

РАДИОФИЗИКА ГЕОКОСМОСА

УДК 537.874, 550.388.2

В. Г. ГАЛУШКО, А. А. СОПИН, Ю. М. ЯМПОЛЬСКИЙ

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

СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ ПЭС НАД АНТАРКТИЧЕСКИМ ПОЛУОСТРОВОМ

Динамический подход к решению задачи ГНСС диагностики ионосферных неоднородностей обобщен на случай произвольной формы возмущений полного электронного содержания (ПЭС). С помощью разработанного алгоритма обработан массив данных многопозиционных наблюдений вариаций ПЭС над Антарктическим полуостровом, полученный с апреля 2009 по июнь 2010 г. Исследованы суточные зависимости частоты появления, скорости и направления движения среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). Статистический анализ полученных результатов показал, что в дневное время ПИВ распространяются преимущественно в северном и северо-восточном направлениях. В вечернее и ночное время преобладающим является северо-западное направление. Характерные скорости перемещения ионосферных неоднородностей лежат в диапазоне $10 \div 250$ м/с. Наиболее вероятные значения скорости составляют десятки метров в секунду, а средние равны примерно $100 \div 130$ м/с. В дневное время ионосферные возмущения распространяются с более высокими скоростями, чем ночью.

Ключевые слова: ионосферные неоднородности, полное электронное содержание, ГНСС диагностика, среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения

1. Введение

Изучение неоднородной структуры и динамики ионосферы, а также ее реакции на воздействия различных возмущающих факторов является актуальной и важной задачей физики атмосферы Земли. Такие исследования представляют также интерес и с прикладной точки зрения, поскольку неоднородности электронной концентрации оказывают существенное влияние на ионосферное распространение радиосигналов различных диапазонов, что необходимо учитывать при эксплуатации и разработке наземных и спутниковых систем связи, локации, навигации и т. д.

Верхняя атмосфера Земли подвергается воздействию большого числа случайных и квазирегулярных факторов, таких как спорадическая активность Солнца [1], мощные атмосферные процессы [2, 3], солнечный терминатор [4], антропогенная деятельность [5, 6], авроральная активность [7, 8] и т. д. В результате в ионосфере

возникает широкий спектр пространственных масштабов неоднородностей Λ (от десятков сантиметров до тысяч километров), движущихся со скоростями V от долей метра до километров в секунду [9]. Особое место среди всего многообразия плазменных возмущений занимают волновые процессы с характерными масштабами $\Lambda > 10$ км и периодами $T > 10$ мин. К ним, прежде всего, относятся перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ), которые являются следствием распространения атмосферных гравитационных волн (АГВ) [10] на ионосферных высотах. Являясь одними из наиболее энергонесущих процессов, такие волновые возмущения играют существенную роль в динамике ионосферы, а также в энергетическом обмене и взаимодействии различных областей верхней атмосферы, определяя в значительной мере состояние “космической погоды”. Поэтому изучение динамики ионосферных неоднородностей и разработка новых методов их диагностики важны как для фундаментальных, так и для приклад-

© В. Г. Галушко, А. А. Сопин, Ю. М. Ямпольский, 2012

ных исследований и вызывают активный интерес ученых во всем мире.

Для исследования ионосферных неоднородностей обычно применяются методы дистанционного зондирования с использованием когерентных радаров (в частности ионозондов) [11, 12], многочастотных доплеровских установок [13], радаров некогерентного рассеяния [14] и т. д. В последнее время широкое применение находят диагностические методы, основанные на измерении полного электронного содержания (ПЭС) с помощью ГНСС [15–18]. На сегодняшний день имеется свободный доступ к 30-секундным данным измерений ПЭС мировой сети перманентных ГНСС станций, что позволяет изучать неоднородную структуру ионосферы и восстанавливать ее параметры в глобальных масштабах с высоким пространственно-временным разрешением. Такие исследования интенсивно ведутся в средних широтах, где имеется густая сеть ГНСС станций [18], в то время как в высоких широтах, особенно в южном полушарии, они единичны. Вместе с тем мониторинг ионосферных неоднородностей в этих регионах, и в частности над Антарктическим полуостровом и его тихоокеанским побережьем, представляет особый интерес по нескольким причинам. Во-первых, Антарктический полуостров расположен сравнительно недалеко от полярного каспа, в окрестности которого генерируются крупномасштабные возмущения ионосферы за счет высыпания частиц во время магнитных бурь. Во-вторых, эта область находится в высоких географических и средних геомагнитных широтах, что в существенной мере определяет особенности динамики ионосферных неоднородностей в этом месте. Кроме того, здесь существует уникальная система термосферных ветров, с которой связывают возникновение “аномалии моря Уэдделла” [19], состоящей в инверсии суточного хода электронной концентрации (максимум концентрации наблюдается в ночное время, а минимум – днем). В-третьих, Антарктический полуостров является одним из наиболее метеорологически активных регионов на земном шаре, что делает его весьма удобным для исследования тропосферно-ионосферных связей и процессов переноса погодных возмущений от поверхности Земли на ионосферные высоты [3].

