общем случае мощность принимаемого излучения  $P$  зависит от углового ракурса наблюдения. Проводя разложение наблюдаемой величины по круговым гармоникам угла ракурса и считая вдоль оси  $z$  интенсивность излучения постоянной, перейдем от интеграла по  $\varphi$  к интегралу по  $\psi$ . В результате для гармоники мощности, принимаемой остронаправленной антенной с угла  $\psi$ , получаем соотношение

$$P_n(\rho_0) = 2 \int_{\rho_0}^{\infty} \frac{I_n(\rho) \exp \{in(\pi/2 - \psi)\}}{\sqrt{1 - (\rho_0/\rho)^2}} T_n(\rho_0/\rho) d\rho. \quad (2)$$

Здесь  $I_n(\rho)$  – круговая гармоника плотности интенсивности излучения неоднородностей;  $T_n(x)$  – полином Чебышева первого рода порядка  $n$ . После обращения уравнения (2) искомое двумерное распределение интенсивности излучения может быть получено путем суммирования ряда Фурье с коэффициентами  $I_n(\rho)$ .

Проблема решения интегрального уравнения, подобного (2), возникала при обработке многокурсовых проекций в рентгеновской и эмиссионной активной томографии [1–3]. Показана возможность решения этого уравнения с помощью различных интегральных преобразований, требующих больших вычислительных затрат для обеспечения устойчивости к шумам измерений. Нами разработан альтернативный метод решения уравнения (2), основанный на переходе с помощью замены переменных  $\rho_0 = a \exp(\tau_0)$ ,  $\rho = a \exp(\tau)$  к интегральному уравнению типа свертки и использовании преобразования Фурье [11].

Преимущество данного метода заключается в использовании его для решения преобразования Фурье, которое широко применяется в различных задачах и для которого разработаны эффективные методы численной реализации. Аналитическое представление трансформанты Фурье ядра

интегрального уравнения также способствует снижению уровня погрешностей восстановления. Кроме того, предложенный метод реализует более удобное для точного интегрирования изменение шага дискретизации. При малых  $\rho_0$  интеграл вычисляется с меньшим шагом, при увеличении прицельного параметра шаг увеличивается. И наконец, для интегрального уравнения типа свертки хорошо разработаны алгоритмы регуляризации. Результаты имитационного моделирования подтвердили работоспособность метода в случае разнообразной формы неоднородностей.

Источниками некогерентного излучения в окружающем пространстве могут быть различные процессы. Например, теоретически предсказано [12–13], что при диссоциации паров воды под действием радиоактивного излучения в атмосфере может наблюдаться повышение концентрации атомарного водорода, сопровождающееся появлением характерной линии микроволнового излучения.

В правой части рис. 3 представлены подтверждающие это результаты измерений двумерного пространственно-временного спектра распределения интенсивности некогерентного излучения атомарного водорода на длине волны 21 см, зарегистрированного в ходе экспериментов, выполненных совместно ТГУ, СФТИ и ИОА СО РАН. Отчетливо видны два максимума разной интенсивности с направления на СХК.

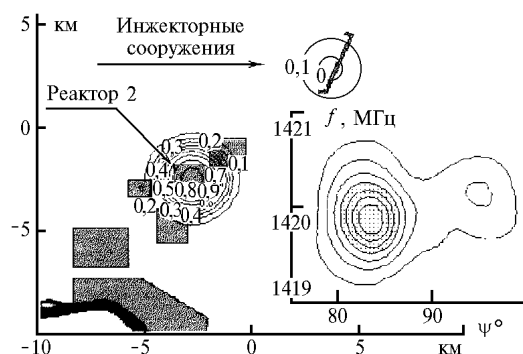


Рис. 3. Двумерный энергетический спектр и томограмма распределения источников микроволнового излучения на длине волны 21 см

В левой части рис. 3 изображен результат проведенной нами реконструкции пространственной структуры источника микроволнового излучения по данным эксперимента. Использовано предположение об осесимметричности каждого из локальных источников излучения. Схема расположения строений заимствована из [14], где использованы данные ИСЗ Landsat N-5026 NPIC. Предложенный подход может найти применение для термографии лесных пожаров и решения широкого класса экологических задач.

