

УДК 621.396.98: 629.783

Л. С. Костров, Ю. П. Федоренко, Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

**Результаты исследования волновых возмущений
в ионосфере при помощи доплеровского ВЧ-радар**

Надійшла до редакції 05.03.04

Пояснюються ефекти, що спостерігаються при імпульсному вертикальному доплерівському зондуванні. Розроблено методику визначення амплітуди та напрямку руху іоносферних збурень за часовими залежностями доплерівського зміщення частоти зондуючого сигналу. Обґрунтовано рекомендації щодо підвищення точності та інформативності результатів визначення параметрів досліджуваних збурень.

ОПИСАНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ЭФФЕКТОВ

Для изучения параметров волновых возмущений (ВВ) в наших исследованиях использовались доплерограммы $\delta f(t)$ импульсного вертикального зондирования для частот $f \approx 3...4$ МГц при длительности импульса 0.2 с, полуширине диаграммы направленности приемо-передающей антенны $\theta_0 \approx 30^\circ$ и мощности в импульсе около 1 кВт. Доплерограммы определяются при помощи регистрации квадратурных составляющих отраженного от ионосферы сигнала на магнитную ленту с частотой опроса 10 Гц и последующим быстрым преобразованием Фурье на интервале времени 51.2 с. В результате строятся ежеминутные спектры принятого сигнала. По виду все регистрации можно разбить на три типа: одномодовые квазисинусоидальные, одномодовые пилообразные, двухмодовые и многомодовые (рис. 1). Обычно их амплитуды варьируются в диапазоне 0—1.5 Гц, периоды колебаний изменяются в от 10 до 40 мин [2]. Первый (кривая 1) и второй (кривая 2) типы доплерограмм наблюдаются примерно в 30 % всего времени регистраций. В 70 % случаев регистрируются двухмодовые доплерограммы (кривая 3). Многомодовые регистрации $\delta f(t)$, а также доплерограммы, на которых выделить какое-либо число мод не представляется возможным, встречаются значительно реже [2].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Одним из основных источников колебаний, наблюдаемых на доплерограммах $\delta f(t)$, являются перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ). Они движутся в горизонтальном атмосферном волноводе с высотой расположения центральной оси z_0 около 200 км. Согласно нашим данным толщина волновода составляет $2\Delta z_{\text{гид}} = 50...100$ км. Для зондирующей установки ПИВ представляют собой поверхности равной концентрации электронов N (соответствующей плазменной частоте для зондирующей радиоволны), высота которой вдоль оси атмосферного волновода изменяется по квазисинусоидальному закону [1].

Зондирующая установка излучает импульсный сигнал в пределах диаграммы направленности антенны (ДНА) с полушириной θ_0 . Установкой принимаются только те отраженные радиолучи, для которых в месте отражения касательная плоскость к поверхности равной концентрации N строго ортогональна к их пространственному положению в выбранный момент времени. Иными словами, принимаются только те радиолучи, которые удовлетворяют условию обратного зеркального отражения. Поскольку с течением времени такая поверхность перемещается со скоростью ПИВ, радиолучи, излу-

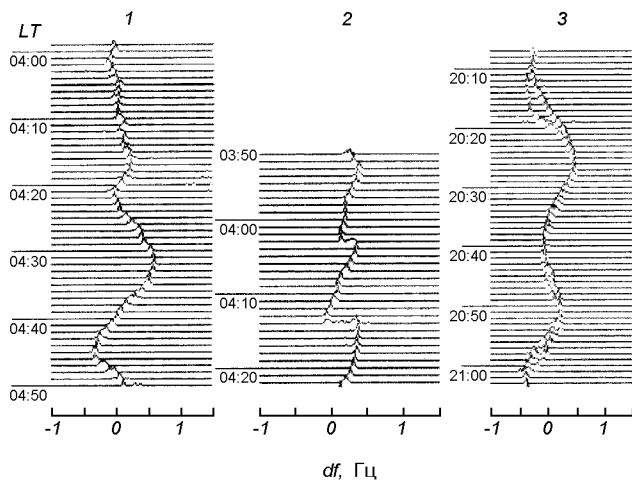


Рис. 1. Примеры временных вариаций доплеровских спектров. По вертикальной и горизонтальной осям указаны доплеровское смещение частоты в Гц и текущее время

ченные с разными наклонами, в различные моменты времени обеспечивают прием сигнала обратного зеркального отражения.

