

**ЧАСТОТНО-УГЛОВОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ (ЧУЗИ)****В.Г. Галушко, Ю.М. Ямпольский****FREQUENCY-ANGULAR SOUNDING OF THE IONOSPHERE (FASI)****V.G. Galushko, Yu.M. Yampolsky**

В работе представлен метод частотно-углового зондирования, который позволяет восстанавливать трехмерно-неоднородную структуру ионосферы, включая перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ), по измерениям параметров ВЧ-сигналов на наклонных радиотрассах. Диагностика ПИВ осуществляется в модели волн плотности электронной концентрации, движущихся в реальном ионосферном слое, по вариациям углов прихода и доплеровского смещения частоты пробных сигналов. Обратная задача решена в спектральной области в статистическом и динамическом приближениях. Это позволяет не только определять основные параметры возмущений (амплитуда, длина волны, скорость и направление движения), но и визуализировать неоднородности плазмы. Для восстановления горизонтальных градиентов электронной концентрации дополнительно используются частотные зависимости времени группового запаздывания зондирующих сигналов. Адекватность результатов восстановления параметров ионосферы в реальных условиях подтверждается данными одновременной диагностики ионосферы другими традиционными методами.

The paper presents the method of frequency-and-angular sounding which allows recovering 3D inhomogeneous structure of the ionosphere, including Traveling Ionospheric Disturbances (TID), from measurements of HF signal parameters at oblique radio paths. The TIDs are reconstructed in the model of electron density waves moving through a realistic ionospheric layer using time-varying angles of arrival and Doppler frequency shifts of the probe signals. The inverse problem was solved in the spectral domain within two approaches, a statistical and a dynamic. This allows not only recovering the basic parameters of the disturbances (amplitude, wavelength and motion direction) but also visualizing this kind of plasma inhomogeneities. To measure horizontal gradients of the electron density, frequency dependences of the group time-delay of the sounding signals are used in addition. The adequacy of recovering ionospheric parameters in field conditions is verified by data of simultaneous ionospheric diagnostics using other conventional methods.

**Введение**

Неоднородная структура околоземной плазмы, обусловленная, прежде всего, наличием горизонтальных градиентов электронной концентрации и перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), оказывает существенное влияние на точность и надежность работы различных радиосистем как наземного, так и космического базирования. Поэтому одной из актуальных задач является разработка новых наземных методов дистанционного зондирования трехмерно-неоднородной ионосферы. Исторически основной объем информации о состоянии ионосферы обеспечивается когерентными импульсными радарами – ионозондами. Измеряемыми параметрами являются частотные зависимости времени группового запаздывания пробных сигналов, отразившихся от ионосферы при вертикальном, наклонном или возвратно-наклонном зондировании. Профиль электронной концентрации восстанавливается по этим зависимостям либо в рамках каких-либо модельных представлений, либо посредством решения соответствующих интегральных уравнений. Как правило, ионосфера при этом полагается плоско- или сферически-слоистой. Вместе с тем современные ионосферные станции, например цифровые ионозонды Центра атмосферных исследований Массачусетского университета [Reinisch, 1996], способны измерять с высокой точностью углы прихода и доплеровское смещение частоты пробных сигналов наряду со временем группового запаздывания. Это позволяет восстанавливать трехмерно-неоднородную структуру электронной концентрации ионосферы методом частотно-углового зондирования, разработанным в Радиоастрономическом институте НАН Украины и основанным на использовании частотных зависимостей углов прихода КВ-сигналов, распространяющихся вдоль наклонных радиотрасс.

**Восстановление горизонтальных градиентов электронной концентрации**

Пусть на трассе длиной  $D_0$  осуществляется зондирование плоскостной изотропной ионосферы монохроматическими сигналами на различных частотах, т. е. измеряются частотные зависимости углов прихода в вертикальной плоскости  $\theta_0(\omega)$ . В рамках геометрооптического приближения можно записать следующее интегральное уравнение, связывающее  $\theta_0(\omega)$  с высотным профилем электронной концентрации  $N_e(z)$ :

$$D_0 = 2 \operatorname{tg} \theta_0(\omega) \int_0^{z_n(\omega)} \frac{dz}{\sqrt{1 - AN_e(z) / (\omega \cos \theta_0(\omega))^2}}, \quad (1)$$

где  $z_n$  – высота точки отражения пробной волны,  $A = 4\pi e^2 / m$ ,  $e$  и  $m$  соответственно заряд и масса электрона.

