



УДК 550.388.2

Применение квазиоптимальной обработки поля для диагностики околоземной плазмы

М. В. Тинин (mtinin@api.isu.ru)
С. И. Книжин (sergeiknizhin@mail.ru)

Аннотация. В настоящее время при мониторинге атмосферы Земли для совершенствования прогноза погоды и изменений климата, а также при мониторинге движений земной поверхности для прогнозирования сейсмической и вулканической активности все более широкое применение получают космические технологии с использованием глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), таких, например, как GPS и ГЛОНАСС. Существенное влияние на точность и надежность такого мониторинга оказывает изменчивая в пространстве и во времени плазма ионосферы Земли. Этим определяется большой интерес исследователей к поиску новых методов диагностики тонкой структуры ионосферной плазмы. В работе рассматривается возможность повышения разрешающей способности средств диагностики неоднородной ионосферной плазмы путем пространственной обработки ГНСС-сигнала на базе двойного взвешенного преобразования Фурье и френелевской инверсии. С помощью численного моделирования фазы и амплитуды обработанного сигнала продемонстрирована возможность существенного повышения разрешающей способности средств диагностики не только при слабых флуктуациях, но и при сильных флуктуациях ГНСС-сигнала.

Ключевые слова: распространение радиоволн, диагностика ионосферы, обработка поля.

Введение

В последние годы было много свидетельств того, насколько сильно подвержена сфера существования человечества различным катаклизмам. Поэтому большое внимание исследователей привлекает использование космических технологий при мониторинге атмосферы Земли для совершенствования прогноза погоды и изменений климата, а также при мониторинге движений земной поверхности для прогнозирования сейсмической и вулканической активности.

При мониторинге атмосферы наиболее перспективными являются радиозатменные наблюдения, когда сигнал ГНСС измеряется на спутнике, расположенном ниже ГНСС-спутника. При радиозаходе этот сигнал проходит через нижнюю атмосферу, и по его характеристикам (фазе, запаздыванию и др.) можно судить о состоянии атмосферы на большом удалении от наблюдателя [9; 21–23].

Большая точность измерений ГНСС-сигналов позволяет по вариациям времени распространения этого сигнала на сети станций, распределенных, например, по японским островам [15] или по Калифорнии [13], определять смещения земной поверхности. Этот мониторинг используется в раннем предупреждении землетрясений [13].

К сожалению, на пути к наблюдателю ГНСС-сигнал проходит через изменчивую в пространстве и во времени плазму ионосферы Земли и испытывает вариации времени распространения, сравнимые с измеряемым эффектом. Необходимость в коррекции этой ионосферной ошибки диктует требования к точности и надежности диагностики неоднородной структуры ионосферной плазмы.

На сегодняшний день существует множество методов диагностики ионосферы Земли. Наиболее известными являются радиозондирование, спутниковая радиотомография, радиозатменные измерения и др. [1; 4; 5; 8; 9; 13; 14; 15; 16; 21; 22].

В настоящее время радиозондирование – один из основных методов диагностики ионосферы Земли. Популярность этого метода заключается в относительной простоте диагностического комплекса. Изначально метод радиозондирования включал в себя ионозонд, который излучает радиоволны и измеряет высоту их отражения от ионосферы [1; 4; 5]. Радиозондирование позволяет получать полную геофизическую информацию: групповую задержку, как функцию частоты, амплитуду, фазу и доплеровский сдвиг, – по которой можно судить о строении ионосферы.

В 90-х гг. прошлого столетия с развитием спутниковых технологий появились новые методы диагностики ионосферы Земли. Одной из наиболее перспективных в настоящее время является спутниковая радиотомография, реализуемая с помощью низкоорбитальных или высокоорбитальных (GPS, ГЛОНАСС и т. д.) искусственных спутников Земли [8; 16]. Для определения физических характеристик ионосферы (плотность электронной концентрации, эффективная частота соударений и т. д.) с помощью спутниковой радиотомографии используют томографические данные, такие как фазовые проекции, полученные посредством измерения распределения фазы в плоскости приема при просвечивании неоднородной среды под разными углами. За счет использования спутников реализуется простая схема томографических измерений, в которой имеется линейка приемников и спутник, синтезирующий апертуру по плоскости излучения при помощи передатчика радиоволн, находящегося на его борту [8]. Спутниковую радиотомографию можно разделить на два типа – лучевую и дифракционную томографию. Лучевая радиотомография ионосферы, основанная на геометрооптической (ГО) модели распространения сигнала, позволяет исследовать крупномасштабные неоднородности в ионосфере Земли. В ГО-модели характеристики принимаемого сигнала (фаза, запаздывание, амплитуда и т. д.) полностью определяются интегралами вдоль лучей, которые на высоких частотах имеют вид прямых линий. Такие интегралы часто называют линейными интегралами. Таким образом, при решении за-