В случае томографии сред с большим поглощением описанные методы неприменимы, и вряд ли можно признать правильным, что распространение волны происходит по прямолинейным траекториям, ведь даже само понятие траектории (луча) при этом нуждается в пересмотре. Развитие методов томографии сильно поглощающих сред требует не только увеличения мощности излучения, но и пересмотра математического аппарата реконструкции структуры сред. Из всего разнообразия возможных подходов предпочтение, очевидно, должно быть отдано методам, позволяющим получить решение в замкнутом виде. В [15] нами для решения поставленной задачи предложен метод, основанный на введении понятия амплитудной траектории. Под амплитудной траекторией понимается некоторая виртуальная кривая, при прохождении волны вдоль которой ее амплитуда

$$\Gamma = \exp(-L), L = \int n dl$$

ослабляется меньше всего. Здесь  $n$  – коэффициент линейного поглощения среды. Тогда в соответствии с принципом Ферма имеем, что амплитудная траектория распространения волны находится из уравнения

$$n(r) r \sin \alpha(r) = n(r_0) r_0 \sin \alpha(r_0) \equiv p,$$

являющегося аналогом закона Снелля в геометрической оптике. Здесь  $\alpha(r)$  – угол наклона траектории на удалении  $r$  от центра симметрии;  $r_0$  – начальное расстояние до центра симметрии и

$p$  – прицельный параметр траектории. В соответствии с этим для ослабления на оптимальной траектории имеем

$$L(p) = 2 \int_{r_{\min}}^{r_0} \frac{(n(r))^2 r dr}{\sqrt{[n(r) r]^2 - p^2}}, \quad (3)$$

где  $r_{\min}$  – радиус точки поворота траектории, определяемый из соотношения  $r_{\min} n(r_{\min}) = p$ . Зная угловое расстояние между точками входа и выхода оптимальной траектории, прицельный параметр можно найти как  $p = dL/d\psi$ . В результате обращения возникающего уравнения Абеля для профиля коэффициента линейного поглощения  $n(r)$  в случае осесимметричной слоистой среды получается решение вида

$$\ln \left( \frac{r}{r_0} \right) = \frac{1}{\pi} \int_{nr}^{n(r_0)r_0} d\psi \ln \left\{ \frac{p + \sqrt{p^2 - [nr]^2}}{nr} \right\},$$

где предполагается известным значение  $n(r_0)$  на расстоянии  $r_0$  от центра симметрии. С его помощью по заданному значению параметра  $nr$  находится соответствующее значение  $r$ , а это, в конечном счете, равнозначно восстановлению искомой зависимости  $n = n(r)$ .

Результаты имитационного моделирования по восстановлению профиля подтвердили высокую работоспособность и устойчивость предложенного решения к шумам измерений. Метод может найти применение для построения томографических систем зондирования биологических тканей, для дистанционной диагностики дисперсного состава атмосферных загрязнений, в том числе радиоактивных, при просвечивании на линиях поглощения и в других областях. Используемое излучение может быть оптическим, радио-, акустическим. Когерентность излучения необязательна.

#### 4. Заключение

Рассмотренные методы еще не дают полного решения задачи микроволновой томографии неоднородных сред, но, взаимно дополняя друг друга, позволяют, на наш взгляд, достаточно продвинуться в ее решении.

Работа подготовлена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту N 97-02-16240.

1. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я., Тимонов А.А. Математические задачи компьютерной томографии. М.: Наука, 1987. 160 с.
2. Федоров Г.А., Терещенко С.А. Вычислительная эмиссионная томография. М.: Энергоатомиздат, 1990. 184 с.
3. Greenleaf J.E., Bahn R.C. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 1981. V. BME-28.
4. Анпилогов В.Р. // Зарубежная радиоэлектроника. 1996. N 1. С. 45–50.
5. Nikita K., Usunoglu N. // Trans Black Sea Region Symposium on Applied Electromagnetism, 17–19 April 1996, Metsovo, Epirus-Hellas. N.T.U.A. Press, National Technical University of Athens 1996. BISI 13.
6. Воронин Е.Н. // Радиоэлектроника. 1993. Т. 36. N 8. С. 3–11.
7. Andersson-Engels S., Berg R., Svanberg S., Jarlman O. // Optics Letters. 1990. V. 5. N 21. P. 1179–1181.
8. Toida M., Ichimura T., Inaba H. // CLEO. 1990. P. 548–550.
9. Якубов В.П., Машаруев М.Л. // Изв. вузов. Физика. 1997. N 4. С. 87–92.
10. Сельский А.Г., Фишер А.М. // Радиотехника. 1995. N 9. С. 85–89.
11. Якубов В.П., Лосев Д.В. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. N 2. С. 177–183.
12. Протасевич Е.Т. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 5. С. 697–700.
13. Пенин С.Т., Чистякова Л.К. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. N 1. С. 73–81.
14. Рихванов Л.П. Общие и региональные проблемы экологии. Томск: Изд-во ТПУ, 1997. 384 с.
15. Якубов В.П., Лосев Д.В. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 10. С. 1367–1372.

Томский государственный университет

Поступила в редакцию  
29 июля 1997 г.

V.P. Yakubov, M.L. Masharuev, S.A. Slavgorodskii, D.V. Losev, S.E. Shipilov.  
**Microwave Tomography of Inhomogeneous Media.**

The new methods of solution of the problem of tomography of inhomogeneous media with use of coherent and non-coherent, monochromatic and wide-band microwave radiation are considered. The efficiency of the methods is confirmed by outcomes of simulation and full-scale experiments.