В 2009 г. в рамках международных проектов “The Polar Earth Observing Network” и “Larsen Ice Shelf System Antarctica” в регионе Антарктического полуострова были установлены три новые перманентные ГНСС станции: VNAD (65.25° с. ш., 64.25° з. д.), DUPT (64.81° ю. ш., 62.82° з. д.) и HUGO (64.57° ю. ш., 65.40° з. д.). Таким образом, с учетом уже существовавшей станции PALM (64.78° ю. ш., 64.05° з. д.) появилась возможность исследования ионосферных неоднородностей по данным многопозиционных измерений ПЭС. Например, в работе [17] был применен метод кросскорреляционного анализа для определения направлений и скоростей движения среднемасштабных ионосферных возмущений по данным о вариациях ПЭС, полученным на станциях VNAD, DUPT и PALM с апреля 2009 г. по июнь 2010 г. (всего 450 дней наблюдений). Обработка всего массива данных позволила авторам исследовать суточные зависимости параметров неоднородностей и обнаружить некоторые закономерности в их поведении. Следует отметить, что в рамках статистического подхода, использованного в [17], для получения отдельных значений (отсчетов) скорости и направления движения неоднородностей предполагается вычисление взаимных корреляционных функций флуктуаций ПЭС в пространственно разнесенных точках. Это требует усреднения по достаточно длинным интервалам времени (3.5 ч и больше), равным времени пролета (наблюдения) соответствующего навигационного спутника. Поэтому в [17] рассматривались всего четыре шестичасовых интервала, т. е. анализ суточных зависимостей был достаточно грубым. Кроме того, при оценке параметров ионосферных неоднородностей не учитывалось движение спутников (перемещение подионосферной точки). Вследствие этого полученные результаты относятся только к неоднородностям, скорости которых существенно превышали скорость движения подионосферных точек ($50 \div 70$ м/с).

В настоящей работе тот же 450-дневный массив данных обработан в рамках динамического подхода, обобщенного на случай произвольной формы ионосферных возмущений. Это позволило восстанавливать характеристики среднемасштабных ионосферных возмущений с более высоким временным разрешением (порядка 30 с), а также

учесть движение подионосферных точек. Проведен более детальный анализ суточных зависимостей параметров ионосферных неоднородностей над Антарктическим полуостровом, результаты которого представлены ниже.

2. Метод восстановления параметров ионосферных неоднородностей

Как известно [18], измерения разности фаз сигналов ГНСС на двух когерентных частотах позволяют определить интегральное содержание электронов I_{sl} вдоль радиолуча между спутником и приемником. Для интерпретации полученных данных в большинстве случаев используется модель ионосферы в виде бесконечно тонкого слоя, расположенного на высоте H над поверхностью Земли, т. е. измеренное значение I_{sl} приписывается точке пересечения луча зрения “спутник – приемник” с данным слоем. При исследовании ионосферных возмущений, как правило, ограничиваются достаточно большими углами места спутников, $\epsilon_s > 30^\circ$. Тогда координаты этой точки вычисляются в предположении плоских Земли и ионосферы по формулам (см. рис. 1, а, где ГНСС приемник расположен в начале системы координат, ось y направлена на север):

$$\begin{aligned} x_p(t) &= H \operatorname{ctg} \epsilon_s(t) \sin \alpha_s(t), \\ y_p(t) &= H \operatorname{ctg} \epsilon_s(t) \cos \alpha_s(t) \\ \text{и } z_p &= H, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha_s(t)$ и $\epsilon_s(t)$ – соответственно азимут и угол места спутника, зависящие в общем случае от времени t . Заметим, что $x_p(t)$ и $y_p(t)$ являются координатами так называемой подионосферной точки, т. е. проекции точки пересечения луча зрения “спутник – приемник” со слоем на поверхность Земли. Выбор высоты ионосферного слоя H варьируется в широких пределах, от 300 ÷ 400 км – высоты главного максимума ионизации, дающего наибольший вклад в вариации ПЭС [18], и до 200 км [15] – высоты, на которой выполняются наиболее благоприятные условия для распространения АГВ и их взаимодействия с заряженными частицами.

Таким образом, при пролете ГНСС спутника над станцией получают временной ряд наклонного ПЭС $I_{sl}(t)$, значения которого с целью нормировки пересчитываются в вертикальное ПЭС

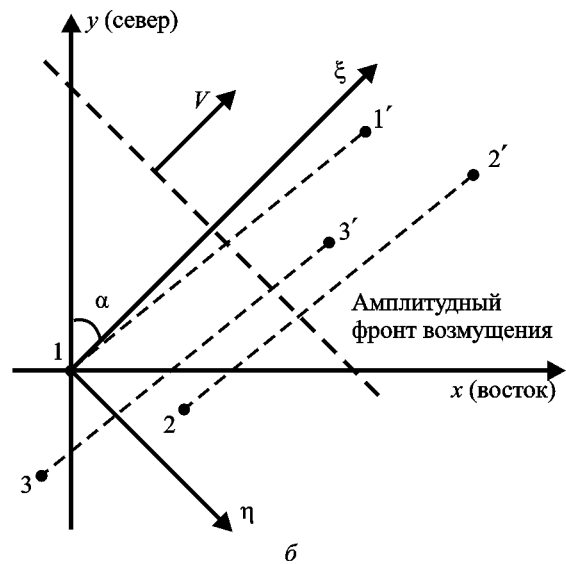
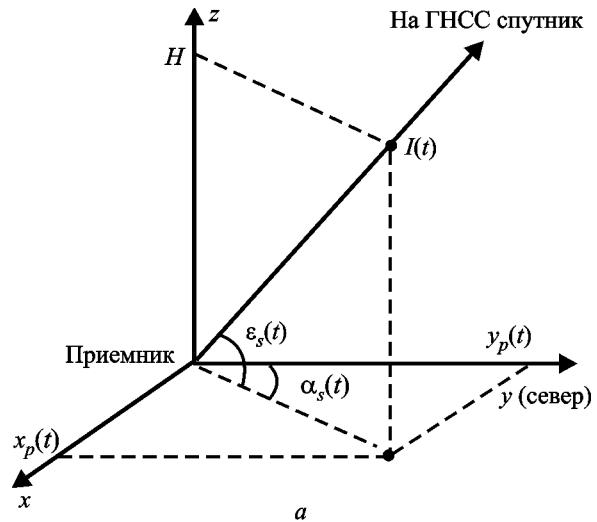


Рис. 1. Геометрия измерений ПЭС (а) и постановка задачи определения параметров ионосферных неоднородностей (б). Цифрами 1, 2 и 3 обозначены позиции ГНСС станций, а цифрами со штрихами – положения соответствующих подионосферных точек

$I_v(t)$ по формуле (напомним, что сферичность Земли не учитывается)

$$I_v(t) = I_{sl}(t) \sin \epsilon_s(t). \quad (2)$$

Затем из $I_v(t)$ удаляется медленный тренд $I_0(t)$, связанный, в основном, с регулярными изменениями электронной концентрации (суточная и широтная зависимости), а также с движением спутника. Полученные в конечном результате временные ряды центрированных вариаций ПЭС $I(t) = I_v(t) - I_0(t)$ используются для оценки параметров ионосферных неоднородностей по данным

многопозиционных ГНСС измерений. При этом, как правило, предполагается, что возмущение имеет плоский амплитудный фронт и движется “замороженным” образом [18] (см. рис. 1, б).