дач лучевой радиотомографии, т. е. без учета дифракционных эффектов, задача томографии сводится к восстановлению физических характеристик неоднородной среды по набору линейных интегралов.

Для решения томографической задачи с учетом дифракционных эффектов используют другие приближенные методы описания полей в неоднородных средах. Для неоднородных сред, вызывающих слабые флуктуации фазы, используют метод плавных возмущений и приближение Борна [2; 10; 11]. Для сред с сильными флуктуациями фазы обычно применяют модель фазового экрана, однако данная модель требует знания информации о местонахождении неоднородности [6].

Помимо спутниковой радиотомографии, для диагностики ионосферы используют метод радиозатменных измерений с помощью низкоорбитальных и высокоорбитальных спутников. Первые исследования были выполнены в 1965 и 1969 гг., где в качестве исследуемого объекта выступала атмосфера Марса [9]. Суть измерений заключается в том, что спутник-источник, выходящий из зоны тени, излучает сигнал, который просвечивает ионосферу, в то время как второй спутник выступает в качестве приемника рассеянного сигнала. Радиозатменные измерения позволяют определять давление, температуру тропосферы и электронную концентрацию ионосферы [9].

Все рассмотренные методы диагностики позволяют получать данные о структуре ионосферы и тропосферы Земли. Однако задача диагностики тонкой структуры неоднородной ионосферы с масштабами, не превышающими радиуса Френеля, остается одной из актуальнейших задач диагностики околоземной плазмы на данный момент. Исследование таких неоднородностей необходимо для решения широкого круга радиофизических задач, например глобальное позиционирование с помощью навигационных спутников (GPS, ГЛОНАСС). Как известно, рефракция на локальных неоднородностях в ионосфере способна искривлять траекторию навигационного сигнала и давать существенную ошибку в прецизионное позиционирование [17].

Разрешающую способность средств диагностики ионосферной плазмы можно увеличить с помощью дополнительной пространственной обработки поля [7; 18; 19; 20; 24]. При этом нужно учитывать, что при решении томографических задач возникают проблемы, связанные с дифракцией и многолучевостью, затрудняющие поиск физических характеристик неоднородных сред. Предложенная в работах [7; 18; 19; 20; 24] 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 в работе [12] 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 мелкомасштабных неоднородностей околослойной плазмы в условиях сильных флуктуаций фазы.

Особенности диагностики на базе двойного взвешенного преобразования Фурье

Рассмотрим задачу малоуглового рассеяния волны в неоднородной среде. В качестве модели рассеянного сигнала используем поле в приближении ДВФП [24]:

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

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

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

где $\varphi(\xi, \xi_0)$ фаза волны, $Z = z_t - z_0$ – расстояние между плоскостями с источником и приемником, A_0 – амплитуда падающей сферической волны, $k = \omega / c$ – волновое число, $\omega = 2\pi f$ – частота излучения, c – скорость света в свободном пространстве, $\tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) - 1$ – вариация диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r})$.

Ранее в работах [7; 24] было показано, что при определенных условиях выражение (1) переходит в результаты метода фазового экрана, приближения Борна, метода плавных возмущений и геометрической оптики (ГО). Следовательно, выражение (1) позволяет учитывать дифракционные эффекты и многолучевость при сильных и слабых флуктуациях фазы.

Пусть томографические измерения выполняются по схеме, изображенной на (рис. 1).

Линейка источников на плоскости $z = z_0$ излучает сигналы, приемная система на плоскости $z = z_t$ измеряет рассеянное поле для каждого источника. Между приемной и передающей системами располагаются неоднородности, физические характеристики которых необходимо найти. Когда размер восстанавливаемых неоднородностей превосходит масштаб радиуса Френеля, для поиска параметров неоднородности достаточно ограничиться ГО приближением. В этом случае, просвечивая неоднородности под разными углами по разным срезам, можно получить фазовые проекции и по набору этих проекций восстановить характеристики неоднородной среды. Однако, если размер неоднородностей не превышает радиус Френеля, то появляются дифракционные эффекты и приближение ГО-применять нельзя. Как известно, при диагностике мелкомасштабных неоднородностей, не

вызывающих сильные флуктуации фазы рассеянного сигнала, используют приближение Борна или метод плавных возмущений. Если же мелкомасштабные неоднородности вызывают сильные флуктуации фазы и известна дополнительная информация о местонахождении исследуемых неоднородностей, целесообразно использовать приближение фазового экрана. В отсутствие какой-либо информации о местонахождении неоднородностей, чтобы повысить разрешение при диагностике мелкомасштабных неоднородностей в условиях сильных флуктуаций фазы, можно воспользоваться следующей пространственной обработкой поля $U(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0)$ на основе метода ДВФП [7; 18; 19; 20; 24]:

$$\hat{L}[U(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0^*)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho d^2\rho_0 U(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \exp \left\{ \frac{2ik}{Z} (\mathbf{p}^* \cdot \mathbf{p}_0 + \mathbf{p}_0^* \cdot \mathbf{p}) - ik \frac{(\mathbf{p} + \mathbf{p}_0)^2}{2Z} - ikZ \right\}. \quad (3)$$

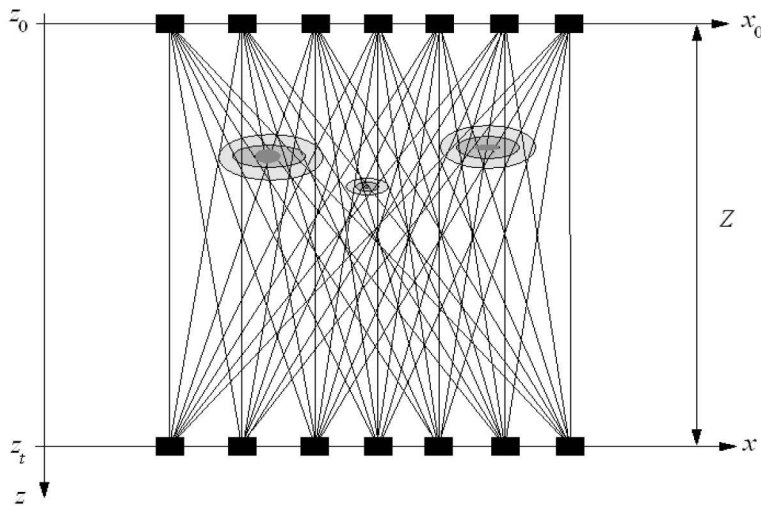


Рис. 1. Обработка поля в двух плоскостях, где z_0 – плоскость излучения, z_t – плоскость приема

Из выражения (3) видно, что обработка ДВФП подходит для задач, в которых реализуется схема томографических измерений, представленная на рис. 1. Такой вид томографии можно реализовать при диагностике плазмы в лабораторных условиях. Также гипотетически обработку ДВФП возможно использовать для спутниковой томографии ионосферы, где в качестве передающей системы выступает искусственный спутник Земли.

Существенным недостатком пространственной обработки поля ДВФП является необходимость интегрирования по двум плоскостям. Тем не менее именно это дает возможность диагностики неоднородной среды без дополнительной информации о ее местонахождении.

Диагностика ионосферы радиозатменными методами предполагает другую схему измерений (рис. 2).

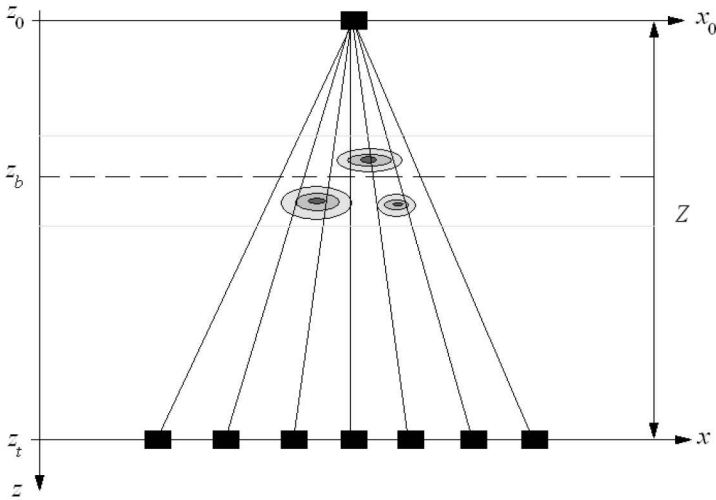


Рис. 2. Обработка поля по плоскости приема z_t

Из рис. 2 видно, что, в отличие от томографической схемы, приведенной на рис. 1, теперь имеется один источник на плоскости z_0 и линейка приемников на плоскости z_t . Между источником и приемной системой находится исследуемая неоднородность. Для повышения разрешающей способности данной диагностической системы необходимо применить пространственную обработку поля только по плоскости приема.

ДВПП для удаленной неоднородности и преобразование Френеля

Рассмотрим довольно часто встречающуюся ситуацию, когда ионосферные неоднородности занимают относительно небольшую область в ионосферном слое и при распространении волны в этой области эффекты дифракции и многолучевости еще не существенны. Эти эффекты появляются в волне после выхода из неоднородной области, при распространении к наблюдателю в свободном пространстве. Допустим, что неоднородность находится в окрестности плоскости $z = z_m$. Перейдем в (1) к новым координатам ρ_b, ρ_s [12]:

$$\xi_0 = \rho_b + \rho_s (z_b - z_0), \quad \xi = \rho_b - \rho_s (z_t - z_b), \quad (4)$$

где $z = z_b$ – некоторая виртуальная плоскость в окрестности плоскости $z = z_m$. В переменных (4) выражение (1) переписывается

$$U(\rho, \rho_0) = \frac{-A_0 k^2}{4\pi^3 Z} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho_b \exp \left[ik \left(Z + \frac{(\rho - \rho_b)^2}{2(z_t - z_b)} + \frac{(\rho_b - \rho_0)^2}{2(z_b - z_0)} \right) \right] V_s(\rho_b), \quad (5)$$

где

$$V_s(\mathbf{p}_b) = \int_{-\infty}^{\infty} d^2 p_s \exp \left[-ik2(\mathbf{p}_s - \mathbf{p}_{sc})^2 (z_t - z_b)(z_b - z_0) / Z + ik\varphi_b(\mathbf{p}_b, \mathbf{p}_s) \right], \quad (6)$$

$$\varphi_b(\mathbf{p}_b, \mathbf{p}_s) = 1/2 \int_{z_0}^{z_t} \tilde{\varepsilon} \left[\mathbf{p}_b + \mathbf{p}_s (z_b - z'), z' \right] dz', \quad (7)$$

$$\mathbf{p}_{sc} = \left[(\mathbf{p}_b - \mathbf{p}) / (z_t - z_b) - (\mathbf{p}_b - \mathbf{p}_0) / (z_b - z_0) \right] / 2. \quad (8)$$

Выражение (5) – это поле в приближении ДВФП для удаленной неоднородности [12].

Во многих исследованиях поля на удалении от неоднородной области используется метод Кирхгофа. В этом методе с помощью формулы Грина [10] устанавливается связь между измеряемым полем и полем на некой плоскости, расположенной на выходе из неоднородной области. Причем, учитывая вид функции Грина для свободного пространства в малоугловом приближении, получаем, что эта связь имеет вид френелевского преобразования. Используя выражение (5), исследуем пространственную обработку поля на базе преобразования Френеля.

Поддействуем на выражение (5) оператором в виде преобразования Френеля, выполненного по координатам приемников

$$\hat{U}(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0) = \hat{L}_b[U(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0)] = C_0 \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho U(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \exp \left\{ -ik \frac{(\mathbf{p}^* - \mathbf{p})^2}{2(z_t - z_b)} - ikZ \right\}. \quad (9)$$

Подставляя (5) в (9), можно показать [12], что при большом удалении неоднородности от источника излучения и приемников и выполнении условий

$$a_{fr}(z_0, z_b) = \sqrt{(z' - z_0)(z_b - z') / (k(z_b - z_0))} \ll l, \quad (10)$$

$$\left| \int_{z_0}^{z_t} \frac{(z_b - z')(z' - z_0)}{(z_b - z_0)} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \tilde{\varepsilon} [\mathbf{S}_0(z'), z'] dz' \right| < 1, \quad (11)$$

где a_{fr} – радиус Френеля, l – поперечный размер неоднородности, выражение (9) принимает вид

$$\hat{U}(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0) = \frac{iC_0 A_0 (z_t - z_b)}{2k(z_b - z_0)} \exp \left\{ ik \frac{(\mathbf{p}^* - \mathbf{p}_0)^2}{2(z_b - z_0)} + \varphi_b(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0) \right\}, \quad (12)$$

здесь

$$\varphi_b(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0) = \frac{ik}{2} \int_{z_0}^{z_t} \tilde{\varepsilon} [\mathbf{S}_0(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}_0, z'), z'] dz', \quad (13)$$

$$S_0(z') = \rho^* \frac{z' - z_0}{z_b - z_0} + \rho_0 \frac{z_b - z'}{z_b - z_0} \quad (14)$$

луч, выходящий из источника и проходящий через точку на экране с координатами $\{\rho^*, z_b\}$. Формула (12) соответствует выражению для поля после френелевской инверсии в описанном выше приближении Кирхгофа, но, в отличие от последнего, положение экрана здесь произвольное, не ограничено пространством вне неоднородной среды. Пространственная обработка по алгоритму (9) позволяет получать сверхфренелевское разрешение, т. е. исследовать неоднородности, масштаб которых не превосходит радиус Френеля [12]. В отличие от обработки ДВФП, обработка (9) выполняется только по плоскости приема. В работе [12] было проведено исследование (9) при слабых вариациях фазы. Здесь мы с помощью численного моделирования исследуем возможности формулы (9) в условиях сильных вариаций фазы, т. е. исследуем возможности обработки (9) в определении линейного интеграла (13) в этих условиях.

Результаты численных расчетов в условиях сильных флуктуаций фазы

Рассмотрим задачу диагностики мелкомасштабных неоднородностей при сильных флуктуациях фазы т. е.

$$k |\varphi(\xi, \xi_0)| \geq 1 \quad (15)$$

Если масштаб неоднородности не превосходит радиус Френеля, то наряду с рефракцией начинают проявляться дифракционные эффекты. В этом случае использовать ГО-приближение для решения обратной задачи невозможно.

Пусть томографические измерения ведутся по схеме, изображенной на рис. 2. Источник на оси z_0 испускает сигнал, линейка приемников, расположенная на оси z_t , фиксирует данные о рассеянном поле. Воспользуемся френелевским преобразованием (9). В качестве модели зондирующего сигнала используем выражение для поля в приближении ДВФП, которое учитывает дифракционные эффекты и многолучевость. Модель неоднородности взята в виде гауссовой функции

$$\tilde{\varepsilon}(\rho, z) = \varepsilon_m \exp \left\{ - \left[(\rho - \rho_m)^2 + (z - z_m)^2 \right] / (2l^2) \right\} \quad (16)$$

где ε_m – максимальное значение вариации диэлектрической проницаемости.

Основной проблемой остается выбор координат виртуального экрана.

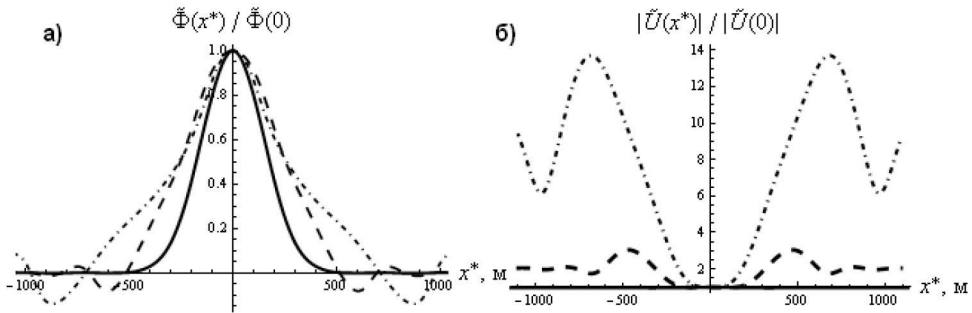


Рис. 3. Зависимости приращения нормированной фазы $\tilde{\Phi}(x^*)/\tilde{\Phi}(0)$ (а) и амплитуды $|\tilde{U}(x^*)|/|\tilde{U}(0)|$ (б) после пространственной обработки (9) при расположении неоднородности в начале координат ($z_m = x_m = y_m = 0$), для $z_b = 0$ м, когда нет дифракционного уширения (сплошная линия), $z_b = 100$ км (штриховая линия), $z_b = 250$ км (штрих-пунктирная линия)

На рис. 3 показаны нормированная фаза (рис. 3, а) и амплитуда (рис. 3, 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. Штрих-пунктирной линией изображен случай $z_b = 250$ км, штриховая линия соответствует случаю $z_b = 100$ км, сплошная линия $z_b = 0$. Из рис. 3, 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 (9), сигнал не имеет амплитудных вариаций, а вся информация о неоднородности заключена в фазе волны, и мы получаем высокое разрешение в условиях дифракции, многолучевости и сильных флуктуаций фазы. Отсюда следует критерий выбора координат виртуального экрана при френелевской инверсии по минимуму вариаций амплитуды (см., например, [12]). Френелевская инверсия (9) исследовалась во многих работах (см. также [3; 23]). Однако отличие наших результатов заключается в том, что использованное здесь приближение ДВФП позволило расширить границы применимости френелевской инверсии (9) для случая, когда экран помещен в неоднородную область, а не за ней, что позволило сформулировать критерий, по которому нужно выбирать координаты виртуального экрана.

Выводы

Для диагностики околоземной плазмы и исследования процессов, протекающих в ней, можно использовать пространственную обработку поля, основанную на приближении ДВФП для удаленной неоднородности. Данный алгоритм позволяет выполнять обработку поля только по плоскости приема. В отличие от обычной френелевской инверсии, такой подход позволяет располагать виртуальный экран на произвольном расстоянии от наблюдателя, а не только в свободном пространстве.

Результаты численных расчетов показали, что для получения наилучшего разрешения при диагностике плазмы виртуальный экран необходимо располагать в области локализации неоднородности. При таком расположении виртуального экрана амплитудные вариации малы и вся информация о неоднородности содержится в фазе.

Показано, что при диагностике мелкомасштабной плазмы обработка поля на основе приближения ДВФП для удаленной неоднородности позволяет устранять дифракционные эффекты в условиях сильных флуктуаций фазы.

Рассмотренная здесь пространственная обработка сигнала устраняет дифракционные эффекты, являющиеся основным препятствием при повышении точности измерений многочастотных ГНСС [24]. Такая обработка позволяет получить информацию о тонкой структуре неоднородной ионосферной плазмы, являющейся основным источником ошибок методов диагностики окружающей среды с использованием космических технологий. Эта обработка может быть полезна для исследователей, занимающихся повышением точности и надежности прогноза погоды и раннего прогнозирования сейсмической и вулканической активности.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда „Династия“, Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 8388 Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 12–02–00249 и № 12–05–31169), совета по грантам Президента Российской Федерации (грант № СП-5862. 2013. 3).

Список литературы

1. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера / Я. Л. Альперт. – М. : Наука, 1972. – 564 с.
2. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1973. – 720 с.
3. Воробьев В. В. Статистические свойства одномерного обращения волнового поля, дифрагированного на двумерном фазовом экране / В. В. Воробьев // Изв. вузов. Радиофизика. – 2000 – Т. 43, № 3. – С. 234–241.
4. Данилкин Н. П. Системное зондирование основа построения службы контроля состояния ионосферы / Н. П. Данилкин // Ионосферно-магнитная служба. – Л. : Гидрометеоздат. – 1987. – С. 46 – 78.
5. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере / К. Дэвис. – М. : Мир, 1973. – 504 с.

6. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование / А. Исимару. – М. : Мир. 1981. -319 с.

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

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

9. *Павельев А. Г.* Спутниковый глобальный мониторинг атмосферы и ионосферы / А. Г. Павельев, С. С. Матюгов, О. И. Яковлев // Радиотехника и электроника. – 2008- Т. 53, № 9. – С. 1081–1093.

10. *Рытов С. М.* Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля / С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский. – М. : Наука. 1978. – 464с.

11. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере / В. И. Татарский. – М. : Наука. 1967. – 548 с.

12. *Тинин М. В.* Интегральное представление для поля волны, распространяющейся в крупномасштабной неоднородной среде / М. В. Тинин // Изв. вузов. Радиофизика. -2012 – Т. 55, N 6. – С. 431–439.

13. *Allen R. M.* Application of real-time GPS to earthquake early warning/ R. M. Allen, A. Ziv // Geophysical Research Letters. – 2011. – Vol. 38, L16310, doi:10.1029/2011GL047947.

14. *Gorbunov M. E.* Analysis of wave fields by Fourier integral operators and their application for radio occultations / M. E. Gorbunov, K. B. Lauritsen // Radio Science. – 2004. – Vol. 39, RS 4010. – P. 1–15.

15. *Grapenthin R.* The dynamics of a seismic wave field: Animation and analysis of kinematic GPS data recorded during the 2011 Tohoku-oki earthquake, Japan / R. Grapenthin, J. T. Freymueller // Geophysical Research Letters. – 2011. – Vol. 38, L18308, doi:10.1029/2011GL048405.

16. *Howe B. M.* Tomography of the ionosphere: Four-dimensional simulations/ B. M. Howe, K. Runciman, J. A. Secan // Radio Science. – 1998. – Vol. 33, N 1. – P. 109–128.

17. *Kim B. C.* Potentialities of multifrequency ionospheric correction in Global Navigation Satellite Systems / B. C. Kim, M. V. Tinin // Journal of geodesy. – 2011. – Vol. 85 – P. 159–169.

18. *Kravtsov Y. A.* Representation of wave field in a randomly inhomogeneous medium in the form of the double-weighted Fourier transform/ Y. A. Kravtsov, M. V. Tinin // Radio Science. – 2000. – Vol. 35, N 6. – P. 1315–1322.

19. *Kravtsov Y. A.* Ray based diffraction tomography of the ionosphere and laboratory inhomogeneous plasma / Y. A. Kravtsov, M. V. Tinin // Cosmic Research. - 2003. – Vol. 41, N 4. – P. 357–358.

20. *Kravtsov Y. A.* Method for super Fresnel resolution in electromagnetic diagnostics of inhomogeneous plasma / Y. A. Kravtsov, M. V. Tinin, A. V. Kulizhsky // Fusion Engineering and Design. – 2009. – Vol. 84. – P. 1113–1115.

21. *Liou Y. A.* Radio occultation method for remote sensing of the atmosphere and ionosphere/ Y. A. Liou. – Croatia: InTech. 2010. – 170 p.

22. *Melbourne W. G.* Radio occultations using earth satellites: a wave theory treatment/ W. G. Melbourne. – Wiley-Interscience, 2004. – 647 p.

23. *Mortensen M. D.* Inversion of GPS occultation measurements using Fresnel diffraction theory / M. D. Mortensen M. D., P. Hoeg // *Geophysical Research Letters*. – 1998. – Vol. 25, N 13. – P. 2441–2444.

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

The using of the quasi-optimal field processing for the diagnostics of the near-Earth plasma

M. V. Tinin, S. I. Knizhin

Annotation. The field spatial processing based on the approximation of the double-weighted Fourier transform for the remote inhomogeneity is investigated. The possibility of using this processing as the method allows to go beyond the Fresnel resolution in the near-Earth plasma diagnostics is considered. The numerical simulation results of the processed signal phase and amplitude in the conditions of strong phase fluctuations are presented. The numerical simulation results showed that for a selection of the virtual screen coordinates, using the Fresnel inversion in the ionosphere diagnostics in the conditions of strong phase fluctuations, we need to find parameters accorded to the minimal amplitude variations.

Key words: radio wave propagation, diagnostics of the ionosphere, field processing.

Тинин Михаил Валентинович
доктор физико-математических наук
Иркутский государственный университет
664003, г. Иркутск, ул. К. Маркса, 1
профессор

Tinin Mikhail Valentinovich
Doctor of Physical-Mathematical
Sciences, Professor
Irkutsk State University
1, K. Marx st., Irkutsk, 664003

Книжин Сергей Игоревич
аспирант
Иркутский государственный университет
664003, г. Иркутск, ул. К. Маркса, 1

Knizhin Sergey Igorevich
Post-Graduate Student
Irkutsk State University
1, K. Marx st., Irkutsk, 664003