Для детального рассмотрения эффектов, наблюдаемых при обратном зеркальном отражении, зададим высоту поверхности равной концентрации в виде волны вдоль горизонтального направления x :

$$z_R(x, t) = z_0 + \Delta z \sin \Omega, \quad (1)$$

где

$$\Omega = \frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t,$$

T и L — соответственно временной и пространственный периоды ПИВ вдоль оси x , Δz — амплитуда колебаний z_R относительно средней высоты отражения z_0 для выбранной частоты зондирования f . Как несложно установить, Δz определяется относительной амплитудой ПИВ $A_{\Delta N}$ и высотным градиентом G высотного распределения $N(z)$ в диапазоне от $z_0 - \Delta z$ до $z_0 + \Delta z$:

$$\Delta z = \frac{N_0}{G} A_{\Delta N}, \quad (2)$$

где $N_0 = N(z_0)$. Доплеровское смещение радиолуча, приходящего на приемную антенну с зенитным углом θ , можно описать зависимостью

$$\delta f_\theta = -2 \frac{f}{c \cos \theta} \int_{z_n - \Delta z_{\text{TID}}}^{z_R} \frac{d}{dt} n(z, \theta) dz. \quad (3)$$

В этом выражении учтено, что с течением времени $n(z)$ изменяется только в высотном интервале от

нижней границы ПИВ до высоты зеркального обратного отражения.

Далее получим связь δf_θ с параметрами электронной концентрации N . С использованием (1), (2) и условия $A_{\Delta N} \ll 1$ выражение (3) преобразуется к виду

$$\delta f_\theta = A_1 \cos \Omega + A_2 \sin 2\Omega. \quad (4)$$

Здесь

$$A_1 = -4\pi \frac{\Delta z_0 A_{\Delta N} \bar{f}_{\text{пл}}^2}{c T f n_L \cos \theta},$$

$$\Delta z_0 = z_0 - z_n + \Delta z_{\text{TID}},$$

$$A_2 = -\frac{A_1 \Delta z}{2 \Delta z_0},$$

n_L — невозмущенное значение n на нижней границе атмосферного волновода, $\bar{f}_{\text{пл}}$ — среднее значение плазменной частоты в волноводе ниже высоты отражения. Согласно расчетам, выполненным при $G = 6.7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-4}$, $A_{\Delta N} = 0.1$, оказалось, что $A_2/A_1 = 0.03$. В ночных условиях величина G увеличивается примерно в 10 раз, а N_0 — уменьшается в 10 раз, поэтому отношение A_2/A_1 не изменяется. Профиль $N(z)$ над измерительным пунктом можно определить, например, путем пространственной адаптации глобальной модели N при помощи низкоорбитных навигационных ИСЗ серий «Цикада» и «Цикада-М» по методике, изложенной в работе [3]. При получении (4) полагалось, что в подынтегральном выражении (3) значение n можно заменить средним значением этой величины для верхнего и нижнего пределов интегрирования ($n \approx n_L/2$). Определить, при каком значении θ формируются амплитуды гармоник $A_{1,2}$ в текущий момент, не представляется возможным: значение θ может изменяться в интервале от $-\theta_0$ до θ_0 .

Как видно из геометрии эксперимента, горизонтальное удаление от антенны участка поверхности $z_R(x)$, отражающей радиолуч с зенитным углом прихода θ , определяется формулой $x = |r| \sin \theta$, где $z_R(x, t)$ описывается выражением (1), а $|r| = z_R(x, t) / \cos \theta$. При $z_0 = z_n$ и $\Delta z = \Delta z_{\text{TID}} = 25 \text{ км}$ оказывается, что $\Delta z/z_0 = 0.125$. Поэтому можно заключить, что практически для всех возможных значениях Δz величину x можно заменить приближенным равенством

$$x \approx z_0 \text{tg} \theta. \quad (5)$$

Формула (4) получена для идеализированного случая, когда ДНА аппроксимируется ступенькой с полушириной θ_0 и строго выполняется условие

зеркального обратного отражения. В реальном же случае ДНА близка к колоколообразной зависимости с полушириной θ_0 на уровне e^{-1} ; область отражения представляет собой круг с радиусом около 3 км (радиус первой зоны Френеля), поэтому прием лучей осуществляется в телесном угле (конусе) вокруг направления строго обратного зеркального отражения с шириной конуса около градуса. Все это приводит к появлению целого спектра частот, центральная из которых будет иметь значение, определяемое θ_{\max} . Величина $A_{\Delta N}$ вычисляется по амплитуде A_1 :

$$A_{\Delta N} = \frac{A_1 c T f n_L \cos \theta_{\max}}{4\pi \Delta z_0 \tilde{f}_{\text{пл}}^2}, \quad (6)$$

$$0 \leq \theta_{\max} \leq \theta_0.$$

Выполним оценки $A_{\Delta N}$ для значения $A_1 = 1$ Гц, близкого к максимальным, которые иногда наблюдаются в экспериментах. Положим для дневных условий $N(z_0) = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $z_0 = z_n = 200$ км, $\Delta z_0 = \Delta z_{\text{TID}} = 50$ км, $\theta_{\max} = 30^\circ$. В этом случае по модели $N(z)$ Ching-Chiu $f_{\text{пл}} = 2.46$ МГц, $n_L = 0.77$. Для f и T выберем значение $f = 3$ МГц (плазменная частота для $z = z_n$), $T = 30$ мин. В этом случае оказалось, что $A_{\Delta N} = 0.3$. При этом $A_2 \approx 0.2$ Гц. Если же положить $A_1 = 0.1$ Гц, то $A_{\Delta N} = 0.03$, а $A_2 \approx 0.006$ Гц. Таким образом, вторая гармоника будет наблюдаться только при $A_{\Delta N} \geq 0.3$. Если использованные выше частотные амплитуды обнаруживаются при $T = 3$ мин, то вычисленные значения $A_{\Delta N}$ также уменьшаться в 10 раз.

ОПТИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ШИРИНЫ ДНА

Из геометрии эксперимента видно, что зеркальное обратное отражение наблюдается при выполнении условия $\theta = -\alpha$, где угол α наклона касательной плоскости в точке отражения радиолуча к поверхности равной концентрации (1). Этот угол определяется из соотношения

$$\text{tg } \alpha = \frac{dz_R(x, t)}{dx} = \frac{2\pi \Delta z}{L} \cos \left(\frac{2\pi}{L} x - \frac{2\pi}{T} t \right). \quad (7)$$

Из (7) вытекает формула для вычисления амплитуды изменения угла α :

$$A_\alpha = \text{arctg} \left(\frac{2\pi \Delta z}{L} \right). \quad (8)$$

Для того чтобы участок ПИВ с заданным значением A_α был всегда виден в точке приема, должно

выполняться условие $\theta_{\max} = -A_\alpha$. Для его выполнения необходимо, чтобы указанный участок отстоял на расстояние x от приемной антенны на высоте z_0 и $\theta_0 \geq \theta_{\max}$. Зависимость $\theta(x)$ можно выразить упрощенной формулой

$$\theta(x) \approx \text{arctg} \left(\frac{x}{z_0} \right). \quad (9)$$

Из (9) видно, что с повышением частоты зондирующей волны значения $\theta(x)$ будут уменьшаться в результате увеличения средней высоты отражения z_0 .

Рассмотрим условия, при которых наблюдаются очень большие значения $A_{\Delta N} = 0.5$ ($\Delta z = 30$ км) и $L = 150$ км. В этом случае $A_\alpha \approx 52^\circ$. Для того, чтобы этот участок ПИВ был всегда виден в точке приема, значение θ_0 должно быть не менее 52° . При этом указанный участок ПИВ будет удален на расстояние $x_{\max} \approx 300$ км. Для неоднородности с таким же пространственным периодом, но с $A_{\Delta N} = 0.1$ ($\Delta z = 6$ км) $A_\alpha = 14^\circ$, $\theta_0 \geq 14^\circ$, $x_{\max} \approx 50$ км.

Все участки ПИВ на удалениях $x > x_{\max}$ будут невидимы в точке приема, поскольку для них не будет выполняться условие обратного зеркального отражения. Таким образом, при монотонном повышении δf (или уменьшении) в случае нарушения условия $\theta_0 \geq A_\alpha$ произойдет резкий переход отраженного радиолуча на участок ПИВ, который находится на противоположной стороне от приемной антенны (на удалении $-x_{\max}$). Далее, будет наблюдаться аналогичное повышение (или понижение) δf вплоть до нового срыва (перехода). Такая зависимость иллюстрируется кривой 2 на рис. 1. Она соответствует случаю аппаратного уменьшения амплитуды δf . Наблюдаемый период на доплерограмме в этом случае будет меньше истинного периода ПИВ. Поэтому пилообразные доплерограммы нельзя применять для определения T и вычисления $A_{\Delta N}$.

Описанная ситуация может наблюдаться как при больших значениях $A_{\Delta N}$ (см. выше), так и при малых пространственных размерах ПИВ. Например, при уменьшении пространственного периода ПИВ до $L = 15$ км резко увеличивается значение A_α . Так, для $A_{\Delta N} = 0.1 \dots 0.5$ имеем $A_\alpha \approx 68 \dots 85^\circ$. Поэтому доплерограммы для мелкомасштабных ПИВ ($L = 10 \dots 50$ км) с большой амплитудой практически всегда будут иметь пилообразный вид. При уменьшении θ_0 до $5 \dots 10^\circ$ частота наблюдения «пил» должна увеличиваться.

Таким образом, для диагностики параметров ПИВ с широким спектром амплитуд и размеров

можно рекомендовать широкие ($\theta_0 \approx 50...60^\circ$) ДНА. Однако при этом повышается неопределенность в определении $A_{\Delta N}$ из-за разброса значений $\cos \theta_{\max}$. Уменьшить этот эффект можно одновременной регистрацией доплерограмм как при широкой ($\theta_0 \approx 50...60^\circ$), так и узкой ($\theta_0 \approx 10...20^\circ$) ДНА. Если для широкой и узкой ДНА обе доплерограммы окажутся синусоидальными, то для определения $A_{\Delta N}$ необходимо выбирать доплерограмму, которая наблюдается при узкой ДНА. Пилообразные доплерограммы необходимо исключать из дальнейшей обработки. В случае одновременного применения узкой и широкой ДНА повышается как информативность измерений, так и точность определения параметров ПИВ.

ОДНОМODOVЫЕ И МНОГОМODOVЫЕ ДОПЛЕРОГРАММЫ

Выше рассмотрено, как образуются одномодовые синусоидальные и пилообразные доплерограммы. В общем случае для ненаправленных передающей и приемной антенн число принятых мод определяется из решения уравнения [1]

$$\frac{2\pi z_0^2 \delta}{L} \cos\left(\frac{2\pi}{L}x - \frac{2\pi}{T}t\right) \times \left[1 + \delta \cos\left(\frac{2\pi}{L}x - \frac{2\pi}{T}t\right)\right] = -x, \quad (10)$$

где $\delta = \Delta z/z_0$. Это уравнение вытекает из (1). Решением уравнения (10) являются абсциссы точек пересечения прямой

$$y_1 = -x \quad (11)$$

и осциллирующей зависимости

$$y_2 = \frac{2\pi z_0^2 \delta}{L} \cos\left(\frac{2\pi}{L}x - \frac{2\pi}{T}t\right) \times \left[1 + \delta \cos\left(\frac{2\pi}{L}x - \frac{2\pi}{T}t\right)\right]. \quad (12)$$

Чем больше амплитуда ($2\pi\delta z_0^2/L$) осциллирующей зависимости (12), тем большее число раз пересечет ее прямая (11). Количество пересечений определяет число лучей. Для направленных приемо-передающих антенн число принятых лучей (мод) будет ограничиваться значением

$$x_{\max} \approx z_0 \operatorname{tg} \theta_0. \quad (13)$$

Например, при $A_{\Delta N} = 0.1$ и $A_{\Delta N} = 0.5$ для частного случая $t = T/4$ наблюдается соответственно 1 и

5 мод. С течением времени при одних и тех же геофизических условиях число мод может изменяться. Так при $t = T/2$ и $A_{\Delta N} = 0.5$ число принятых мод всенаправленной приемо-передающей антенной увеличивается до 7. Подчеркиваем, что для направленных антенн число принятых мод ограничивается шириной ДНА. В точку приема приходят лишь те лучи, угол прихода которых не больше θ_0 . Так, например, при $\theta_0 = 30^\circ$ и прежних параметрах ПИВ как в первом, так и во втором случае число лучей не будет превышать трех.

Анализ графических решений уравнений (11) и (12) показал, что с течением времени порождаются ситуации, при которых в отдельные периоды наблюдаются и двухмодовые, и даже трехмодовые сигналы. В момент близкого сопряжения производных к кривой y_2 в ряде ее точек и прямой y_1 может породиться очень много мод. Такие регистрации наблюдались экспериментально. Это означает, что двухмодовость и многомодовость сигнала может быть обусловлена как геометрией обратного зеркального отражения, так и изменением геофизических условий.

При изменении частоты f до значений, при которых отраженный сигнал будет приходить с высот, расположенных ниже или выше атмосферного волновода, принятые сигналы окажутся в основном одномодовыми синусоидальными с незначительными максимальными отклонениями углов прихода. Это произойдет вследствие того, что в реальных условиях амплитуда ПИВ в атмосферном волноводе описывается не ступенчатой функцией (в нашей работе такая идеализация была принята для наглядности результатов), а плавной зависимостью (см., например, [4, 5]).

ПОВЫШЕНИЕ ИНФОРМАТИВНОСТИ МЕТОДА ВЕРТИКАЛЬНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Измерение доплерограмм с широкой ДНА при $\theta_0 \approx 50...60^\circ$ более информативно, чем в случае, когда $\theta_0 \approx 10...20^\circ$. Однако как при широкой, так и при узкой ДНА по доплерограммам невозможно установить направление движения ПИВ: знак δf определяется только случайным событием, когда радиолуч «находит» приемлемый участок отражения на искривленной поверхности равной концентрации, который может находиться как при $x > 0$, так и $x < 0$.

Если же осуществить наклон основного лепестка ДНА с шириной $\theta_0 \approx 10...20^\circ$ на угол $\pm(30-40)^\circ$ в направлениях север — юг, восток — запад, то ока-

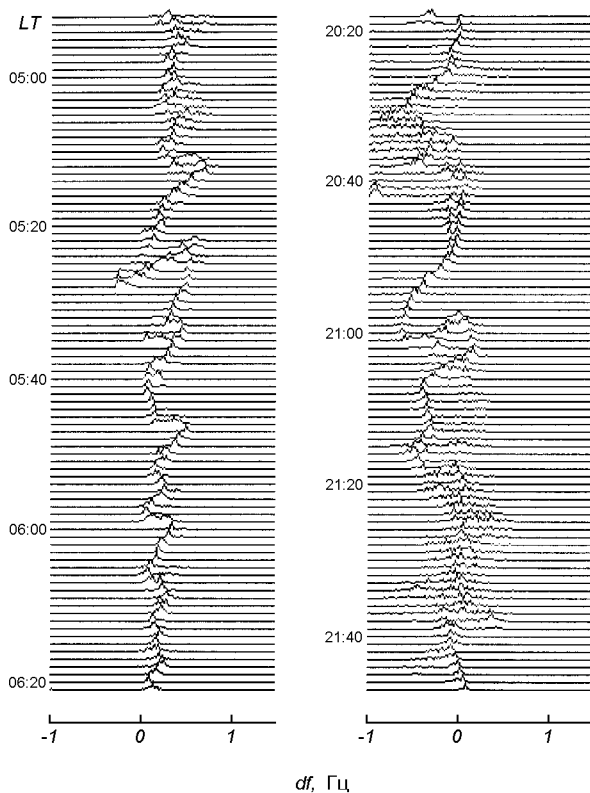


Рис. 2. Вариации доплеровских спектров, полученные 16 июля 2002 г при радиопросвечивании ионосферы когерентными сигналами навигационных спутников

жется возможным по знаку δf определять направление движения ПИВ. При этом следует оставить и вертикальное зондирование на узкую и широкую ДНА: осуществлять излучение в каждом из шести случаев (пять направлений, широкая и узкая ДНА в вертикальном направлении) при помощи серии последовательных импульсов, которая непрерывно повторяется для обеспечения одновременности всех шести доплерограмм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 2 приведены квазипериодические вариации доплеровских спектров, обнаруженные в измерениях 16.07.02 в утренний (04:50—06:20) и вечерний (20:20—21:50) периоды на частоте $f = 3.99$ МГц. Наличие пилообразных и двухмодовых спектров согласно вышеприведенным оценкам свидетельствует о больших ($A_{\Delta N} > 0.1$) амплитудах ПИВ. Радиопросвечиванием ионосферы с борта навига-

ционных ИСЗ серии «Цикада» (Россия) для вечернего периода наблюдений удалось установить пространственный период L и относительную амплитуду $A_{\Delta N}$ над местом расположения доплеровского ВЧ-радар: $\bar{L} \approx 115$ км, $\bar{A}_{\Delta N} \approx 0.2$. Эти данные получены для $z_n = 200$ км и $2\Delta z_{\text{TID}} = 100$ км.

Как отмечалось выше, пилообразные доплерограммы непригодны для вычисления параметров ВВ, поскольку их использование приводит к существенному занижению значений $A_{\Delta N}$. Для экспериментального подтверждения этого вывода из соотношения (6) вычислим $A_{\Delta N}$ для значения $A_1 \approx 0.44$ Гц, наблюдаемого в вечерний период (см. рис. 2). При этом использованы следующие значения: $\cos \theta_0 = 0.87$, $f = 3.99$ МГц, $T = 20$ мин, $n_L = 0.91$, $\bar{f}_{\text{пл}} = 2.8$ МГц, $\Delta z_0 = 91.5$ км, $z_0 = 241.5$ км. Параметры модели ПИВ приводились выше. В результате вычислений получены оценки $A_{\Delta N} \approx 0.055 \dots 0.064$, которые более чем в три раза меньше данных, полученных при помощи просвечивания с ИСЗ.

ОБСУЖДЕНИЕ

В работе применена модель криволинейного зеркального экрана, движущегося относительно наблюдательного пункта в горизонтальном направлении со скоростью ПИВ. Ее использование правомерно, поскольку частота зондирующих радиоволн в 1.5—2 раза меньше критической частоты основного максимума ионизации, а пространственный масштаб искривлений зеркала много больше радиуса первой зоны Френеля. Такой подход существенно упрощает понимание эффектов, наблюдаемых при вертикальном и квазивертикальном зондировании, делает легко понятными предложения по усовершенствованию установок.

Важным обстоятельством применения этой, широко используемой ранее модели, является учет высотного распределения амплитуды ПИВ, экспоненциально уменьшающейся с удалением от высоты расположения центральной оси атмосферного волновода z_n . Такой учет объясняет, почему в предшествующих экспериментальных исследованиях наблюдаемые углы прихода зондирующих сигналов не превышали нескольких градусов, а относительные амплитуды ПИВ — единиц процентов. Ведь частоту зондирующего сигнала специально не выбирали такой, чтобы высота ее отражения была близкой к z_n . Наши численные эксперименты показали, например, что при отклонении частоты зондирующего сигнала примерно на 1.5 МГц от плазменной частоты (равной 4 МГц) на высоте z_n

приводит к уменьшению в несколько раз значений Δz и максимальных углов прихода. В случае, когда частота зондирующего сигнала близка плазменной частоте на высоте z_n , доплеровское смещение частоты при $A_{\Delta N} = 0.3$ может быть более 10 Гц.

В рамках использованной модели в численных экспериментах удалось подтвердить и происхождение пилообразных доплерограмм. Как отмечалось выше, их порождение обусловлено обрезанием диаграммой направленности приемно-передающей антенны углового спектра приходящих сигналов от ПИВ с относительной амплитудой более 0.3.

По результатам проведенных исследований формулируем рекомендации для проведения корректных измерений.

- В ходе измерений контролировать плазменную частоту на высоте z_n (плазменную частоту на оси волновода).
- Частоту зондирующего сигнала выбирать близкой к плазменной частоте на оси волновода.
- Доплерограммы регистрировать одновременно для узкой ($\theta_0 \approx 10...20^\circ$) и широкой ($\theta_0 \approx 50...60^\circ$) диаграмм направленности приемно-передающей антенны.
- В приемно-регистрирующей системе следует расширить диапазон регистрируемых амплитуд доплеровского смещения до 20—30 Гц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате привлечения модели криволинейного зеркального экрана получена аналитическая зависимость, позволяющая выполнять оценки амплитуды перемещающихся ионосферных возмущений по доплеровскому смещению частоты, регистрируемому при вертикальном зондировании ионосферы. Выработаны рекомендации, направленные на повышение информативности измерений и адекватности вычисляемых параметров. В результате анализа экспериментальных данных авторов и других ис-

следователей подтверждено, что причиной вариаций доплерограмм являются перемещающиеся ионосферные возмущения, распространяющиеся в атмосферном волноводе с высотой центральной оси около 200 км и толщиной 50—100 км. Наблюдаемые временные периоды находились в интервале 10—40 мин, относительная амплитуда неоднородностей составляла несколько процентов, иногда достигала 10—30 процентов.

Работа выполнена при поддержке НТЦ Украины, проектное соглашение № 1772.

1. Афраймович Э. Л., Вугмейстер Б. О., Захаров В. Н. и др. Экспериментальное исследование флуктуаций доплеровских частот и углов прихода радиосигнала, отраженного от F-слоя ионосферы // Исслед. по геомагнетизму, аэронауке и физ. Солнца.—1977.—Вып. 41.—С. 138—148.
2. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование естественно-возмущенной средней ионосферы // Радиофизика и радиоастрономия.—1999.—4, № 3.—С. 209—226.
3. Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П., Шагмуратов И. И. Результаты исследования ионосферы, полученные при помощи пространственно разнесенного приема радиосигналов низкоорбитальных навигационных ИСЗ // Геомагнетизм и аэронаука.—1997.—37, № 3.—С. 121—126.
4. Iyer K. N. Effect of traveling ionospheric disturbances on HF phasepath measurements // Indian J. of Radio and Space Physics.—1983.—12.—P. 47—49.
5. Tedd B. L., Strangeways H. J., Jones T. B. The influence of largescale TIDs on the bearings of geographically spaced HF transmissions // J. Atmos. and Terr. Phys.—1984.—46, N 2.—P. 109—117.

SOME RESULTS OF THE INVESTIGATION OF IONOSPHERE WAVE DISTURBANCES WITH THE USE OF THE DOPPLER HIGH-FREQUENCY RADAR

L. S. Kostrov, Yu. P. Fedorenko, L. F. Chernogor

Some effects observed in impulse vertical Doppler sounding are explained. We developed a procedure for determining the amplitude and direction of motion of moving ionosphere disturbances with the use of time dependences of the Doppler displacement of the sound signal frequency. Some recommendation for improving the accuracy of results of the determination of parameters of the disturbances under investigation are justified.