

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ
РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ДИАГНОСТИКИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ
НА ОСНОВЕ КВАЗИОПТИМАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ПОЛЯ**

С.И. Книжин, М.В. Тинин

**POSSIBILITY OF INCREASING THE RESOLUTION
OF AN INHOMOGENEOUS PLASMA DIAGNOSTICS BASED ON
QUASI-OPTIMAL FIELD PROCESSING**

S.I. Knizhin, M.V. Tinin

Разрешающую способность средств диагностики неоднородной плазмы можно увеличить с помощью дополнительной пространственной обработки поля. При этом нужно учитывать, что при решении обратных задач возникают проблемы, связанные с дифракцией и многолучевостью, затрудняющие поиск физических характеристик неоднородных сред. Предложенная ранее пространственная обработка поля на основе двойного взвешенного фурье-преобразования (ДВФП) позволяет получать фазовые проекции с устранением влияния дифракционных и многолучевых эффектов на результаты измерений. Основным недостатком данного алгоритма является необходимость обработки поля по двум плоскостям – приема и излучения. В связи с этим был предложен способ пространственной обработки поля только по плоскости приема на основе модификации метода ДВФП для удаленной неоднородности. В данной работе обсуждаются возможности такой обработки поля при диагностике неоднородной плазмы.

The resolution of diagnostic tools inhomogeneous plasma can be increased by an additional spatial processing field. Previously proposed spatial processing field based on double weighted Fourier transform (DWFT) allows the projection of phase with the elimination of the effect of diffraction and multipath effects on the measurement results. The main disadvantage of this algorithm is the need for processing the field on two planes – the reception and emission. In this regard, the spatial processing was proposed only on a plane field for reception by modifying the DWFT method for remote inhomogeneity. In this paper, we discuss the possibility of such processing field in the diagnosis of inhomogeneous plasma.

Введение

Одна из самых актуальных задач современной физики, исследование неоднородных плазменных сред радиофизическими методами. Такой тип задач можно встретить в исследованиях околоземной и лабораторной плазмы. Понимание физических процессов, протекающих в неоднородной плазме, является фундаментальной проблемой. Совершенствование методов радиосвязи и передачи данных невозможно представить без понимания структуры и динамики изменения неоднородной среды через которую проходит радиосигнал.

Важную роль при решении обратных задач играет пространственно-временная обработка сигнала. Например, в качестве такой обработки используют френелевскую инверсию, позволяющую выйти за рамки френелевского разрешения [Куницын, 2007; Воробьев, 2000]. Однако, для ее применения существует ряд ограничений, связанных с особенностями неоднородной среды. При рассеянии сигнала на мелкомасштабных неоднородностях возможно возникновение сильных флуктуаций амплитуды и фазы, в этих условиях выход за рамки френелевского разрешения затруднен появлением дифракционных эффектов. Использование френелевской инверсии в этом случае ограничено необходимостью знания информации о локализации неоднородностей [Куницын, 2007; Тинин, 2012]. Для того чтобы преодолеть эти ограничения в работах [Тинин, 2012, Тинин, 2013] был предложен подход, основанный на использовании прямого решения волнового уравнения в виде двойного взвешенного преобразования Фурье, а также пространственной обработки поля волны в виде френелевской инверсии.

В данной работе продолжено исследование возможностей такого подхода к задачам диагностики

неоднородных сред. Рассмотрено влияние дискретизации на пространственную обработку поля в условиях рассеяния волны на локальной неоднородности.

Преобразование Френеля и ДВФП

В качестве модели сигнала, рассеянного на мелкомасштабной неоднородности, используем поле в приближении ДВФП [Tinin, 2008]:

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = -A_0 k^2 \exp\left[ik \left(Z + (\mathbf{r} + \mathbf{r}_0)^2 / (2Z) \right) \right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \xi d^2 \xi_0 \exp\left\{ ik \left[2(\xi \xi_0 - \xi \mathbf{r}_0 - \xi_0 \mathbf{r}) / Z + \varphi(\xi, \xi_0) \right] \right\} / (4\pi^3 Z^3), \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_0 = (z_0, x_0, y_0) = (z_0, \mathbf{r}_0)$ и $\mathbf{r} = (z_t, x, y) = (z_t, \mathbf{r})$ – координаты местонахождения приемника и источника, $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$ и $\mathbf{r} = (x, y)$ – двумерные векторы в плоскостях $z = z_0$ и $z = z_t$, фаза волны

$$\varphi(\xi, \xi_0) = 1/2 \int_{z_0}^{z_t} \tilde{\varepsilon} \left[\xi(z' - z_0) / [Z + \xi_0(z_t - z') / Z, z'] \right] dz', \quad (1)$$

$Z = z_t - z_0$ – расстояние между плоскостями с источником и приемником, A_0 – амплитуда падающей сферической волны, $k = \omega/c$, $\omega = 2\pi f$ – частота излучения, c – скорость света в свободном пространстве, $\tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) - 1$ – вариация диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r})$.

Допустим, что неоднородность находится в окрестности плоскости $z = z_m$. Перейдем в (1) к новым координатам $\mathbf{r}_b, \mathbf{r}_s$ [Тинин, 2012]:

$$\xi_0 = \mathbf{r}_b + \mathbf{r}_s (z_b - z_0), \quad \xi = \mathbf{r}_b - \mathbf{r}_s (z_t - z_b), \quad (3)$$

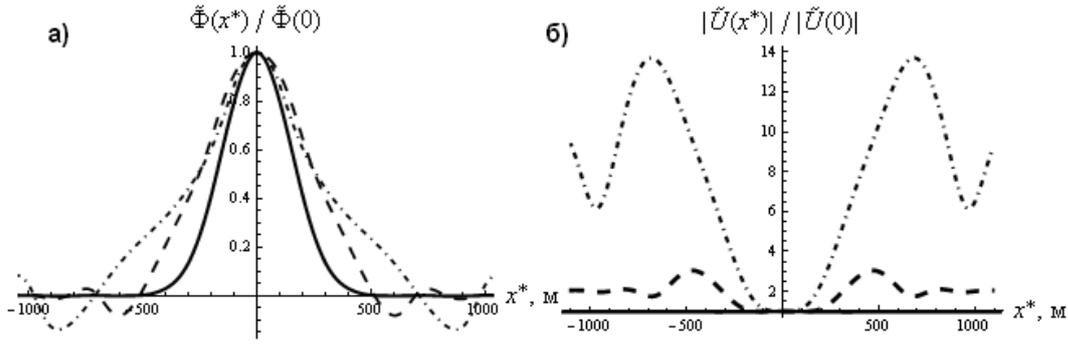


Рис. 1. Зависимости приращения нормированной фазы $\tilde{\Phi}(x^*)/\tilde{\Phi}(0)$ (а) и амплитуды $|\tilde{U}(x^*)|/|\tilde{U}(0)|$ (б) после пространственной обработки (4).

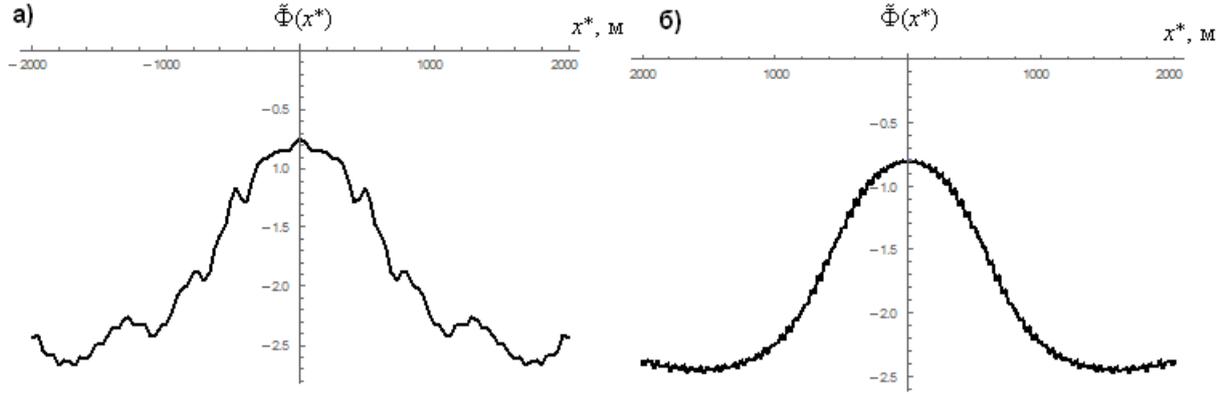


Рис. 2. Зависимость приращения фазы $\tilde{\Phi}(x^*)$ после пространственной обработки (4) а– $N=101$, $\Delta x=40$ м, б – $N=801$, $\Delta x=20$ м.

где $z=z_b$ – некоторая виртуальная плоскость в окрестности плоскости $z=z_m$. Переписав выражение (1) в переменных (3) и подставив его в пространственную обработку поля:

$$\begin{aligned} \tilde{U}(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0) &= \hat{L}_b[U(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0)] = \\ &= C_0 \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho U(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \exp \left\{ -ik \frac{(\mathbf{p}^* - \mathbf{p})^2}{2(z_t - z_b)} - ikZ \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

получим

$$\begin{aligned} \tilde{U}(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0) &= \frac{iC_0 A_0 k (z_t - z_b)}{2\pi^2 (z_b - z_0)} \times \\ &\times \exp \left[ik(\mathbf{p}^* + \mathbf{p}_0)^2 / (2(z_b - z_0)) \right] \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho_b d^2 p_s \times \\ &\times \exp \left\{ ik \left[2\rho_b^2 / (z_b - z_0) + 2\mathbf{p}_s \cdot (\mathbf{p}_b - \mathbf{p}^*) - \right. \right. \\ &\left. \left. - 2\rho_b \cdot (\mathbf{p}_0 + \mathbf{p}^*) / (z_b - z_0) + \varphi_b(\mathbf{p}_b, \mathbf{p}_s) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Пространственная обработка поля (4) позволяет выйти за рамки френелевского разрешения [Тинин, 2012]. Однако, как видно из выражения (4) для выполнения такой обработки необходимо знать координаты виртуального экрана $z=z_b$. При решении обратных задачах, когда по данным о поле необходимо определить параметры среды, область локализации виртуального экрана определить затрудни-

тельно. Как было показано ранее [Тинин 2012, 2013] для получения наилучшего разрешения виртуальный экран необходимо расположить в область локализации неоднородности $z=z_m$. В связи с этим предположим, что поле волны (1) на выходе из экрана $z=z_b$, расположенного в центре локальной неоднородности $z=z_m$, не претерпевает флуктуаций амплитуды, а имеет только флуктуации фазы. Тогда руководствуясь этим критерием из выражения (5) можно найти $z=z_b$ при котором обработанное поле (5) не будет содержать дифракционных эффектов.

Результаты численного моделирования

Пусть имеется источник радиосигнала и линейка приемников, регистрирующая рассеянное поле [Кравцов, 2011]. Между ними находится гауссова неоднородность, масштаб которой не превосходит радиуса Френеля.

$$\tilde{\epsilon}(\mathbf{p}, z) = \epsilon_m \exp \left\{ -[(\mathbf{p} - \mathbf{p}_m)^2 + (z - z_m)^2] / 2l^2 \right\}. \quad (6)$$

В качестве модели сигнала используем приближение ДВФП (1).

На рис. 1 показаны нормированная фаза (панель а) и амплитуда (панель б) волны для различных значений z_b при $x^* = x_0^*$, в сечении $y^* = y_0^* = 0$, для следующих параметров: $x_m = z_m = 0$, $\epsilon_m = -0.07$, $l = 150$ м, $z_t = -300$ км, $z_0 = 300$ км, $\lambda = 1.5$ м. В этом случае радиус Френеля $a_F \approx 1.12$ км превышает размеры неоднородности, а приемники распределены непре-

ривно. Штрихпунктирной линией изображен случай $z_b=250$ км, штриховая линия соответствует случаю $z_b=100$ км, сплошная линия $z_b=0$. Из рис. 1, а видно, что при перемещении виртуального экрана z_b амплитудные вариации обработанного сигнала изменяются в следующей зависимости: чем ближе виртуальный экран z_b к месту локализации неоднородности z_m , тем меньше вариации амплитуды сигнала и ширина фазовой проекции. Когда виртуальный экран расположен внутри неоднородности, после обработки (5), сигнал не имеет амплитудных вариаций, а вся информация о неоднородности заключена в фазе волны и мы получаем высокое разрешение в условиях дифракции и сильных флуктуаций фазы.

Теперь рассмотрим, как ведет себя фаза волны после обработки (4) при условии дискретного распределения приемников.

На рис. 2 показаны фаза волны (панель а) при

$$N=101, \Delta x=40 \text{ м},$$

где N – количество приемников, а Δx – расстояние между ними и (панель б) при $N=801, \Delta x=20$ м, $z_b=0$, $x^* = x_0^*$, в сечении $y^* = y_0^* = 0$, для следующих параметров: $x_m=z_m=0$, $\varepsilon_m=-0.002$, $l=300$ м, $z_l=-200$ км, $z_0=19\ 800$ км, $\lambda=2$ м. Видно, что при увеличении количества приемников разрешение улучшается.

Заключение

Использование пространственной обработки поля на основе преобразования Френеля и метода ДВФП для удаленной неоднородности позволило получить сферх-френелевское разрешение. Результаты численного моделирования показали, что обработка поля дает увеличение разрешения в том случае, когда параметры виртуального экрана выбраны так, что амплитудные вариации рассеянной волны минимальны.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-37-00027).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Воробьев В.В. Статистические свойства одномерного обращения волнового поля, дифрагированного на двумерном фазовом экране // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 3. С. 234–241.

Кравцов Ю.А., Тинин М.В., Книжин С.И. Дифракционная томография неоднородной среды при сильных вариациях фазы // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 7. С. 816–822.

Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.Н. Радиотомография ионосферы. М: Физматлит, 2007. 255 с.

Тинин М.В. Интегральное представление для поля волны, распространяющейся в крупномасштабной неоднородной среде // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 6. С. 431–439.

Тинин М.В., Книжин С.И. Квазиоптимальная обработка для повышения разрешения диагностики удаленных неоднородностей // Сборник трудов международной Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике. Иркутск. 2013. С. 233–235.

Tinin M.V., Kravtsov Y.A. Super – Fresnel resolution of plasma in homogeneities by electromagnetic sounding // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 1–12.

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия