

Восстановление трехмерно-неоднородной структуры электронной концентрации ионосферы методом частотно-углового зондирования

В. Г. Галушко, Г. В. Литвиненко

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
e-mail: galushko@rian.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 28 февраля 2001 г.

В работе предложен алгоритм восстановления электронной концентрации ионосферы с учетом горизонтальных градиентов на основе метода частотно-углового зондирования. При решении задачи предполагалось, что неоднородности среды достаточно малы; это позволило использовать метод малых возмущений для эйконала. Показано, что регулярный профиль электронной концентрации ионосферы может быть восстановлен по измерениям группового пути сигналов различных частот. Горизонтальные градиенты определяются из уравнений, связывающих вариации фазового пути с флуктуациями углов прихода сигналов относительно невозмущенных значений. Приведены примеры восстановления модельной трехмерно-неоднородной структуры электронной концентрации по предложенному алгоритму, подтверждающие его работоспособность.

У роботі запропоновано алгоритм реконструкції електронної концентрації іоносфери з урахуванням горизонтальних градієнтів на основі методу частотно-кутового зондування. При розв'язанні задачі припускалося, що неоднорідності середовища досить малі; це дозволило використовувати метод малих збурень для ейконалу. Показано, що регулярний профіль електронної концентрації іоносфери може бути відновлений за вимірюваннями групового шляху сигналів різних частот. Горизонтальні градієнти визначаються з рівнянь, що зв'язують варіації фазового шляху з флуктуациями кутів приходу сигналів відносно незбурених значень. Наведено приклади реконструкції модельної тривимірно-неоднорідної структури електронної концентрації за запропонованим алгоритмом, що підтверджують його працездатність.

Введение

Современные радиотехнические средства исследования и диагностики ионосферы Земли позволяют по измерениям характеристик отраженных и прошедших через ионосферу электромагнитных сигналов восстанавливать большое число параметров околоземной плазмы с очень высокой точностью. К новым диагностическим средствам относятся, например, цифровые ионозонды, разработанные и усовершенствованные в течение последних лет

в Центре атмосферных исследований Массачусетского университета [1]. С их помощью восстанавливают вертикальный профиль электронной концентрации ионосферы по измерениям характеристик отраженных электромагнитных сигналов коротковолнового (КВ) диапазона. Ионозонды регистрируют углы прихода сигналов, время группового запаздывания, амплитудно-фазовые спектры. Мгновенная компьютерная обработка экспериментальных данных позволяет получать результаты в реальном времени. Современные ионозонды

работают как в режиме вертикального зондирования, который до настоящего времени является одним из основных методов дистанционного исследования околоземной плазмы, так и в режиме наклонного зондирования.

Высокий уровень развития радиотехнических средств исследования ионосферы является катализатором разработки новых теоретических методов анализа и обработки получаемой информации. В работе [2] был предложен метод частотно-углового зондирования ионосферы (ЧУЗИ), в основе которого лежит измерение зависимости вертикальных углов прихода КВ сигналов φ от зондирующей частоты f на наклонных однокачковых радиотрассах. Была показана возможность эффективного использования измеренной зависимости $\varphi(f)$ для восстановления вертикального профиля электронной концентрации $N_e(z)$. Формулируемая таким образом задача диагностики ионосферы сводится к решению интегрального уравнения Абеля. Достоверность восстановления профиля электронной концентрации при использовании метода ЧУЗИ подтверждена путем сравнения с результатами, полученными при одновременном вертикальном зондировании ионосферы вблизи трассы распространения.

Следует заметить, что на первом этапе разработки задача частотно-углового зондирования решалась для изотропного приближения без учета сферичности Земли и горизонтальных градиентов ионосферы. Дальнейшее развитие метод ЧУЗИ получил в [3], где был рассмотрен вопрос влияния магнитного поля Земли в задаче диагностики ионосферы.

Известно, что ионосфера Земли является не только анизотропной, но и трехмерно-неоднородной средой, что обуславливает наличие в ней горизонтальных градиентов электронной концентрации. Пренебрежение в расчетах неоднородностью плазмы приводит в некоторых случаях к существенным погрешностям при решении задачи диагностики. Восстановление структуры электронной концентрации ионосферы с учетом горизонтальных градиентов методом частотно-углового зондирования является целью данной работы. Влияние маг-

нитного поля и сферичность Земли при решении задачи не учитывались.

Постановка и решение задачи

Пусть на однокачковой радиотрассе длиной D_0 (см. рис. 1, передатчик расположен в точке с координатами $(x, y, z) = \{0, 0, 0\}$, а приемник – в точке $(x, y, z) = \{D_0, 0, 0\}$) осуществляется зондирование трехмерно-

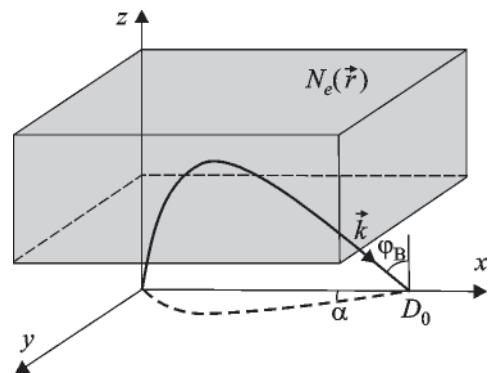


Рис. 1. Геометрия задачи

однородной ионосферы сигналами различных частот. Измеряемыми параметрами задачи являются частотные зависимости вертикальных углов прихода $\varphi(f)$, группового пути сигналов $L_{гр}(f)$ и азимута $\alpha(f)$. Предположим, что неоднородности среды достаточно малы, чтобы при решении задачи можно было воспользоваться методом малых возмущений для эйконала. В этом случае квадрат коэффициента преломления ионосферы запишем в виде суммы регулярной части $n_0^2(z)$ и малой добавки $\delta[n^2(\vec{r})]$, $\vec{r} = \{x, y, z\}$, учитывающей возмущение среды:

$$n^2(\vec{r}) = n_0^2(z) + \delta[n^2(\vec{r})], \quad (1)$$

$$n_0^2(z) \gg |\delta[n^2(\vec{r})]|. \quad (2)$$

Тогда, представляя электронную концентрацию в виде

$$N_e(\vec{r}) = N_e^0(z) + \delta N_e(\vec{r}), \quad N_e^0(z) \gg |\delta N_e(\vec{r})|, \quad (3)$$

где $N_e^0(z)$ – регулярный высотный профиль электронной концентрации, $\delta N_e(\vec{r})$ – возмущение электронной концентрации, получим

$$n_0^2(z) = 1 - \frac{AN_e^0(z)}{\omega^2} \quad \text{и} \quad \delta[n^2(\vec{r})] = -\frac{A}{\omega^2} \delta N_e(\vec{r}),$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – частота зондирующего сигнала; $A = 4\pi e^2/m$, e и m – заряд и масса электрона соответственно.

В выражении для группового пути сигнала

$$L_{\text{гп}} = \int_S \frac{dS}{n(\vec{r})}, \quad (4)$$

где dS – элемент траектории сигнала, вследствие малости возмущения коэффициента преломления можно перейти к интегрированию по невозмущенной траектории. Разложив подкоренное выражение в знаменателе в ряд по малому параметру $\delta[n^2]/n_0^2$, получим

$$\begin{aligned} L_{\text{гп}} &= \frac{1}{\sin \varphi_0} \int_0^{D_0} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\delta[n^2]}{n_0^2} \right) dx = \\ &= \frac{1}{\sin \varphi_0} \left\{ \int_0^{D_0} dx - \frac{1}{2} \int_0^{D_0} \frac{\delta[n^2]}{n_0^2} dx \right\} = L_{\text{гп}}^0 + \delta L_{\text{гп}}, \quad (5) \end{aligned}$$

где $L_{\text{гп}}^0$ соответствует групповому пути луча в отсутствие возмущения, когда траектория сигнала не выходит из плоскости падения; $\delta L_{\text{гп}}$ – поправка к групповому пути, появляющаяся из-за неоднородности среды; φ_0 – вертикальный угол прихода луча для невозмущенной ионосферы.

Разложим $\delta N_e(\vec{r})$ в ряд Тейлора вблизи средней точки проекции радиотрассы на плоскость (x, y) с координатами $x_0 = D_0/2$, $y_0 = 0$. Будем считать $\delta N_e(\vec{r})$ достаточно плавной функцией и ограничимся только линейными членами:

$$\delta N_e(\vec{r}) \cong N'_{\text{ex}}(x_0, 0, z)(x - x_0) + N'_{\text{ey}}(x_0, 0, z)y, \quad (6)$$

где штрих обозначает производную по соответствующей переменной.

Обозначим $\tilde{x} \equiv x - x_0$ и с учетом (6) перепишем $\delta L_{\text{гп}}$ в виде:

$$\begin{aligned} \delta L_{\text{гп}} &= \frac{A}{2\omega^2 \sin \varphi_0} \times \\ &\times \left\{ \int_{-D_0/2}^{D_0/2} \frac{N'_{\text{ex}}(x_0, 0, z(\tilde{x}))\tilde{x} + N'_{\text{ey}}(x_0, 0, z(\tilde{x}))y}{n_0^2} d\tilde{x} \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Поскольку в точке наблюдения $y = 0$, то

$$\delta L_{\text{гп}} = \frac{A}{2\omega^2 \sin \varphi_0} \left\{ \int_{-D_0/2}^{D_0/2} \frac{N'_{\text{ex}}(x_0, 0, z(\tilde{x}))\tilde{x}}{n_0^2} d\tilde{x} \right\}. \quad (8)$$

Т. к. невозмущенная траектория является симметричной относительно средней точки радиотрассы и под интегралом стоит нечетная функция, то $\delta L_{\text{гп}} = 0$ и, следовательно, $L_{\text{гп}} \approx L_{\text{гп}}^0$.

Таким образом, в данном случае групповой путь сигнала не зависит от горизонтальных градиентов ионосферы $N'_{\text{ex}}(x_0, 0, z)$ и $N'_{\text{ey}}(x_0, 0, z)$, и это обстоятельство может быть использовано для восстановления регу-

лярного профиля электронной концентрации $N_e^0(z) \equiv N_e(x_0, 0, z)$ по измерениям $L_{\text{тр}}^0$.

Известно [4], что для плоскостойкой невозмущенной среды верно соотношение

$$\sin \varphi_0 = D_0 / L_{\text{тр}}^0,$$

поэтому

$$\frac{D_0}{\omega \sin \varphi_0} = \int_0^{z_{\Pi}} \frac{dz}{\sqrt{\omega^2 \cos^2 \varphi_0 - AN_e^0(z)}}, \quad (9)$$

где z_{Π} – высота точки отражения сигнала.

Полагая N_e^0 монотонной функцией высоты z в пределах $[0, z_{\Pi}]$ и переходя в (9) к интегрированию по N_e^0 , получим

$$\frac{D_0}{2 \text{tg} \varphi_0} = \int_0^{F^2/A} \frac{dz}{\sqrt{1 - \frac{AN_e^0}{F^2}}}, \quad (10)$$

где $dz = \frac{dz}{dN_e^0} dN_e^0$, $F = \omega \cos \varphi_0$ – эквивалентная частота.

Уравнение (10) представляет собой интегральное уравнение Абеля с ядром вида $1/\sqrt{X-t}$ и является частным случаем линейного интегрального уравнения Вольтерра 1-го рода [5], решение которого находится методом итерированных ядер и хорошо известно.

Выполнив необходимые преобразования, запишем решение уравнения (10) в виде:

$$z(N_e^0) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\sqrt{AN_e^0}} \frac{\Psi(F) dF}{\sqrt{AN_e^0 - F^2}}, \quad (11)$$

где $\varphi_0 = \arcsin \left(\frac{D_0}{L_{\text{тр}}^0} \right)$, и $\Psi(F) = \frac{D_0}{2 \text{tg} \varphi_0}$ – функ-

ция измеряемых параметров. Таким образом, (11) позволяет восстановить регулярный профиль электронной концентрации $N_e^0(z)$ по измерениям группового запаздывания сигналов различных частот.

Рассмотрим теперь связь между вариациями фазового пути и углами прихода сигнала в возмущенной ионосфере. Для этого обратимся к рис. 1, где \vec{k} – волновой вектор с компонентами k_x, k_y, k_z ; φ_B – вертикальный угол прихода луча, α – азимут. Полагая волну локально плоской и учитывая, что $k_x = k \frac{\partial L_{\Phi}}{\partial x}$,

$k_y = k \frac{\partial L_{\Phi}}{\partial y}$, где $L_{\Phi} = \int_S n(\vec{r}) dS$ – фазовый путь сигнала, получаем

$$\text{tg} \alpha = \frac{\partial L_{\Phi}}{\partial y} / \frac{\partial L_{\Phi}}{\partial x}, \quad (12)$$

$$\sin \varphi_B = \sqrt{\left(\frac{\partial L_{\Phi}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial L_{\Phi}}{\partial y} \right)^2}. \quad (13)$$

Таким образом, углы прихода луча в вертикальной и азимутальной плоскости зависят от величин $\frac{\partial L_{\Phi}}{\partial x}, \frac{\partial L_{\Phi}}{\partial y}$. Найдем эти величины.

Углы прихода сигнала определяются нормалью к фазовому фронту. Используя, как и ранее, метод малых возмущений для эйконала, запишем

$$L_{\Phi}(\vec{r}(R_{\perp})) = \frac{1}{\sin \varphi_0} \int_0^{R_{\perp}} n_0^2(z(\rho_{\perp})) d\rho_{\perp} - \frac{1}{2 \sin \varphi_0} \int_0^{R_{\perp}} \delta[n^2(\vec{r}(\rho_{\perp}))] d\rho_{\perp} = L_{\Phi}^0 + \delta L_{\Phi}, \quad (14)$$

где L_{ϕ}^0 соответствует фазовому пути сигнала в невозмущенной ионосфере; δL_{ϕ} – добавка к фазовому пути за счет возмущения,

$$\begin{aligned} \delta L_{\phi} &= -\frac{1}{2 \sin \varphi_0} \int_0^{R_{\perp}} \delta[n^2(\vec{r}(\rho_{\perp}))] d\rho_{\perp} = \\ &= -\frac{A}{2\omega^2 \sin \varphi_0} \int_0^{R_{\perp}} \delta N_e(\vec{r}(\rho_{\perp})) d\rho_{\perp}; \end{aligned} \quad (15)$$

$R_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}$, x и y – координаты точки наблюдения; ρ_{\perp} – текущая координата точки на проекции луча. Т. к. фазовый путь волны равен $L_{\phi} = L_{\phi}^0 + \delta L_{\phi}$ (см. (14)), то вариации фазового пути в x и y плоскостях запишем как

$$\frac{\partial L_{\phi}}{\partial x} = \frac{\partial L_{\phi}^0}{\partial x} + \frac{\partial \delta L_{\phi}}{\partial x} = \sin \varphi_0 + \delta L'_{\phi x}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial L_{\phi}}{\partial y} = \frac{\partial L_{\phi}^0}{\partial y} + \frac{\partial \delta L_{\phi}}{\partial y} = \delta L'_{\phi y},$$

где $\sin \varphi_0 = \frac{\partial L_{\phi}^0}{\partial x}$. Тогда, в соответствии с (16), формулы (12), (13) преобразуются к виду:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\delta L'_{\phi y}}{\sin \varphi_0 + \delta L'_{\phi x}}, \quad (17)$$

$$\sin \varphi_{\text{в}} = \sqrt{(\sin \varphi_0 + \delta L'_{\phi x})^2 + \delta L'_{\phi y}{}^2}. \quad (18)$$

Пусть $\sin \varphi_0 \gg \delta L'_{\phi x}$, т. е. ограничимся рассмотрением радиотрасс средней длины ($D_0 \approx 400 \div 1000$ км). Разложим (17) и (18) по малому параметру $\frac{\delta L'_{\phi x}}{\sin \varphi_0}$, пренебрегая в разложении членами второго порядка малости и

полагая, что флуктуации вертикальных углов прихода и азимута достаточно малы. Получим

$$\delta \varphi \approx \frac{\delta L'_{\phi x}}{\cos \varphi_0}, \quad (19)$$

$$\alpha \approx -\frac{\delta L'_{\phi y}}{\sin \varphi_0}. \quad (20)$$

Определим $\delta L'_{\phi x}$, $\delta L'_{\phi y}$ из (15). Будем считать, как и раньше, $\delta N_e(\vec{r})$ достаточно плавной функцией. Разложим ее в ряд Тейлора в средней точке проекции радиотрассы и ограничимся в разложении только линейными членами. Полученные выражения для $\delta L'_{\phi x}$, $\delta L'_{\phi y}$ подставим в (19), (20). Запишем окончательно:

$$\delta \varphi \approx \frac{A}{\omega^2 \cos \varphi_0} \frac{1}{\partial D_0 / \partial \varphi_0} \int_0^{z_{\Pi}} \frac{N'_x(x_0, 0, z) \frac{\partial G(z)}{\partial \varphi_0} dz}{\sqrt{n_0^2 - \sin \varphi_0}}, \quad (21)$$

где $G(z) = \int_0^z \frac{\sin \varphi_0 dz}{\sqrt{\cos^2 \varphi_0 - \frac{AN_e^0(z)}{\omega^2}}}$,

$$\alpha \approx \frac{A}{\omega^2 \sin \varphi_0} \int_0^{z_{\Pi}} \frac{N'_y(x_0, 0, z) dz}{\sqrt{\sin^2 \varphi_0 - n_0^2}}. \quad (22)$$

Путем несложных преобразований и переобозначений выражение (21) приводится к виду интегрального уравнения Вольтерра 1-го рода с ядром вида $H(X, t) / \sqrt{X - t}$. Квадрат ядра такого уравнения не является интегрируемым, но тем не менее решение может быть найдено методом последовательной итерации ядер. Выражение (22) преобразуется к уже рассмотренному нами выше уравнению Абеля с ядром вида $1 / \sqrt{X - t}$. Решение уравнений (21), (22)

позволяет получить связь между горизонтальными градиентами электронной концентрации ионосферы N'_x , N'_y и флуктуациями относительно невозмущенных значений углов прихода сигнала в трехмерно-неоднородной среде. Заметим, что в случае плоских зондирующих волн формула (21) упрощается, и ее также можно представить в виде интегрального уравнения Абеля:

$$\delta\varphi \approx \frac{A}{\omega^2 \cos \varphi_0} \int_0^{z_{\text{П}}} \frac{N'_x(x_0, 0, z) dz}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi_0}}. \quad (23)$$

Искомые горизонтальные градиенты в этом случае определяются как

$$N'_x(x_0, 0, z) = \frac{1}{\pi} \frac{dN_e^0}{dz} \int_0^{\sqrt{AN_e^0}} \frac{f'(F) dF}{\sqrt{N_e^0 - F^2/A}}, \quad (24)$$

$$N'_y(x_0, 0, z) = \frac{1}{\pi} \frac{dN_e^0}{dz} \int_0^{\sqrt{AN_e^0}} \frac{h'(F) dF}{\sqrt{N_e^0 - F^2/A}}, \quad (25)$$

где штрих обозначает производную по F , $F = \omega \cos \varphi_0$ – эквивалентная частота,

$$f(F) = \frac{F \delta\varphi}{\sqrt{A} \cos \varphi_0}, \quad h(F) = \frac{F \alpha \operatorname{tg} \varphi_0}{\sqrt{A}}.$$

Алгоритм восстановления структуры электронной концентрации ионосферы с учетом горизонтальных градиентов проверялся путем численного моделирования. При этом электронная концентрация неоднородной среды задавалась как сумма регулярного параболического профиля ионосферы $N_e^0(z) = N_m \left[1 - (z - z_m)^2 / y_m^2 \right]$ (с известными значениями полутолщины слоя y_m , высоты максимума слоя z_m , максимальной электронной

концентрации N_m) и малого линейного возмущения.

Вначале для фиксированного расстояния между приемником и передатчиком и в рамках заданной модели среды решалась прямая задача – определялись частотные зависимости $\varphi(f)$, $\alpha(f)$ и $L_{\text{тр}}(f)$. Эти функции в дальнейшем использовались для восстановления регулярного профиля $N_e^0(z)$ и горизонтальных градиентов по полученным выше формулам.

На рис. 2 сплошной кривой показан заданный вертикальный профиль электронной концентрации ионосферы $N_e^0(z)$ с параметрами: $y_m = 100$ км, $z_0 = 200$ км, $f_{\text{кр}} = 8$ МГц (длина радиотрассы $D_0 = 640$ км), а штриховой линией – восстановленный. Видно, что практически во всей области регулярный профиль ионосферы восстанавливается с очень высокой точностью.

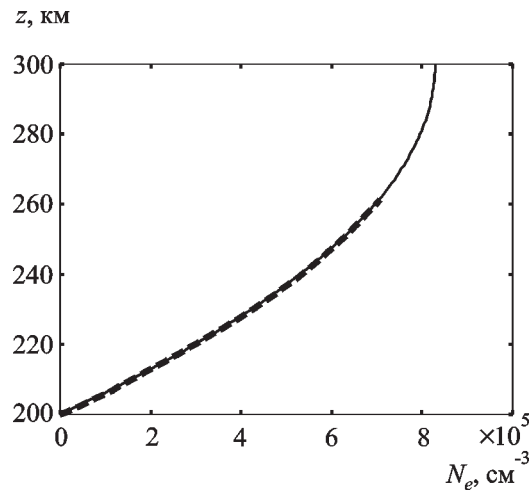


Рис. 2. Регулярный профиль электронной концентрации ионосферы (сплошная кривая – заданный, пунктирная кривая – восстановленный)

На рис. 3, а и 3, б представлены соответственно заданная и восстановленная по предложенному алгоритму неоднородная структура электронной концентрации $N_e(x, 0, z) = N_e^0(z) + N'_x(x_0, 0, z)(x - x_0)$, исходное возму-

шение (продольный градиент электронной концентрации) моделировалось линейной функцией. Электронная плотность отображена на рисунках в условных цветах. Из рисунка видно, что заданные и восстановленные значения $N_e(x, 0, z)$ хорошо согласуются между собой.

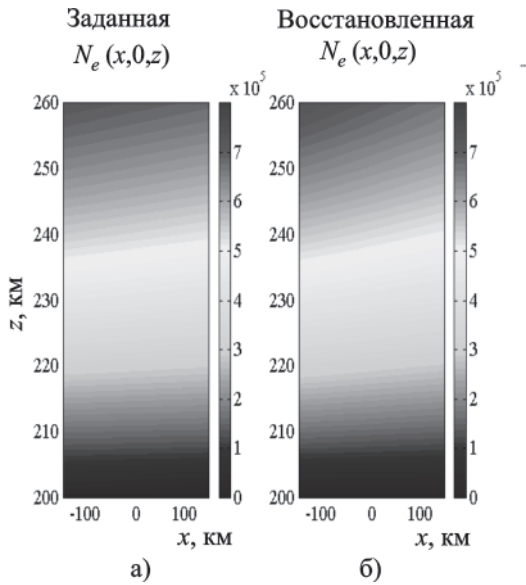


Рис. 3. Структура электронной концентрации ионосферы с продольным линейным градиентом: а) заданная; б) восстановленная. Значение $x = 0$ соответствует средней точке радиотрассы

Случай, когда продольный градиент электронной концентрации моделировался наклоном ионосферного слоя как целого в средней точке радиотрассы на угол $\theta = 5^\circ$ относительно Земли, показан на рис. 4, а, б. Рис. 4, а изображает исходную функцию $N_e(x, 0, z)$, а 4, б – восстановленную. Этот пример также свидетельствует об эффективности используемого алгоритма восстановления трехмерно-неоднородной структуры электронной концентрации ионосферы.

В случае, когда среда возмущена в поперечном направлении (в нашей системе координат – вдоль оси y), электронная концентрация также восстанавливается с высокой точностью.

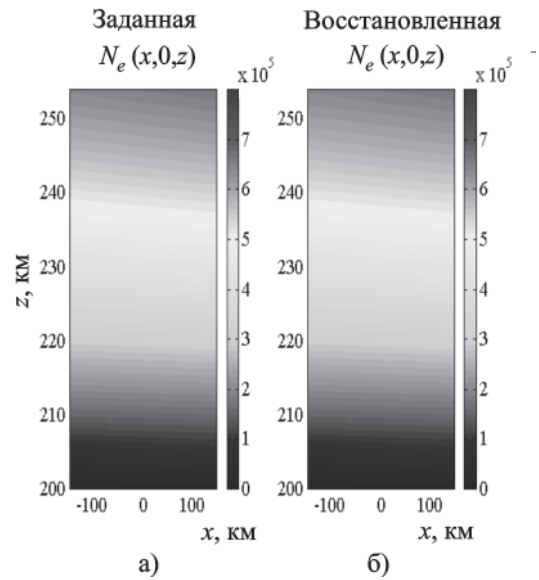


Рис. 4. Структура электронной концентрации в случае, когда горизонтальный градиент моделировался наклоном ионосферного слоя на угол $\theta = 5^\circ$ в средней точке радиотрассы: а) заданная; б) восстановленная. Значение $x = 0$ соответствует средней точке радиотрассы

Заключение

В работе предложен метод восстановления параметров трехмерно-неоднородной структуры околоземной плазмы с помощью частотно-углового зондирования ионосферы. Задача решалась в приближении геометрической оптики с использованием метода малых возмущений для эйконала. Показано, что групповой путь сигнала не зависит от горизонтальных градиентов ионосферы, и это обстоятельство может быть использовано для восстановления регулярного профиля $N_e^0(z)$ по измерениям времени группового запаздывания сигналов различных частот. Получены уравнения, связывающие вариации фазового пути с флуктуациями углов прихода сигналов относительно невозмущенных значений в вертикальной и азимутальной плоскости. Решение этих уравнений позволяет определить горизонтальные градиенты ионосферы.

При помощи численного моделирования на нескольких примерах была проверена рабо-

тоспособность предложенного алгоритма. Оказалось, что по полученным в работе формулам можно восстанавливать электронную плотность ионосферы $N_e(x, y, z)$ с удовлетворительной точностью.

С нашей точки зрения, следующим этапом работы могло бы стать проведение натурных экспериментов и их обработка с помощью предложенного выше алгоритма, а затем сравнение полученных методом ЧУЗИ ионосферных параметров с данными независимых источников.

Авторы благодарят Ю. М. Ямпольского, А. В. Колоскова и В. С. Белея за помощь при подготовке настоящей статьи.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технического центра (УНТЦ), проектное соглашение №827.

Литература

1. B. W. Reinisch. Modern Ionosondes, in Modern Ionospheric Science. Edited by H. Kohl, R. Ruster, and K. Schlegel. EGS, 1996, pp. 440-458.
2. V. G. Galushko. Telecommunication and Radio Engineering. 1997, **51**, No. 6-7.
3. В. Г. Галушко, В. Н. Егорова, В. В. Кольцов, Г. В. Литвиненко, И. И. Пикублик, Ю. М. Ямпольский. Препринт РИ НАН Украины. Харьков, 1992, № 59, 20 с.
4. Я. Л. Альперт. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. Москва, Наука, 1972.
5. Ф. Трикоми. Интегральные уравнения. Москва, Иностранная литература, 1960.

Recovering the Three-Dimensional Structure of Ionospheric Electron Density Distribution by Angular-and-Frequency Sounding

V. G. Galushko, and G. V. Litvinenko

An algorithm is suggested for recovering the electron density distribution function with allowance for horizontal-plane gradients, based on the angular-and-frequency ionospheric sounding technique. The nonuniformity of the medium is assumed to be sufficiently weak for the eikonal perturbation method to be applicable. As has been shown, the regular profile of electron density can be restored from measured group ranges of signals at several different frequencies. The horizontal gradients can be estimated from the equations relating phase range variations with fluctuations in the angles of signal arrival about their unperturbed values. Examples are given of applying the algorithm to recover the modeling three-dimensional electron density distribution that confirm its efficiency.