Полагая искомым профиль монотонной функцией высоты, уравнение (1) можно привести к абелевой форме с хорошо известным решением

$$z(N) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\sqrt{AN}} \frac{\Psi(\Omega) d\Omega}{\sqrt{AN - \Omega^2}}, \quad (2)$$

где  $\Omega = \omega \cos \theta_0(\omega)$  – эквивалентная частота,  $\Psi(\Omega) = D_0 / (2 \operatorname{tg} \theta_0(\Omega))$  – измеряемая функция, которая имеет смысл действующей высоты  $z_d(\Omega)$ .

Если число зондирующих частот недостаточно велико, чтобы использовать интегральное представление, то можно применить полиномиальную аппроксимацию либо для искомого профиля электронной концентрации  $N_e(z)$ , либо для измеряемой функции  $\Psi(\Omega)$ . В первом случае профиль  $N_e(z)$

разбивается на несколько сегментов по числу зондирующих частот, внутри каждого из которых используется некоторое достаточно простое модельное представление. Это может быть, например, кусочно-линейная или кусочно-параболическая аппроксимация, комбинация которых позволяет описать практически любой профиль. Таким образом, обратная задача сводится к решению системы алгебраических уравнений относительно параметров каждого сегмента. Во втором случае непосредственно измеряемая зависимость  $\Psi(\Omega)$  представляется в виде полинома  $n$ -й степени, т. е.

$$\Psi(\Omega) = \sum_{i=0}^n \psi_i \cdot \Omega^i,$$

где  $\psi_i$  – коэффициенты полиномиального разложения. Подставив это разложение в (2), получим искомого решение в виде

$$z(N) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=0}^n \frac{\psi_i \cdot \Gamma((i+1)/2)}{\Gamma(i/2+1)} \cdot (A \cdot N)^{i/2}, \quad (3)$$

где  $\Gamma((i+1)/2)$  и  $\Gamma(i/2+1)$  – гамма-функции.

Можно показать, что при использовании полиномов определенного вида решение (3) соответствует достаточно простым модельным представлениям профиля электронной концентрации  $N_e(z)$ , широко используемым для практических целей. Так, например, если  $\Psi(\Omega) = \psi_0 + \psi_1 \Omega$ , то из (3) получаем

$z(N) = \psi_0 + \frac{2}{\pi} \psi_1 \sqrt{AN}$ , что соответствует параболическому слою [Альперт, 1972], а при  $\Psi(\Omega) = \psi_0 + \psi_2 \Omega^2$  имеем  $z(N) = \psi_0 + \frac{\psi_2}{2} AN$ , т. е. линейный слой.

Предложенный метод был проверен как с помощью компьютерного моделирования, так и с использованием данных реальных измерений. В последнем случае одновременно с частотно-угловым зондированием профили электронной концентрации восстанавливались по данным вертикальной диагностики в нескольких пунктах вблизи трассы распространения. Измерения проводились на 10–20 частотах в диапазоне 5–20 МГц. На рис. 1 в качестве примера представлен профиль плазменной частоты  $f_{\text{пл}}(z)$ , восстановленный по предложенной методике на трассе Судак–Харьков (штриховая линия). Здесь же сплошной линией изображено высотное распределение  $f_{\text{пл}}(z)$ , полученное по данным вертикального зондирования. Видно, что они достаточно хорошо согласуются друг с другом, что свидетельствует о работоспособности метода частотно-углового зондирования ионосферы. Вместе с тем довольно часто, особенно на восходе-заходе Солнца, наблюдалось существенное отличие данных вертикального и наклонного зондирования, что связано, по всей видимости, с наличием регулярных горизонтальных градиентов электронной концентрации в переходное время суток. Поэтому метод ЧУЗИ был распространен на случай горизонтально-неоднородной ионосферы [Галушко, 2001].

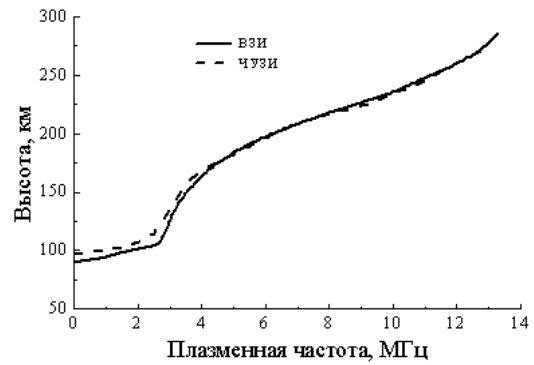


Рис. 1. Сравнение профилей  $f_{\text{пл}}(z)$ , восстановленных методом ЧУЗИ (штриховая линия) и ВЗИ (сплошная линия).

Задача решалась в следующей постановке (см. рис. 2). Пусть на односкачковой радиотрассе длиной  $D_0$  (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-неоднородной ионосферы сигналами с различными частотами. Входными параметрами задачи являются частотные зависимости вертикальных углов прихода  $\theta(\omega)$ , группового пути сигналов  $L_{\text{гр}}(\omega)$  и азимута  $\varphi(\omega)$ . Пренебрегая влиянием магнитного поля и сферичностью Земли, представим диэлектрическую проницаемость ионосферного слоя  $\epsilon(\vec{r})$ ,  $\vec{r} = \{x, y, z\}$ , в виде суммы регулярной части  $\epsilon_0(z)$ , соответствующей плоскостростой среде, и некоторой добавки  $\delta\epsilon(\vec{r})$ , учитывающей горизонтальную неоднородность, т. е.

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_0(z) + \delta\epsilon(\vec{r}),$$

где  $\epsilon_0(z) = 1 - \frac{AN_e^0(z)}{\omega^2}$  и  $\delta\epsilon(\vec{r}) = -\frac{A}{\omega^2} \delta N_e(\vec{r})$ .

Заметим, что здесь мы пренебрегаем временной зависимостью, считая  $t$  параметром. Будем полагать, что  $\epsilon_0(z) \gg |\delta\epsilon(\vec{r})|$ , а неоднородности в горизонтальном направлении являются столь плавными, что могут быть аппроксимированы линейной функцией

$$\delta N_e(\vec{r}) \approx N'_{\text{ex}}(D_0/2, 0, z)(x - D_0/2) + N'_{\text{ey}}(D_0/2, 0, z)y.$$

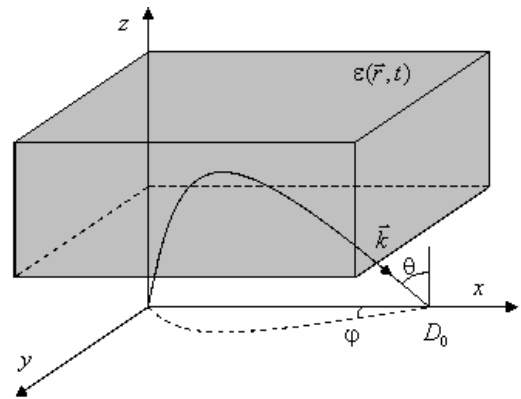


Рис. 2. Постановка задачи частотно-углового зондирования горизонтально-неоднородной ионосферы.

Тогда в рамках метода малых возмущений для эйконала [Кравцов, 1980] можно получить следующие выражения для флуктуаций времени группового запаздывания, азимута и угла прихода зондирующего сигнала относительно их невозмущенных значений:

$$\delta L_{\text{гp}}(\omega) = \frac{A}{2\omega^2 \sin \theta_0} \left\{ \int_{\frac{D_0}{2}}^{\frac{D_0}{2}} \frac{N'_{\text{ex}}(x_0, 0, z(\bar{x})) \bar{x}}{\varepsilon_0} d\bar{x} \right\}, \quad (4)$$

$$\delta\varphi(\omega) \approx \frac{A}{\omega \sin \theta_0} \int_0^{z_n} \frac{N'_{\text{ey}}(x_0, 0, z) dz}{\sqrt{\omega^2 \cos^2 \theta_0 - AN_e^0(z)}}, \quad (5)$$

$$\delta\theta(\omega) \approx \frac{A}{\omega \cos \theta_0} \frac{1}{\partial D_0 / \partial \theta_0} \times \int_0^{z_n} \frac{N'_{\text{ex}}(x_0, 0, z)}{\sqrt{\omega^2 \cos^2 \theta_0 - A \cdot N_e^0(z)}} \frac{\partial G(z)}{\partial \theta_0} dz, \quad (6)$$

где  $G(z) = \omega \sin \theta_0 \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\omega^2 \cos^2 \theta_0 - A \cdot N_e^0(z)}}$ .

Таким образом, мы имеем три интегральных уравнения для нахождения регулярного профиля электронной концентрации и горизонтальных градиентов. Заметим, что флуктуации времени группового запаздывания не зависят от горизонтальных градиентов. Следовательно, приведя уравнение (4) к абелевой форме, можно восстановить высотную зависимость электронной концентрации

$$z(N_e^0) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\sqrt{AN_e^0}} \frac{\Psi(\Omega) d\Omega}{\sqrt{AN_e^0 - \Omega^2}}, \quad (7)$$

где  $\Psi(\Omega) = \frac{1}{2} \sqrt{L_{\text{гp}}^2(\Omega) - D_0^2}$ .

Уравнения (5) и (6) также можно привести к абелевой форме, что позволяет определить градиенты, ориентированные соответственно поперек и вдоль радиотрассы:

$$N'_{\text{ex}}(x_0, 0, z) = \frac{1}{\pi} \frac{dN_e^0}{dz} \int_0^{\sqrt{AN_e^0}} \frac{\Phi'_{\Omega}(\Omega) d\Omega}{\sqrt{AN_e^0 - \Omega^2}}, \quad (8)$$

$$N'_{\text{ey}}(x_0, 0, z) = \frac{1}{\pi} \frac{dN_e^0}{dz} \int_0^{\sqrt{AN_e^0}} \frac{\Gamma'_{\Omega}(\Omega) d\Omega}{\sqrt{AN_e^0 - \Omega^2}}, \quad (9)$$

где  $\Omega = \omega \cos \theta_0(\Omega)$  – эквивалентная частота,  $\Phi(\Omega) = \delta\theta(\Omega)\Omega / \cos \theta_0(\Omega)$  и  $\Gamma(\Omega) = \delta\varphi(\Omega)\Omega \text{tg} \theta_0(\Omega)$  – функции измеряемых параметров, а штрих обозначает производную по  $\Omega$ , т. е.  $\Phi'_{\Omega}(\Omega) \equiv d\Phi(\Omega) / d\Omega$  и  $\Gamma'_{\Omega}(\Omega) \equiv d\Gamma(\Omega) / d\Omega$ .

Предложенный алгоритм был проверен с помощью компьютерного моделирования. Распределение электронной концентрации задавалось в виде суммы параболического слоя и линейной функции горизонтальных координат. Входные параметры для обратной задачи рассчитывались методом численного интегрирования лучевых траекторий в трехмерной неоднородной среде. На рис. 3 и 4 приведены ре-

зультаты восстановления для случая продольных градиентов. Здесь показаны исходный и восстановленный высотные профили (рис. 3), а также соответствующие распределения электронной концентрации (рис. 4, а, б). Видно, что данные хорошо согласуются друг с другом. Аналогичные результаты были получены для случая поперечных градиентов. Таким образом, метод ЧУЗИ в комбинации с импульсным зондированием позволяет восстанавливать не только регулярный профиль электронной концентрации, но и горизонтальные градиенты.

### Диагностика перемещающихся ионосферных возмущений

Как известно, перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) являются следствием распространения в околосредней плазме атмосферных гравитационных волн (АГВ). Неоднородности этого класса играют важную роль в энергетическом обмене и взаимодействии различных областей верхней атмосферы, перенося энергию от источника не только

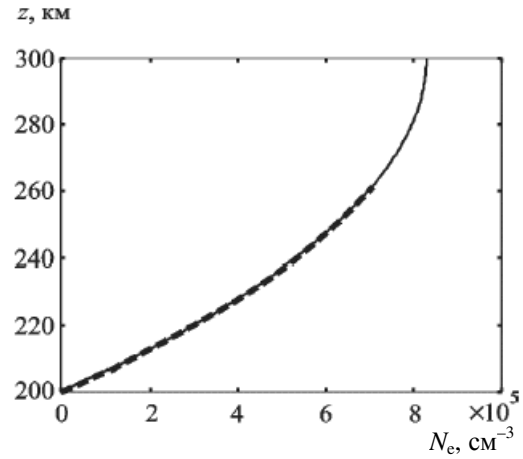


Рис. 3. Регулярный профиль электронной концентрации ионосферы (сплошная кривая – заданный, штриховая – восстановленный).

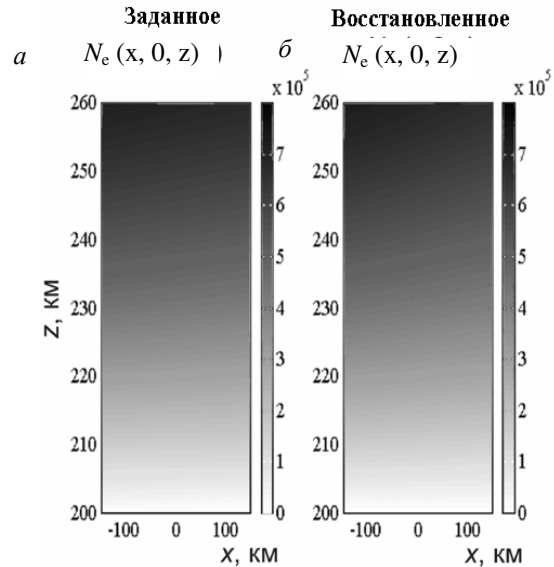


Рис. 4. Распределение электронной концентрации ионосферы с продольным линейным градиентом: а – заданное; б – восстановленное. Значение  $x = 0$  соответствует средней точке радиотрассы.

в горизонтальном, но и вертикальном направлении – от поверхности Земли на ионосферные высоты и обратно. Кроме того, такие волнообразные возмущения являются своеобразным индикатором источников их генерации как естественного, так и искусственного происхождения. Поэтому изучение возмущений этого класса имеет большое значение для понимания динамики верхней атмосферы и разработки концепции космической погоды.

Эффекты АГВ/ПИВ в околоземной плазме приводят к модуляции параметров радиосигналов, распространяющихся в ионосфере, что позволяет обнаруживать их радиофизическими методами. На рис. 5 представлена типичная запись временных вариаций угла места  $\varepsilon(t)$ , азимута  $\varphi(t)$  и доплеровского смещения частоты  $F_D(t)$  сигнала ВЧ радиостанции, расположенной вблизи Москвы. Измерения проводились на Радиоастрономической обсерватории РИ НАНУ с использованием фазированной антенной решетки крупнейшего декаметрового радиотелескопа УТР-2 [Брауде, 1978] в качестве угломерной системы. Видно, что углы прихода и доплеровское смещение частоты пробного сигнала демонстрируют квазипериодические вариации, что свидетельствует о наличии волнообразных ионосферных возмущений. Собственно, на использовании таких данных и основан метод частотно-углового зондирования ПИВ.

В настоящее время существуют две основные версии частотно-углового зондирования волнообразных ионосферных возмущений. Применение той или иной из них зависит от наличия информации о параметрах фоновой (невозмущенной) ионосферы. Если такая информация отсутствует, то реконструкция возмущений осуществляется в модели идеально отражающей взволнованной поверхности, расположенной на ионосферных высотах:

$$H(x, y, t) = H_0[1 + h(x, y, t)],$$

где  $H_0$  – средняя высота поверхности, а  $h(x, y, t)$  – ее флуктуации. Конечно, такая модель весьма идеализирована, однако в силу своей простоты и наглядности довольно широко используется при исследовании ПИВ. Полагая вариации высот и наклонов поверхности достаточно малыми, можно записать выражения для вариаций углов прихода, азимута и

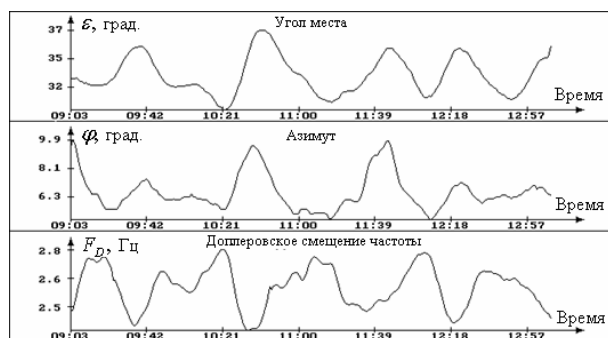


Рис. 5. Временные вариации угла места  $\varepsilon(t)$ , азимута  $\varphi(t)$  и доплеровского смещения частоты  $F_D(t)$  сигнала ВЧ радиостанции на частоте 9.8 МГц, полученные на трассе Москва–Харьков.

доплеровского смещения частоты пробных сигналов относительно их невозмущенных значений:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon &= h \sin \varepsilon_0 \cos \varepsilon_0 + \gamma_x, \\ \Delta\varphi &= -\gamma_y \operatorname{tg} \varepsilon_0, \end{aligned} \quad (10)$$

$$F_D = -\frac{2H_0}{\lambda} \dot{h} \sin \varepsilon_0.$$

Здесь  $\varepsilon_0 = \arctg(2H_0 / D)$ , где  $D$  – длина трассы распространения;  $\gamma_x = \partial H / \partial x$  и  $\gamma_y = \partial H / \partial y$  – наклоны поверхности;  $\dot{h} \equiv dh / dt$ . Значения  $h$ ,  $\dot{h}$  и  $\bar{\gamma}$  вычисляются в средней точке радиотрассы.

С использованием полученных выражений (10) обратная задача диагностики ПИВ решалась в спектральной области в статистическом и динамическом приближениях. В первом случае пространственно-временная корреляционная функция ПИВ представлялась в виде преобразования Фурье от спектра поверхности:

$$\begin{aligned} K_h(\vec{\rho}, \tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{i-\Omega\tau} \int_0^{\infty} d\chi \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\Theta \tilde{W}(\Omega, \chi, \Theta) e^{i\chi(\rho_x \cos \Theta + \rho_y \sin \Theta)}. \end{aligned}$$

Далее предполагалось, что дисперсионные свойства поверхности  $H(\vec{r}, t)$  таковы, что каждой пространственной частоте соответствует своя единственная временная частота  $\Omega$ , т. е.

$$\tilde{W}(\Omega, \chi, \Theta) = \tilde{W}(\Omega, \Theta) \delta(\chi - \chi(\Omega)).$$

Это позволило однозначно связать энергетические и взаимные спектры измеряемых параметров со спектральными характеристиками возмущения. В результате можно определить закон дисперсии, а также нулевую и первые две гармоники частотно-углового спектра произвольной поверхности. Для некоторых модельных представлений, например,

$$\tilde{W}(\Omega, \Theta) = \tilde{W}_0(\Omega) + \tilde{W}_1(\Omega) \delta(\Theta - \Theta_0(\Omega)),$$

где  $\tilde{W}_0(\Omega)$  – изотропная, а  $\tilde{W}_1(\Omega)$  – «направленная» (распространяющаяся под углом  $\Theta_0(\Omega)$  к радиотрассе) компоненты частотно-углового спектра неоднородностей, удается полностью восстановить спектр возмущений.

В рамках динамического приближения использовалось фурье-разложение поверхности подобно статистическому анализу. Это позволило восстанавливать форму эффективной отражающей поверхности как функцию времени для некоторых модельных представлений, например, такого вида:

$$\tilde{h}(\Omega, \chi, \Theta) = \tilde{h}(\Omega) \delta(\chi - \chi(\Omega)) \delta(\Theta - \Theta_0(\Omega)).$$

В качестве примера на рис. 6 приведен фрагмент отражающей поверхности, восстановленный по данным, представленным на рис. 5. Следует отметить, что формат выходных данных дает возможность отслеживать динамику неоднородностей и строить карту их распространения подобно тому, как это делается для воздушных масс в метеорологии. Заметим, что

для реконструкции ПИВ в этой модели нет необходимости знать параметры ионосферы.

Предложенная методика была использована в цифровых ионозондах Центра атмосферных исследований Массачусетского университета (Лоуэлл, США) и проверена в ходе одновременных наблюдений волновых возмущений с применением радара некогерентного рассеяния (НР) обсерватории Хэй-стек Массачусетского технологического института. В качестве пробных сигналов для частотно-углового зондирования использовалось излучение канадской станции службы точного времени и частоты СНУ. Стенд НР работал в специальном трехлучевом режиме, что позволяло восстанавливать полный вектор скорости и интенсивность возмущений вблизи средней точки радиотрассы с помощью триангуляционного метода. Сравнение параметров ПИВ, восстановленных двумя методами – частотно-углового зондирования и некогерентного рассеяния, показало их хорошее соответствие. Особенно это касается геометрических параметров – длины волны, скорости и направления движения неоднородностей. Хуже обстоит дело с сопоставлением амплитуд волновых процессов, что связано с использованием упрощенной модели возмущений. Действительно, реальные ионосферные неоднородности представляют собой возмущения электронной концентрации, в то время как эффективная отражающая поверхность характеризуется флуктуациями ее высоты. Поэтому методика частотно-углового зондирования была усовершенствована для более реалистичной модели ПИВ в виде волн плотности электронной концентрации, распространяющихся в реальном ионосферном слое. Геометрия задачи аналогична изображенной на рис. 2, но с учетом временной зависимости. В рамках метода малых возмущений для эйконала можно получить следующие выражения для флуктуаций углов прихода и доплеровского смещения частоты пробных сигналов:

$$\Delta\theta \approx \frac{1}{\cos\theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial D} \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0}, \quad \varphi \approx -\frac{1}{D_0 \sin\theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0},$$

$$F_D = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial L_1}{\partial t}, \quad (11)$$

где  $L_1 = \frac{1}{2} \int_0^{D_0/\sin\theta_0} \delta\varepsilon(\vec{r}(\rho), t) d\rho$ , интегрирование ведется вдоль невозмущенной траектории.

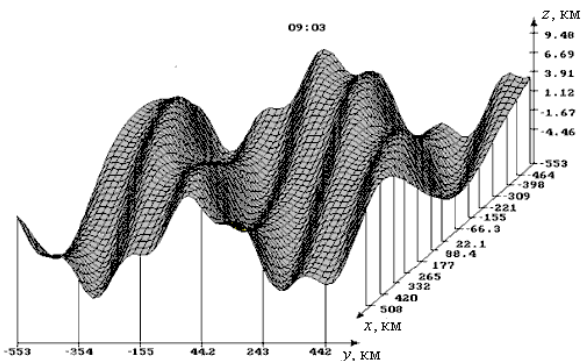


Рис. 6. Фрагмент эффективной отражающей поверхности, восстановленный по данным, представленным на рис. 5.

Представляя спектр возмущения в виде набора плоских волн, каждая из которых движется в собственном направлении и соответствует собственной пространственной частоте, т.е.

$$S_v(\Omega, \Theta, \chi) = S_v(\Omega) \delta(\chi - \chi(\Omega)) \delta(\Theta - \Theta_0(\Omega)),$$

мы получаем следующие выражения для параметров неоднородностей:

$$\chi \cos \Theta_0 = 2 \frac{\Omega}{\lambda} \cos \theta_0 \times \frac{\operatorname{Re} S_\theta(\Omega) \operatorname{Re} S_F(\Omega) + \operatorname{Im} S_\theta(\Omega) \operatorname{Im} S_F(\Omega)}{|S_F(\Omega)|^2},$$

$$\chi \sin \Theta_0 = -2 \frac{\Omega}{\lambda} \sin \theta_0 \times \frac{\operatorname{Re} S_\varphi(\Omega) \operatorname{Re} S_F(\Omega) + \operatorname{Im} S_\varphi(\Omega) \operatorname{Im} S_F(\Omega)}{|S_F(\Omega)|^2},$$

$$\operatorname{Re} S_v(\Omega) = \frac{\operatorname{Im} S_F(\Omega) \cos \Psi - \operatorname{Re} S_F(\Omega) \sin \Psi}{A_F G},$$

$$\operatorname{Im} S_v(\Omega) = -\frac{\operatorname{Im} S_F(\Omega) \sin \Psi + \operatorname{Re} S_F(\Omega) \cos \Psi}{A_F G}.$$

Здесь  $\Psi = \frac{1}{2} D_0 \chi \cos \Theta_0$ ,  $A_F = \frac{\Omega}{2\lambda}$

$$G = \int_{\frac{1}{2} \frac{D(\theta_0)}{\sin \theta_0}}^{\frac{1}{2} \frac{D(\theta_0)}{\sin \theta_0}} d\rho \Phi(z(\rho)) \cos(\rho \chi \sin \theta_0 \cos \Theta_0),$$

где  $\Phi(z)$  – высотный профиль возмущения.

Первые два соотношения позволяют определить волновой вектор и направление движения ПИВ, а два других соответственно реальную и мнимую части их спектра.

Полученные алгоритмы были применены для обработки данных вышеупомянутой измерительной кампании. В таблице приведены параметры ПИВ, восстановленные с помощью радара НР и с использованием алгоритмов частотно-углового зондирования для двух рассмотренных моделей неоднородностей. Видно, что результаты, полученные для трехмерной модели ПИВ, лучше соответствуют данным НР, чем реконструкция волновых возмущений в виде взволнованной поверхности.

Сравнение параметров ПИВ, восстановленных по данным некогерентного рассеяния и частотно-углового зондирования

Метод диагностики	Скорость, м/с	Длина волны, км	Направление движения, град.	Амплитуда, %
НР радар	305	585	102	2
ЧУЗИ (поверхность)	341	655	117	0.8
ЧУЗИ (слой)	317	610	115	1.8

### Заключение

В работе представлен метод частотно-углового зондирования ионосферы (ЧУЗИ), который был разработан в Радиоастрономическом институте НАН Украины (Харьков) и позволяет восстанавливать

трехмерную структуру ионосферы по измерениям параметров КВ-сигналов на наклонных радиотрассах. Для восстановления горизонтальных градиентов электронной концентрации используются частотные зависимости углов места, азимута и времени группового запаздывания пробных сигналов. В рамках метода малых возмущений для эйконала получены уравнения, связывающие измеряемые параметры с высотными профилями невозмущенной электронной концентрации и горизонтальных градиентов. Приведено решение этих уравнений, которые удалось свести к абелевой форме.

Реконструкция ПИВ осуществляется в зависимости от наличия информации о фоновой ионосфере либо по модели идеально отражающей взволнованной поверхности, либо по модели волн плотности электронной концентрации, движущихся в реальном ионосферном слое. Обратная задача решалась в спектральной области в статистическом и динамическом приближениях. Это позволило не только определять основные параметры возмущений (амплитуда, длина волны, скорость и направление движения), но и визуализировать неоднородности плазмы. Работоспособность предложенной технологии была проверена как с помощью компьютерного моделирования, так и посредством одновременных наблюдений ПИВ методом ЧУЗИ и радаром некогерентного рассеяния обсерватории Хэйстик (Милстоунхилл, США).

Применение технологии частотно-углового зондирования ионосферы в современных ионозондах, например в DPS-системах Центра атмосферных ис-

следований (Лоуэлл, США), позволило бы восстанавливать трехмерно-неоднородную структуру околоземной плазмы с учетом горизонтальных градиентов электронной концентрации и перемещающихся ионосферных возмущений. В случае совместной работы нескольких таких установок, разнесенных на несколько сотен километров, такой подход можно рассматривать как один из вариантов наземной томографии ионосферы. Кроме того, это могло бы послужить основой для создания глобальной системы мониторинга волновых возмущений ионосферы, что имеет большое значение для более полного понимания динамики верхней атмосферы и разработки концепции космической погоды.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 1972. 563 с.
- Брауде С.Я., Мень А.В., Содин Л.Г. Радиотелескоп дециметрового диапазона волн УТР-2 // Антенны. М.: Связь, 1978. Вып. 26. С. 3–15.
- Галушко В.Г., Литвиненко Г.В. Восстановление трехмерно-неоднородной структуры электронной концентрации ионосферы методом частотно-углового зондирования // Радиофизика и радиоастрономия. 2001. Т. 6, № 3. С. 222–229.
- Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
- Reinisch B.W. Modern ionosondes // Modern Ionosphere Science / Eds. H. Kohl, R. Rüster, and K. Schlegel. Katlenburg-Lindau. 1996. P. 440–458.

*Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков*