

УДК 621.371+537.87

БЛИЖНЕПОЛЬНОЕ ИМПУЛЬСНОЕ СВЧ ПРОФИЛИРОВАНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

К. П. Гайкович^{1,3}, Е. С. Максимович², М. И. Сумин³

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603087 Нижний Новгород, ул. Академическая ул., 7

² Институт прикладной физики Национальной академии наук Беларуси,
220072 Минск, ул. Академическая, 16

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23

Статья поступила в редакцию 30 января 2017 г.

Аннотация. В работе предложен метод восстановления подповерхностного профиля диэлектрической проницаемости среды по данным ближнеполюсного импульсного СВЧ зондирования. Диагностика основана на решении нелинейной некорректной обратной задачи ближнеполюсного рассеяния методом двойственной регуляризации применительно к данным измерений приемопередающей системой, созданной на основе импульсного генератора, передающего сигнал в форме моносинуса, осциллоскопа GZ20E и широкополосных диполей, расположенных в бистатической конфигурации. В работе демонстрируются результаты численного моделирования алгоритма решения обратной задачи и приводятся результаты экспериментов по зондированию неоднородностей диэлектрической проницаемости, связанных с вариациями глубинного профиля плотности, создаваемых в песчаной среде. Исследуемый подход направлен на создание нового метода неинвазивной диагностики субволнового разрешения для возможных приложений в медико-биологической диагностике и дефектоскопии.

Ключевые слова: ближнеполюсное СВЧ зондирование, профиль диэлектрической проницаемости, обратная задача, рассеяния.

Abstract. First investigation results are given for a new method of pulse diagnostics of 3D distributions of complex permittivity of subsurface dielectric inhomogeneities.

This diagnostics is based on the solution of the near-field inverse scattering problem by data of 2D scanning with the transceiver system. In this paper, a solving algorithm is proposed for this inverse scattering problem, and results of tomography and holography of test subsurface targets in the near field zone of the probing signal are demonstrated.

Key words: tomography, holography, dielectric, inhomogeneous media, scattering of microwave radiation.

1. Введение

В нашей работе [1] был предложен новый подход к ближнепольной СВЧ диагностике подповерхностных неоднородностей с субволновой разрешающей способностью, основанный на использовании импульсного зондирующего сигнала, в котором глубинную чувствительность определяет временная зависимость рассеянного импульса. Были предложены и апробированы в эксперименте методы томографии и голографии (определения формы) подповерхностных диэлектрических объектов, основанные на двумерном сканировании вдоль поверхности среды той же самой приемно-передающей системой, представляющей собой жестко связанные передатчик и приемник, что и в ранее опубликованных авторами методах многочастотной ближнепольной СВЧ диагностики [2-4]. В данной работе этот новый импульсный подход исследуется применительно к диагностике одномерных неоднородностей плотности среды.

2. Постановка обратной задачи

Рассматриваемый метод диагностики основан на измерениях рассеянного импульсного сигнала $s(\mathbf{r}_r, t)$, где координаты x_r и y_r вектора \mathbf{r}_r определяют поперечное положение приемной системы, а z_r – ее высоту над поверхностью зондируемой среды; t – время. Для гармонического сигнала зондирующее и рассеянное поля могут быть вычислены с использованием формализма функций Грина [2], в то время как для сигнала с произвольной временной

зависимостью эти функции неизвестны. В связи с этим естественным решением представляется предложенный в [1] подход, основанный на разложении импульсного сигнала в частотный спектр, который представляется интегралом по длительности импульса Δt :

$$s(\mathbf{r}_r, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} s(\mathbf{r}_r, t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (1)$$

где время t_0 определяет фазу комплексных амплитуд спектральных компонент. В качестве t_0 удобно выбрать время прихода сигнала, соответствующего отражению от поверхности среды. Для среды с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + \varepsilon''_0$, содержащей неоднородность с $\varepsilon_1(\mathbf{r})$, так, что $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(\mathbf{r})$, комплексные амплитуды электрического поля определяются суммой зондирующего и рассеянного поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$. Комплексная амплитуда принимаемого рассеянного сигнала определяется сверткой распределения поля с аппаратной функцией приемной антенны по поперечным координатам:

$$s(\mathbf{r}_r, \omega) = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{F}(x_r - x', y_r - y', z_r, z', \omega) dx' dy' dz', \quad (2)$$

Двумерное преобразование Фурье по поперечным координатам позволяет свести (2) к одномерному интегралу для спектра в k -пространстве [2-4], который для плоских апертур антенной системы, использованных в данной работе, $\mathbf{F}(x_r - x', y_r - y', z_r, z', \omega) = \mathbf{F}(x_r - x', y_r - y', \omega) \delta(z_r - z')$, приводит к простому соотношению

$$s(k_x, k_y, z_r, \omega) = 4\pi^2 \mathbf{E}(k_x, k_y, z_r, \omega) \mathbf{F}(k_x, k_y, \omega), \quad (3)$$

где, как и в последующих формулах, для упрощения записи частотные и пространственные спектральные компоненты величин определяются своими аргументами.

Для среды с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + \varepsilon''_0$, содержащей неоднородность с $\varepsilon_1(z)$, так, что $\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(z)$, комплексные амплитуды спектров электрического поля можно представить суммой

зондирующего (падающего) и рассеянного поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$. В рассматриваемом случае одномерных неоднородностей рассеянное поле определяется коэффициентами отражения на ТН и ТЕ поляризациях, а падающее – спектральными компонентами тока на излучающей антенне, которые для описываемой системы вычислены и приведены в [3]:

$$\mathbf{E}_1(\kappa_x, \kappa_y, z_r, \omega) = [R^{\parallel}(\kappa_x, \kappa_y, \omega)\mathbf{E}_0^{\parallel}(\kappa_x, \kappa_y, 0, \omega) + R^{\perp}(\kappa_x, \kappa_y, \omega)\mathbf{E}_0^{\perp}(\kappa_x, \kappa_y, 0, \omega)] \exp(\sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2} z_r), \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_0(\kappa_x, \kappa_y, 0, \omega) = -\frac{2\pi}{\omega} \exp(i\sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2} z_s) \times \left\{ j_x(\kappa_x, \kappa_y, z_s, \omega) \left[\frac{\kappa_x^2 k_z}{\kappa_{\perp}^2} \vec{x}_0 + \frac{\kappa_x \kappa_y k_z}{\kappa_{\perp}^2} \vec{y}_0 - \kappa_x \vec{z}_0 \right]_{\parallel} + \frac{k^2}{\kappa_{\perp}^2 k_z} \left[\kappa_y^2 \vec{x}_0 - \kappa_x \kappa_y \vec{y}_0 \right]_{\perp} \right\} + j_y(\kappa_x, \kappa_y, z_s, \omega) \left\{ \left[\frac{\kappa_x \kappa_y k_z}{\kappa_{\perp}^2} \vec{x}_0 + \frac{\kappa_y^2 k_z}{\kappa_{\perp}^2} \vec{y}_0 - \kappa_y \vec{z}_0 \right]_{\parallel} + \frac{k^2}{\kappa_{\perp}^2 k_z} \left[-\kappa_x \kappa_y \vec{x}_0 + \kappa_x^2 \vec{y}_0 \right]_{\perp} \right\},$$

где $k = \omega / c$, $k_z = \sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2}$, $\kappa_{\perp} = \kappa_x^2 + \kappa_y^2$, $j_x(\kappa_x, \kappa_y, z_s, \omega)$ – поперечный спектр частотного распределения электрического тока по апертуре источника зондирующего поля, а $z_s = z_r + \delta z$ – высота источника над поверхностью среды.

В ряде случаев диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(z, \omega)$ оказывается частотно-зависимой, что осложняет решение задачи по данным многочастотных измерений. Тогда проблема решается, если можно разделить частотную и глубинную зависимости, то есть, когда глубинную зависимость определяет такой параметр, как глубинный профиль водосодержания среды [5]. В данной работе $\varepsilon(z)$ не зависит от частоты и определяется профилем плотности $\rho(z)$. Комплексная диэлектрическая проницаемость сухого песка определяется его плотностью [6,7]:

$$\varepsilon' = (0.44\rho + 1.01)^2 - 0.062, \quad \varepsilon'' = 0,005\rho\varepsilon', \quad (5)$$

Для рассматриваемого случая, когда используются идентичные приемная и передающая антенны, при вычислениях (4) можно воспользоваться условием взаимности $F_i(\kappa_x, \kappa_y, \omega) = \text{const } j_i(\kappa_x, \kappa_y, \omega) \exp(ik_x \delta x + ik_y \delta y)$, где учтен фазовый

сдвиг, связанной со смещением приемника на $\delta x, \delta y$ относительно источника. В эксперименте калибровочный коэффициент определялся по данным измерений для однородной среды.

Обратная задача формулируется следующим образом: нужно найти профиль $\rho(z)$, который удовлетворяет условию равенства вычисленных и измеренных данных:

$$s[\rho(z)](\omega) = s_0(\omega). \quad (6)$$

Для решения данной нелинейной некорректной задачи использовался метод двойственной регуляризации [8], с успехом примененный ранее при решении ряда одномерных обратных задач [5]. В рамках этого метода используется модифицированный функционал Лагранжа

$$L_\mu[\rho](\lambda) = \|\rho\|^2 + \frac{1}{\Delta\omega} \int_\omega \langle \lambda(\omega), (s[\rho](\omega) - s_0(\omega)) \rangle d\omega + \mu \left\{ \frac{1}{\Delta\omega} \int_\omega |s[\rho](\omega) - s_0(\omega)|^2 d\omega \right\}^{1/2} + \frac{1}{\Delta\omega} \int_\omega |s[\rho](\omega) - s_0(\omega)|^2 d\omega, \quad (7)$$

где $\langle \cdot \rangle$ – скалярное произведение, $\|\rho\|_{L_2}^2 = \frac{1}{\Delta z} \int_{\Delta z} \rho(z)^2 dz$, $\lambda = (\lambda_1, \lambda_2)$, $\mu > 0$.

Задача состоит в минимизации функционала (7) по искомой переменной при одновременной максимизации по коэффициентам Лагранжа λ выпуклого функционала двойственной задачи

$$W_\mu(\lambda) = \min_{\sigma \in D} L_\mu[\rho](\lambda) - \alpha \|\lambda\|^2 \rightarrow \max_{\|\lambda\| \leq \mu}, \quad (8)$$

где $D = \{\rho \in L_2(z_n, 0) : 0 \leq \rho(z) \leq \rho_{\max}\}$, а сигнал s рассматривается как двумерный вектор. Задачу упрощает тот факт, что суперградиент функционала (8) представляется в явном виде. Решение получается как седловая точка описанного процесса минимизации функционала (7) по ρ при одновременной максимизации функционала (8) по двойственной переменной λ .

Задача рассматривается для данных, заданных с некоторой ошибкой $\|s[\rho(z)] - s_0\|_{L_2}^2 \equiv \frac{1}{\Delta\omega} \int_\omega |s[\rho(z)](\omega) - s_0(\omega)|^2 d\omega \leq \delta s^2$, где $\Delta\omega$ – частотный

интервал анализа. Существование минимума функционала (6) обеспечивается, если положить $\mu = 10$. Итеративная процедура решения начинается с $\lambda^{k=1} = 0$,

$$\partial W_{\mu}^{\alpha(k=1)}(\lambda) = \frac{1}{\Delta z_s} \{ \mathbf{s}[\rho^{k=1}(z) = \sigma_0](\omega) - \mathbf{s}_0(\omega) \} - 2\alpha\lambda, \quad \delta^{k=1} = \left\| \mathbf{s}[\rho^{k=1}(z) = \rho(z=0)] - \mathbf{s}_0 \right\|_{L_2}$$

(начальное значение невязки). В процессе максимизации (7) используется последовательность $\alpha^k = k^{-1/3}, k = 1, 2, \dots$. Далее вычисляются последующие значения невязки $\delta^k = \left\| \mathbf{s}[\rho^k(z)] - \mathbf{s}_0 \right\|_{L_2}$. Как и в [5], итерационная процедура продолжается до наибольшего номера $k = k(\delta_R)$, определяемого правилами останова $\left\| \partial V_{\mu}^{\delta_R}(\lambda^k) \right\| > a, \delta^k \geq b\delta_s$, где константы a, b определяются в численном эксперименте. Точка ρ^k соответствует искомому решению.

3. Результаты численного моделирования

Предложенный метод профилирования плотности среды исследовался на основе ранее полученных нами экспериментальных результатов, направленных в первую очередь на разработку методов диагностики трехмерных неоднородностей (томографии и голографии) в ближней зоне песчаной среды [1]. В экспериментах использовалась сканирующая система, которая включала в себя цифровой осциллоскоп GZ10E, генераторную головку с центральной рабочей частотой 3,5 ГГц спектра сигнала в форме моносинуса, а также приемо-передающие широкополосные дипольные антенны типа bow-tie, имеющие широкий пространственный спектр передаточной функции. Сканирование осуществлялось по сетке 39×51 с шагом 0,5 см. В работе [1] удалось продемонстрирована перспективность предложенных методов СВЧ импульсной диагностики диэлектрических тестовых объектов в ближней зоне. В этих экспериментах заглабление тестовых объектов производилось методом последовательного послойного подсыпания песка с выравниванием поверхности, и результаты сканирования показали, в результате этого процесса

возникает слоистая структура плотности, которая отображается в рассеянном сигнале. Обнаруженная чувствительность измерений к вариациям плотности позволила осуществить постановку рассматриваемой в данной работе задачи восстановления глубинного профиля плотности.

Как и во всякой некорректной обратной задаче, необходимым этапом верификации метода решения является численное моделирование по замкнутой схеме [7], в которой для заданного неоднородного профиля плотности и используемой в эксперименте формы зондирующего импульса вычисляются входные данные, на них набрасывается случайная погрешность с заданной дисперсией, решается обратная задача, и восстановленный профиль неоднородности сравнивается с исходным.

На рис.1. представлен результат такого численного моделирования восстановления заданной гауссовой неоднородности профиля плотности по спектру вычисленного рассеянного импульса при уровне погрешности случайной ошибки 5%.

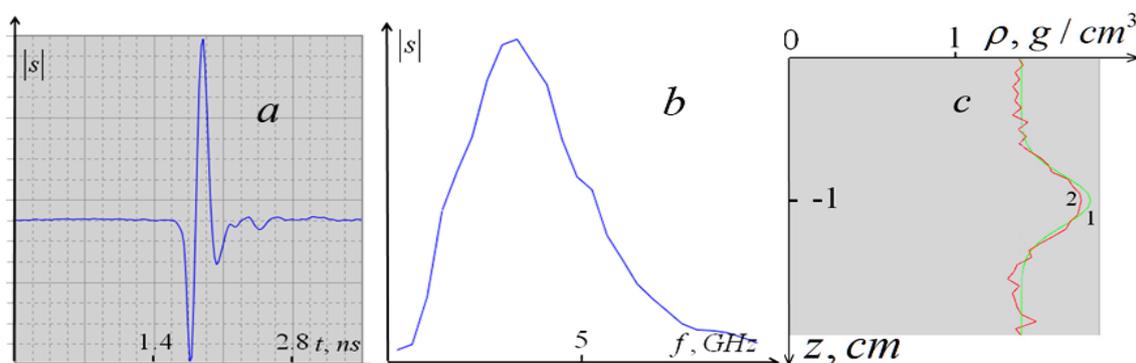


Рис. 1. *a*) зондирующий импульс; *b*) 1 – спектр сигнала, рассеянного неоднородностью плотности (линия 1 на рис. 1*c*) с добавленной случайной погрешностью; *c*) 1 – моделируемая гауссова неоднородность профиля плотности, 2 – восстановленный профиль; $f = \omega / 2\pi$.

Можно видеть, что короткий зондирующий импульс (рис. 1*a*) порождает довольно широкополосное рассеяние (рис.1*b*), и результат решения обратной задачи (рис. 1*c*) оказывается весьма удовлетворительным.

4. Результаты эксперимента

На рис. 2,3 показаны результаты восстановления профилей плотности песка по данным эксперимента, образованных его уплотнением при выравнивании последовательно досыпаемых слоев. На рис. 2 представлен случай, когда неоднородности среды приводят к распределению амплитуды сигнала, которое имеет два выраженных максимума на шкале эффективной глубины рассеяния $z_s = c / 2\text{Re}\sqrt{\varepsilon_0}(t - t_0)$.

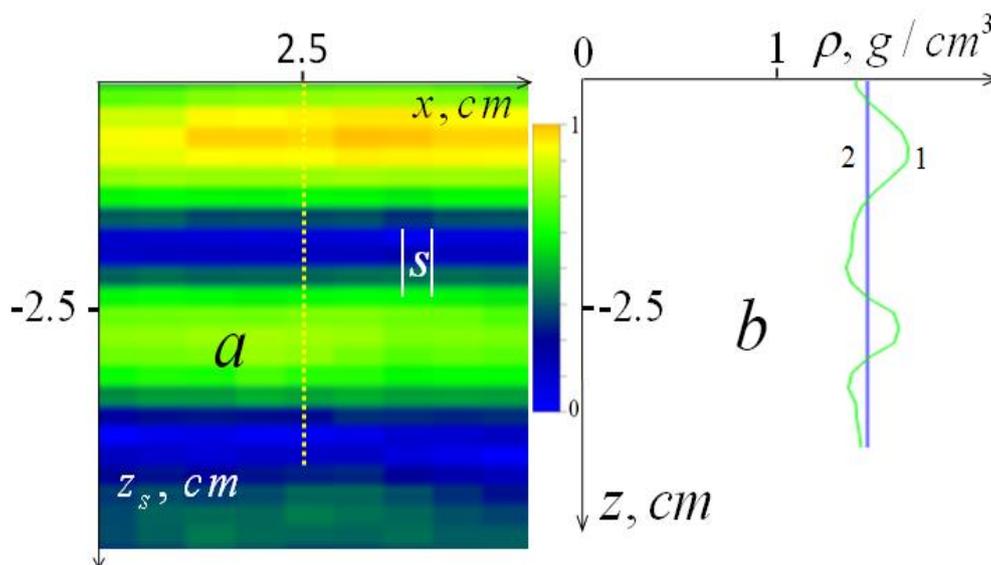


Рис. 2. *a*) Нормированная на максимальное значение амплитуда импульса (разрез вдоль оси сканирования x в зависимости от эффективной глубины рассеяния z_s); точечной линией показано положение восстановленного профиля на оси x плотности и интервал анализа сигнала; *b*) 1 – восстановленный профиль плотности, 2 – среднее значение плотности.

На восстановленном профиле (рис. 2*a*) также можно видеть два максимума, которые могут быть ассоциированы с областями уплотнения среды. На рис. 3 демонстрируются результаты восстановления для среды с одним насыпанным слоем. Амплитуда рассеянного сигнала в этом случае имеет один максимум в интервале эффективной глубины рассеяния, соответствующей положению насыпанного слоя.

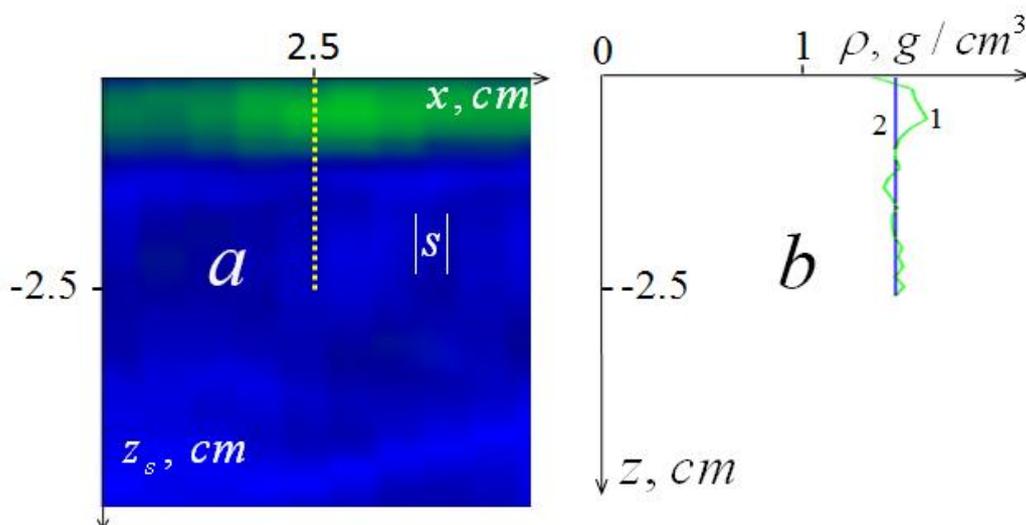


Рис. 3. *a*) Нормированная на максимальное значение амплитуда импульса (разрез вдоль оси сканирования x в зависимости от эффективной глубины рассеяния z_s); точечной линией показано положение восстановленного профиля на оси x плотности и интервал анализа сигнала; *b*) 1 – восстановленный профиль плотности, 2 – среднее значение плотности.

Восстановленный профиль в этом случае также имеет один выраженный максимум в профиле плотности. Таким образом, эксперимент демонстрирует чувствительность импульсной диагностики к слабым вариациям плотности среды и возможности восстановления глубинных профилей этих вариаций по данным ближнеполюсных измерений рассеянного импульсного сигнала.

Полученные результаты демонстрируют также и возможность аналогичной по точности диагностики с использованием многочастотного метода [5], если частотной распределение амплитуды зондирующего сигнала соответствует распределению, показанному на рис.1*b*.

Исследования были выполнены при поддержке РФФИ, проекты № 15-47-02294-р_поволжье, № 17-07-00488, а также программы ОФН РАН IV.13. Результат, демонстрирующий возможности многочастотной диагностики, относится к программе исследований по гранту РФФИ № 17-15-01431.

Литература

1. Гайкович К.П., Максимович Е.С. Ближнеполюсная импульсная СВЧ диагностика подповерхностных диэлектрических неоднородностей // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2016, №2. URL <http://jre.cplire.ru/jre/feb16/4/text.pdf>
2. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K. Inverse problem of near-field scattering in multilayer media // *Inverse Problems*, vol.26, no. 12, pp. 125013, 2010.
3. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye.S. and Badeev V.A. Pseudopulse near-field subsurface tomography // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 16, pp. 163902, 2012.
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*, vol. 9, issue 1, pp. 74-82, 2016.
5. Gaikovich K.P., Gaikovich P.K., Maksimovitch Ye.S, Smirnov A.I., Sumin M.I. Dual regularization in non-linear inverse scattering problems // *Inverse Problems in Science and Engineering*, vol. 24, no. 7, pp. 1215–1239, 2016.
6. Hallikainen M.T., Ulaby F.T., Dobson M.C., El-Rayes M.A., Wu L. Microwave dielectric behavior of wet soil. Part 1: Electrical models and experimental observations // *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, vol. 23, no. 1, pp. 25-34, 1985.
7. Gaikovich K.P. *Inverse Problems in Physical Diagnostics*. New York: Nova Science Publishers Inc., 2004.
8. Sumin M.I. Parametric Dual Regularization in a Nonlinear Mathematical Programming // *Advances in Mathematics Research*, Vol. 11, Chapter 5, New-York, Nova Science Publishers Inc., pp. 103-134, 2010.

Ссылка на статью:

К. П. Гайкович, Е. С. Максимович, М. И. Сумин. Ближнеполюсное импульсное СВЧ профилирование подповерхностных диэлектрических неоднородностей. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №2. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/feb17/6/text.pdf>