Существует два основных подхода к решению задачи диагностики ионосферных неоднородностей по данным ГНСС измерений, статистический и динамический [15, 18]. В первом случае с помощью кросскорреляционного анализа вычисляются временные сдвиги между вариациями ПЭС, наблюдаемыми как минимум на трех пространственно разнесенных ГНСС станциях во время пролета одного спутника. Расстояние между станциями при этом должно быть меньше половины характерной длины волны Λ возмущения для однозначного определения временных задержек, которые используются для оценки направления и скорости движения ионосферных неоднородностей по известным формулам [15, 18]. Можно показать, что точность такого статистического восстановления зависит от соотношения скоростей движения подионосферной точки $\vec{V}_p(t)$ и возмущения \vec{V} . Для этого зададим ионосферное возмущение в виде плоской волны, движущейся “замороженным” образом со скоростью V вдоль оси ξ (см. рис. 1, б), т. е. $I(\xi, t) = I(\xi - Vt)$. Будем полагать, что $I(\xi, t)$ является стационарной статистически однородной функцией с нулевым средним. В системе координат x, y , повернутой относительно системы координат η, ξ на угол α , имеем $I(x, y, t) = I(x \sin \alpha + y \cos \alpha - Vt)$. Тогда вариации ПЭС $I_i(t)$ в i -м пункте наблюдения с координатами x_{0i}, y_{0i} ($i = 1, 2, 3$ на рис. 1, б) можно представить в виде

$$I_i(t) = I\left[(x_{0i} + x_p(t)) \sin \alpha + (y_{0i} + y_p(t)) \cos \alpha - Vt\right], \quad (3)$$

где $x_p(t)$ и $y_p(t)$ определяются выражением (1). Заметим, что здесь мы пренебрегли отличием в геометрии расположения приемных пунктов (точки 1, 2 и 3 на рис. 1, б) и соответствующих подионосферных точек (точки 1', 2' и 3'), поскольку расстояние до спутника (~ 20000 км) значительно больше разнеса ГНСС станций (десятки–сотни километров) и высоты H . Стандартная процедура оценки взаимной корреляционной функции $\hat{K}_{ij}(t, \tau)$ флуктуаций ПЭС, измеряемых в пунктах i и j , записывается следующим образом:

$$\hat{K}_{ij}(t, \tau) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} I_i(t') I_j(t' + \tau) dt', \quad (4)$$

где интервал интегрирования T обычно выбирается равным времени наблюдения ГНСС спутника под достаточно высокими углами места, например, $\epsilon_s > 30^\circ$. Подставляя (3) в (4) и выполняя статистическое усреднение левой и правой частей, получим

$$\begin{aligned} \langle \hat{K}_{ij}(t, \tau) \rangle = & \frac{1}{T} \int_t^{t+T} K_I \left\{ \left[(x_{0j} - x_{0i}) + \right. \right. \\ & \left. \left. + (x_p(t' + \tau) - x_p(t')) \right] \sin \alpha + \left[(y_{0j} - y_{0i}) + \right. \right. \\ & \left. \left. + (y_p(t' + \tau) - y_p(t')) \right] \cos \alpha - V\tau \right\} dt', \quad (5) \end{aligned}$$

где $K_I\{\dots\}$ – автокорреляционная функция флуктуаций ПЭС.

Из (5) видно, что оценка (4) в среднем стремится к интегралу от автокорреляционной функции флуктуаций ПЭС по интервалу времени T , т. е. к некоторому среднему ее значению на этом интервале. Кроме того, она зависит не только от разностной координаты τ , но и от времени t , несмотря на то что ионосферное возмущение предполагалось статистически однородным и стационарным. Отсюда следует, что функция $\hat{K}_{ij}(t, \tau)$ вполне может служить мерой схожести флуктуаций ПЭС в пространственно разнесенных пунктах, т. е. для проверки адекватности модели (“замороженный перенос”, плоский фронт возмущения). Однако определение временных сдвижек τ по положению ее максимума может приводить к существенным погрешностям оценки параметров ионосферных неоднородностей, особенно при сравнительно небольших скоростях их движения $V \leq V_p$. Следует также заметить, что применение статистического подхода требует выполнения условия “замороженного переноса” возмущения для всего интервала времени T , что делает его малоприменимым для исследования процессов со сравнительно быстро изменяющимися параметрами.

Более благоприятным является случай равномерного и прямолинейного движения подионосферной точки. Тогда, выражая координаты подионосферной точки в (5) через соответствующие проекции \vec{V}_p , $x_p(t) = V_{px}t$ и $y_p(t) = V_{py}t$, получим

$$\langle \hat{K}_{ij}(t, \tau) \rangle = \langle \hat{K}_{ij}(\tau) \rangle = K_I [(x_{0j} - x_{0i}) + (y_{0j} - y_{0i}) + (V_{px} \sin \alpha + V_{py} \cos \alpha - V)\tau].$$

Видно, что оценка (4) в среднем стремится к автокорреляционной функции возмущения, положение максимума которой $\tau_{ij \max}$ находится из уравнения

$$(x_{0j} - x_{0i}) + (y_{0j} - y_{0i}) + (V_{px} \sin \alpha + V_{py} \cos \alpha - V)\tau_{ij \max} = 0.$$

Таким образом, измеряя временные сдвиги $\tau_{ij \max}$ между вариациями ПЭС в трех пространственно разнесенных пунктах, можно составить систему двух уравнений для определения скорости и направления движения ионосферных неоднородностей.

К сожалению, в случае ГНСС диагностики подионосферные точки движутся, как правило, неравномерно вдоль криволинейных траекторий. Поэтому многие авторы просто пренебрегают их движением, полагая $V \gg V_p$. Например, в работе [17] анализировались случаи только сравнительно небольших сдвижек $\tau_{ij \max}$, значения которых с определенными оговорками соответствуют $V \geq 100 \div 150$ м/с. Очевидно именно этим объясняются несколько завышенные оценки средних скоростей движения среднemasштабных ионосферных возмущений, полученные авторами.

Рассмотрим теперь динамический подход к решению задачи ГНСС диагностики ионосферных неоднородностей. Достаточно подробный анализ основных методов и алгоритмов определения параметров ионосферных неоднородностей в рамках такого подхода приведен в монографии [18]. Все они основаны на использовании пространственных и временных производных флуктуаций $I(x, y, t)$, вычисленных в точке с горизонтальными координатами $x_p(t)$, $y_p(t)$. Это позволяет оценивать направление и скорость перемещения ионосферных возмущений в дискретные моменты времени t_n , кратные шагу дискретизации ПЭС данных, а следовательно, исследовать волновые процессы со сравнительно быстро изменяющимися во времени параметрами. Кроме того, в рамках динамического подхода достаточно просто учитывается движение подионосферных точек. Следует заметить, что фор-

мулы для расчета параметров движения ионосферных неоднородностей, представленные в [18], получены для модельного представления $I(x, y, t)$ в виде плоской бегущей волны

$$I(x, y, t) = I_0 \sin \left[\frac{2\pi}{\Lambda} (x \sin \alpha + y \cos \alpha - Vt) \right], \quad (6)$$

где I_0 , Λ , α и V – амплитуда, длина волны, направление и скорость движения возмущения ПЭС соответственно. На самом же деле ионосферные возмущения, как правило, представляют собой цуги волн, т. е. волновые пакеты. Поэтому для выделения доминирующих составляющих применяют различные методы спектрального анализа (см., например, [15, 20]). Однако можно показать, что использование, например, стандартного преобразования Фурье не вполне корректно в случае ГНСС диагностики. Для этого представим $I(x, y, t)$ в виде спектрального разложения

$$I(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_I(\Omega', \vec{K}) e^{i\Omega' t} e^{-i\vec{K} \vec{r}} d\Omega' d\vec{K},$$

где Ω' – циклическая частота, \vec{K} – волновой вектор, а $\vec{r} = \{x, y\}$.

Тогда, учитывая, что $I(x, y, t) = I(x \sin \alpha + y \cos \alpha - Vt)$, спектр вариаций ПЭС в пункте 1 (см. рис. 1, б) можно записать следующим образом:

$$S_I(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\Omega t} dt \times \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}_I(K) e^{-iK[x_p(t) \sin \alpha + y_p(t) \cos \alpha - Vt]} dK. \quad (7)$$

Здесь $\vec{r}_p(t) = \{x_p(t), y_p(t)\}$, где $x_p(t)$ и $y_p(t)$ определяются выражением (1), а $\tilde{S}_I(K)$ – пространственный спектр возмущения

$$\tilde{S}_I(K) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I(\rho) e^{-iK\rho} d\rho.$$

Из выражения (7) видно, что $S_I(\Omega)$ в общем случае представляет собой искаженный спектр флуктуаций $I(x, y, t)$, поскольку нет однозначного соответствия между временными гармониками флуктуаций ПЭС в пункте 1 и пространственными гар-

мониками возмущения. Более простая ситуация наблюдается при равномерном и прямолинейном движении подионосферной точки:

$$x_p(t) = x_p^0 + V_{px}t \quad \text{и} \quad y_p(t) = y_p^0 + V_{py}t,$$

где x_p^0, y_p^0 – координаты подионосферной точки в момент времени $t=0$, а V_{px}, V_{py} – проекции скорости ее движения на соответствующие оси координат. В этом случае можно показать, что

$$S_1(\Omega) = \frac{1}{V - V_p \cos(\varphi - \alpha)} \times \\ \times \tilde{S}_I \left(\frac{\Omega}{V - V_p \cos(\varphi - \alpha)} \right) e^{-i \frac{\Omega(x_p^0 \sin \alpha + y_p^0 \cos \alpha)}{V - V_p \cos(\varphi - \alpha)}},$$

где V_p и φ – соответственно модуль скорости и направление движения подионосферной точки. Видно, что спектр $S_1(\Omega)$ определяется пространственным спектром возмущения, аргумент которого зависит от проекции скорости перемещения подионосферной точки на направление распространения возмущения. Иными словами, частота вариаций ПЭС в пункте 1 зависит от соотношения между V и $V_p \cos(\varphi - \alpha)$, что вполне понятно из простых физических соображений.

Вместе с тем применение спектрального анализа в рамках динамического подхода не является необходимым, т. к. он легко обобщается на случай произвольной формы возмущения ПЭС в виде $I(x, y, t) = I(x \sin \alpha + y \cos \alpha - Vt)$. Пусть в каждый момент времени t в точке $(x_p(t); y_p(t))$ измеряются временная, $dI(x, y, t)/dt = I'(t)$, и пространственные, $\partial I(x, y, t)/\partial x \equiv \gamma_x(t)$ и $\partial I(x, y, t)/\partial y \equiv \gamma_y(t)$, производные вариаций ПЭС. Учитывая, что $\gamma_x = \gamma \sin \alpha$ и $\gamma_y = \gamma \cos \alpha$, где γ – производная от $I(x, y, t)$ в направлении распространения возмущения, а $I'(t)$ можно записать как

$$I'(t) = \gamma(t) \left[\frac{dx_p(t)}{dt} \sin \alpha(t) + \frac{dy_p(t)}{dt} \cos \alpha(t) - V(t) \right],$$

мы имеем систему трех уравнений относительно $\alpha(t)$, $V(t)$ и $\gamma(t)$. Заметим, что $dx_p(t)/dt$ и $dy_p(t)/dt$ полагаются известными и могут быть рассчитаны с использованием формул (1). Решение данной системы записывается следующим образом:

$$\gamma(t) = \pm \sqrt{\gamma_x^2(t) + \gamma_y^2(t)},$$

$$\sin \alpha(t) = \gamma_x(t)/\gamma(t) \quad \text{и} \quad \cos \alpha(t) = \gamma_y(t)/\gamma(t), \quad (8)$$

$$V(t) = \frac{1}{\gamma(t)} \left[\gamma_x(t) \frac{dx_p(t)}{dt} + \gamma_y(t) \frac{dy_p(t)}{dt} - I'(t) \right],$$

где знак $\gamma(t)$ выбирается из условия $V(t) \geq 0$.

Очевидно, что погрешность восстановления характеристик ионосферных возмущений зависит от точности измерений ПЭС. В качестве примера оценим погрешность определения направления движения неоднородностей σ_α . Для этого представим величины γ_x и γ_y в виде суммы истинных значений, γ_{x0} и γ_{y0} , и случайных ошибок измерений, $\delta\gamma_x$ и $\delta\gamma_y$. Тогда на основании (8) можно записать

$$\sin(\alpha_0 + \delta\alpha) = \frac{\gamma_{x0} + \delta\gamma_x}{\sqrt{(\gamma_{x0} + \delta\gamma_x)^2 + (\gamma_{y0} + \delta\gamma_y)^2}}, \quad (9)$$

где α_0 – истинное направление движения, а $\delta\alpha$ – погрешность его оценки. Здесь и далее для сокращения записи аргумент t опущен. Обозначив $\gamma_0 = \sqrt{\gamma_{x0}^2 + \gamma_{y0}^2}$ и положив $|\delta\alpha|$, $|\delta\gamma_x|/\gamma_0$ и $|\delta\gamma_y|/\gamma_0$ достаточно малыми величинами,

$$|\delta\alpha|, |\delta\gamma_x|/\gamma_0, |\delta\gamma_y|/\gamma_0 \ll 1,$$

линеаризуем левую и правую часть выражения (9). В результате получим

$$\delta\alpha = \cos \alpha_0 \frac{\delta\gamma_x}{\gamma_0} - \sin \alpha_0 \frac{\delta\gamma_y}{\gamma_0}.$$

Будем считать, что погрешности измерения γ_x и γ_y одинаковы и статистически независимы, т. е.

$$\sigma_{\gamma_x}^2 \equiv \langle \delta\gamma_x^2 \rangle = \sigma_{\gamma_y}^2 \equiv \langle \delta\gamma_y^2 \rangle = \sigma_\gamma^2 \quad \text{и} \quad \langle \delta\gamma_x \delta\gamma_y \rangle = 0.$$

Тогда дисперсию оценки направления распространения неоднородностей, $\sigma_\alpha^2 = \langle \delta\alpha^2 \rangle$, можно записать следующим образом:

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{\sigma_\gamma^2}{\gamma_0^2}.$$

Видно, что погрешность определения α возрастает с уменьшением $|\gamma_0|$. Поэтому представ-

ляется целесообразным ввести критерий отбора данных измерений ПЭС, исходя из требуемой точности восстановления параметров неоднородностей. Например, для обеспечения $\sigma_\alpha \leq 10^\circ$ необходимо выполнение условия

$$|\gamma_0| \geq 5.7\sigma_\gamma. \quad (10)$$

Заметим, что все оценки направления и скорости движения неоднородностей ПЭС, представленные в разделе 4, получены по формулам (8) с использованием критерия (10). Методика обработки исходных данных описана в следующем разделе.

3. Методика обработки экспериментальных данных

Для восстановления параметров среднemasштабных ионосферных неоднородностей по алгоритму (8) использовались 30-секундные данные перманентных ГНСС станций PALM, DUPT и VNAD, полученные с апреля 2009 г. по июнь 2010 г. (всего 450 дней наблюдений). Анализ геофизической обстановки показал, что рассматриваемый интервал времени характеризовался низкой солнечной активностью. Дни с повышенной геомагнитной активностью ($K_p > 3$) составляют примерно 6 % от общего времени наблюдений. Схематически расположение приемных позиций показано на рис. 1, б, где станции PALM, DUPT и VNAD обозначены цифрами 1, 2 и 3 соответственно. Характерный разнос между пунктами $L \sim 50$ км.

Предварительная обработка данных измерений состояла в следующем. Временные ряды наклонного ПЭС, полученные во время пролета каждого спутника, пересчитывались в вертикальные значения по формуле (2). При этом ограничивались значениями угла места $\varepsilon_s(t) > 30^\circ$, что позволяло использовать приближение плоского ионосферного слоя. Высота расположения слоя H задавалась равной 350 км. Для удаления медленного тренда, связанного с регулярными изменениями электронной концентрации и движением спутника, применялась стандартная процедура вычитания функции тренда из исходных вариаций ПЭС. В качестве функции тренда использовался полином 10-й степени, коэффициенты которого находились методом наименьших квадратов. С целью уменьшения вклада высокочастотной составляющей, обусловленной в основном погреш-

ностью измерений, полученные ряды сглаживались скользящим окном шириной $T_w = 5.5$ мин. Ширина окна выбиралась из соображений минимального искажения спектральных составляющих возмущений ПЭС, соответствующих АГВ. Как известно [4], периоды АГВ T_a удовлетворяют неравенству $T_a \geq T_B$, где T_B – период Брента-Вяйсяля, равный примерно 8 ÷ 10 мин на ионосферных высотах. Очевидно, что максимальное уменьшение периода наблюдаемых вариаций ПЭС T_{ob} по сравнению с истинным периодом возмущения $T_d = \Lambda/V$ (Λ – характерный пространственный масштаб возмущения) происходит при встречном движении подионосферной точки и ионосферной неоднородности. В этом случае имеем

$$T_{ob} = \frac{\Lambda}{V + V_p} = \frac{T_d}{1 + V_p T_d / \Lambda}.$$

Полагая $T_d = T_B = 8$ мин, $\Lambda = 200$ км и $V_p = 100$ м/с, получим $T_{ob} \approx 387$ с, т. е. $T_w < T_{ob}$. Следовательно, сглаживание 5.5-минутным окном не приведет к потере АГВ составляющих.

Важной проблемой является идентификация (обнаружение) волнообразных возмущений ПЭС на фоне вариаций другой природы, например, мелкомасштабных неоднородностей. Поскольку волновые структуры ионосферной плазмы характеризуются протяженными амплитудными фронтами, взаимная корреляция K_{ij} соответствующих флуктуаций ПЭС в пространственно разнесенных пунктах i и j должна быть достаточно высокой. Поэтому при дальнейшей обработке полагалось, что наблюдаемые вариации ПЭС обусловлены волновыми процессами, если выполняется следующее условие:

$$K_{ij} \geq 0.5 \quad \text{при } i, j = 1, 2, 3. \quad (11)$$

Отобранные в соответствии с критерием (11) ряды флуктуаций ПЭС использовались для определения скорости $V(t)$ и направления $\alpha(t)$ движения ионосферных неоднородностей по формулам (8). Входящие в (8) величины $I'(t)$, $\gamma_x(t)$ и $\gamma_y(t)$ вычислялись в дискретные моменты времени $t = t_n$ в предположении, что характерный пространственный масштаб возмущений ПЭС Λ значительно больше разнosa ГНСС станций L , а скорость $V(t_n)$ удовлетворяет условию $V(t_n)\Delta t \ll \Lambda$, где $\Delta t = t_n - t_{n-1} = 30$ с – интервал времени меж-

ду соседними отсчетами ПЭС. Таким образом, имеем:

$$I_1'(t_n) \approx \frac{I_1(t_n) - I_1(t_{n-1})}{\Delta t},$$

$$\gamma_x(t_n) \approx \frac{y_3(I_2(t_n) - I_1(t_n)) - y_2(I_3(t_n) - I_1(t_n))}{x_2 y_3 - x_3 y_2},$$

$$\gamma_y(t_n) \approx \frac{x_2(I_3(t_n) - I_1(t_n)) - x_3(I_2(t_n) - I_1(t_n))}{x_2 y_3 - x_3 y_2},$$
(12)

где x_i , y_i – координаты соответствующих ГНСС станций (см. рис. 1, б).

Погрешность определения наклонов σ_γ можно оценить по формуле $\sigma_\gamma^2 \approx 2\sigma_I^2/L^2$, где σ_I – погрешность измерения наклонного ПЭС, равная 10^{-2} TECU (TECU = 10^{16} м⁻²) при 30-секундном усреднении [18]. Тогда условие (10) принимает следующий вид:

$$|\gamma| \approx |\gamma_0| \geq 15 \cdot 10^{-4} \text{ TECU/км.} \quad (13)$$

Очевидно, что использование приближенных формул (12) для вычисления $I'(t)$, $\gamma_x(t)$ и $\gamma_y(t)$ увеличивает погрешность восстановления параметров ионосферных неоднородностей. Поэтому с целью исследования точности и эффективности разработанного алгоритма был проведен ряд численных экспериментов для модели возмущения ПЭС в виде плоской монохроматической волны (6). Расчеты $I'(t)$, $\gamma_x(t)$ и $\gamma_y(t)$ выполнялись по формулам (12) для истинных координат ГНСС станций PALM, DUPT и VNAD и реальных траекторий движения подионосферных точек, рассчитанных для нескольких пролетов GPS спутников. Анализ результатов численных экспериментов для различных длин волн Λ , направлений α и скоростей V показал, что параметры движения ионосферных неоднородностей восстанавливаются с достаточно высокой точностью. Так, например, для возмущений ПЭС с пространственными масштабами Λ больше 200 км и скоростями движения V свыше 10 м/с погрешность определения азимута, при выполнении условия (13), составляет в среднем 10° , а скорости – около 10 %. Таким образом, разработанный метод является эффективным инструментом для диагностики средне- и крупномасштабных волновых процессов в ионосфере.

4. Результаты обработки экспериментальных данных и обсуждение

В качестве примера на рис. 2, а приведены сглаженные вариации ПЭС, полученные 30 апреля 2010 г. на станциях PALM (сплошная кривая), DUPT (штрихпунктирная кривая) и VNAD (штриховая кривая) во время пролета GPS спутника PRN17. Отметим, что здесь и далее используется универсальное время (UT), связанное с локальным (LT) следующим образом: LT = UT – 4 ч. Во всех пунктах отчетливо видны квазипериодические колебания с периодом ~ 40 мин и амплитудой ~ 0.2 TECU. Коэффициенты взаимной корреляции отмеченных вариаций K_{ij} превышают уровень 0.9, т. е. уверенно удовлетворяют условию (11). Таким образом, имеются все основания предположить наличие волнообразного ионосферного возмущения в это время. Гистограммы оценок направления и скорости его движения, полученные с использованием вышерассмотренного метода для данного сеанса наблюдений, представлены на рис. 2, б и 2, в соответственно. Напомним, что параметры неоднородностей ПЭС определялись только по данным, удовлетворяющим условию (13). Как видно из рис. 2, б, имеется выделенное направление распространения со средним значением азимута $\sim 80^\circ$. Наиболее вероятная скорость движения ионосферного возмущения V_{mp} , соответствующая максимуму распределения на рис. 2, в, равна приблизительно 165 м/с, а средняя скорость \bar{V} составила ~ 143 м/с. Заметим, что обработка данных для этого же пролета спутника в рамках статистического подхода [17] дает $V \approx 137$ м/с и $\alpha \approx 62^\circ$, т. е. результаты восстановления двумя методиками находятся в хорошем соответствии. Весьма значительный разброс полученных значений V и α может быть обусловлен пространственно-временной неоднородностью векторного поля скоростей движения ионосферной плазмы. Дело в том, что приведенные оценки получены для интервала времени более двух часов, в течение которого подионосферная точка сместилась примерно на 700 км по широте. Для таких масштабов эффекты пространственно-временной изменчивости параметров ионосферных неоднородностей могут быть достаточно существенными.

Оценим пространственный масштаб Λ возмущения. Это можно сделать, зная, например,

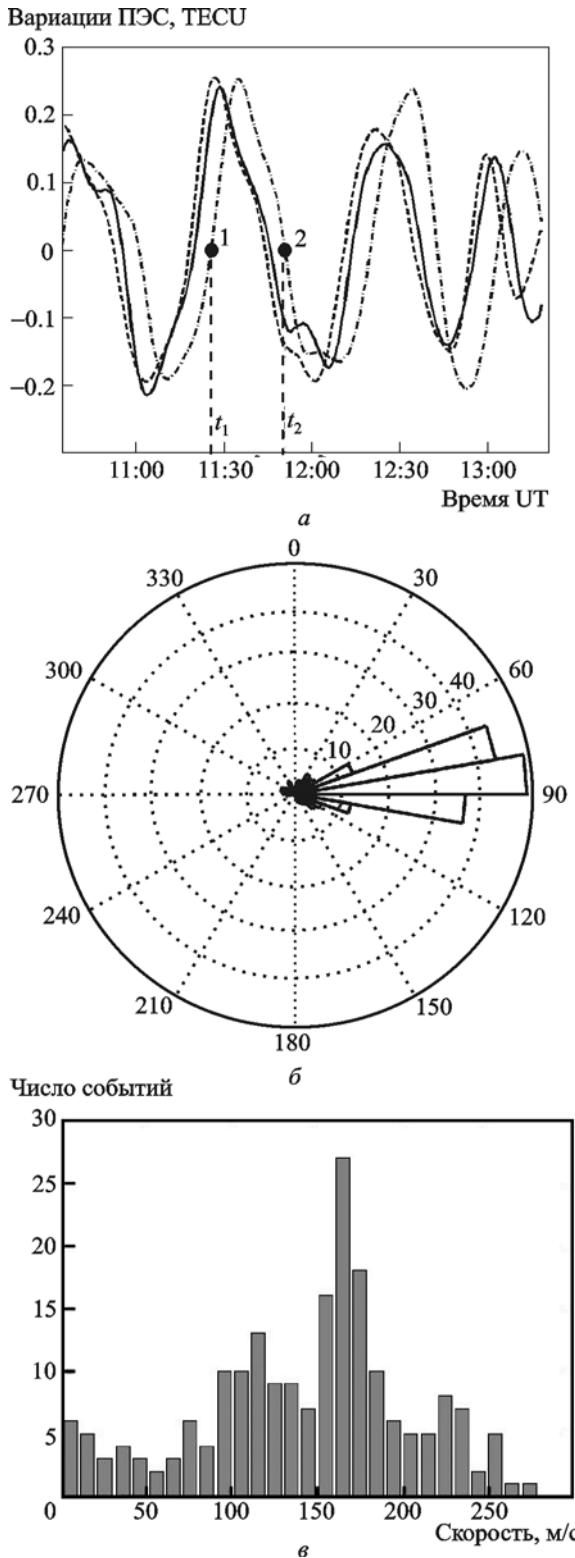


Рис. 2. Сглаженные вариации ПЭС (а), полученные на станциях PALM (сплошная кривая), DUPT (штрихпунктирная кривая) и VNAD (штриховая кривая) во время пролета GPS спутника PRN17 30 апреля 2010 г., а также гистограммы азимутов (б) и скоростей (в) движения ионосферных неоднородностей, восстановленных по формулам (8) с учетом условия (13)

пространственное положение фронтов 1 и 2 (см. рис. 2, а) в момент времени t_2 . Уравнение фронта 2 запишем в виде

$$y = y_p(t_2) - [x - x_p(t_2)] \operatorname{tg} \alpha, \quad (14)$$

а для фронта 1 с учетом его смещения за время $t_2 - t_1$ имеем

$$y = y_p(t_1) + V(t_2 - t_1) \cos \alpha - [x - x_p(t_1) - V(t_2 - t_1) \sin \alpha] \operatorname{tg} \alpha. \quad (15)$$

Вполне очевидно, что расстояние между двумя параллельными прямыми (14) и (15) равно $\Lambda/2$. Таким образом,

$$\Lambda = 2 \left[[x_p(t_2) - x_p(t_1)] \sin \alpha + [y_p(t_2) - y_p(t_1)] \cos \alpha - V(t_2 - t_1) \right]. \quad (16)$$

Подставляя в (16) средние для рассматриваемого интервала времени $[t_1, t_2]$ значения скорости ($\bar{V} = 122$ м/с) и направления движения ($\bar{\alpha} = 85^\circ$), получаем $\Lambda \approx 360$ км, что соответствует среднemasштабным АГВ/ПИВ [18].

Рассмотрим результаты статистической обработки всего 450-дневного массива данных. На рис. 3 приведены среднесуточные вариации интенсивности (пунктирная линия) и частоты появления (сплошная линия) ионосферных неоднородностей. Зависимости построены с дискретностью 1 ч. В качестве меры интенсивности ионосферных возмущений использовалась величина среднеквадратичного отклонения (СКО) вариаций ПЭС, вычисленная для каждого часового интервала k по формуле

$$\sigma_d^{(k)} = \left[\frac{1}{N^{(k)}(K_{ij} \geq 0.5)} \sum_{n=1}^{N^{(k)}(K_{ij} \geq 0.5)} I_n^2 \right]^{1/2}.$$

Здесь $N^{(k)}(K_{ij} \geq 0.5)$ – количество отсчетов ПЭС I_n , полученных в течение данного интервала по всем ГНСС спутникам и удовлетворяющих условию (11). Частота появления (вероятность наблюдения) неоднородностей $P^{(k)}$ рассчитывалась как отношение $P^{(k)} = N^{(k)}(K_{ij} \geq 0.5) / N_{total}^{(k)}$, где $N_{total}^{(k)}$ – полное количество отсчетов ПЭС за рассматриваемый интервал времени.

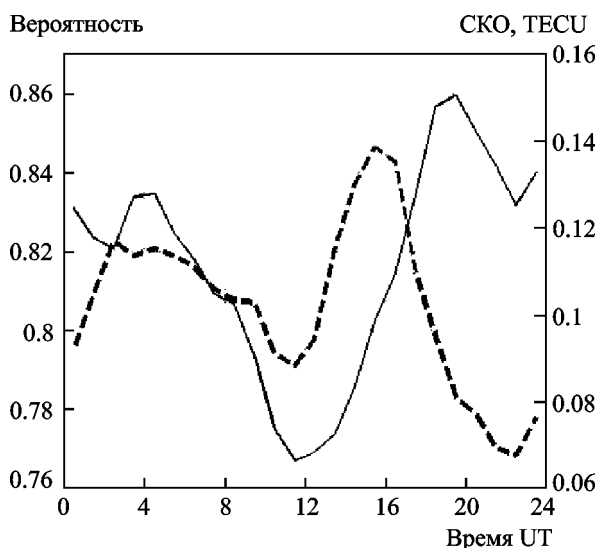


Рис. 3. Среднесуточные вариации интенсивности (пунктирная линия) и частоты появления (сплошная линия) ионосферных неоднородностей

Видно, что суточные зависимости СКО вариаций ПЭС и частоты появления ионосферных неоднородностей в некоторой степени похожи. Так, например, обе зависимости демонстрируют локальное возрастание вблизи местного полудня (16:00 UT) и полуночи (04:00 UT), а около 12:00 UT и 22:00 UT наблюдаются локальные минимумы интенсивности ионосферных возмущений. Заметим, что в работе [21] по данным станции Syowa (69° ю. ш., 39.58° в. д., Антарктида) тоже отмечается наличие двух максимумов вероятности появления среднемасштабных ПИВ, один из которых наблюдался между 14:00 и 16:00 LT, а второй – около полуночи. Авторы работы [15] также указывают на то, что зимой среднемасштабные ПИВ чаще наблюдаются в дневное время, а летом – в ночное. Появление абсолютного минимума вероятности наблюдения волновых возмущений вблизи 12:00 UT может быть связано с суточными вариациями вертикального градиента температуры на высотах средней атмосферы [2]. В дневное время частота Бранта–Вяйсяля в мезосфере понижается за счет разогрева стратосферы (озоносферы) и роста модуля отрицательного градиента температурного профиля в мезосфере. Поэтому наблюдаются минимальная устойчивость мезосферы и в целом менее благоприятные, чем ночью, условия для распространения АГВ снизу вверх на ионосферные высоты. Наличие днев-

ного и ночного максимума в амплитуде возмущений может быть объяснено следующим образом. Как известно [22], в спокойных геомагнитных условиях СКО вариаций ПЭС пропорционально фоновому значению ПЭС. Вследствие “аномалии моря Уэдделла” [19] суточный максимум электронной концентрации в районе Антарктического полуострова в зимнее время наблюдается днем, а в летнее – ночью. Таким образом, вполне возможно, что ночной максимум СКО ПЭС соответствует данным наблюдений в летние месяцы, а дневной – в зимние. Для проверки этого предположения нужно исследовать сезонно-суточные вариации ПЭС, что авторы планируют сделать в ближайшем будущем с использованием уже доступной трехгодичной базы данных.

Рассмотрим теперь суточные зависимости параметров движения ионосферных возмущений. На рис. 4 приведена функция распределения азимута распространения ионосферных неоднородностей в зависимости от времени суток. Ширины элементарных интервалов по времени и углу α составляют 1 ч и 10° соответственно. Значения плотностей вероятности даны в оттенках серого (см. соответствующую шкалу справа). Видно, что в суточной зависимости можно выделить несколько интервалов характерного поведения направления движения возмущений ПЭС. Примерно с 00:00 до 05:00 UT преобла-

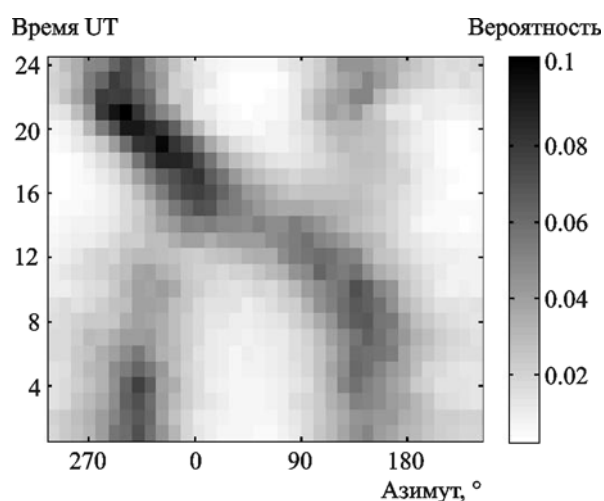


Рис. 4. Функция распределения направления движения ионосферных возмущений в зависимости от времени суток

дающим является северо-западное направление (азимут $\alpha \approx 310^\circ \div 320^\circ$). Затем, приблизительно с 05:00 UT до 10:00 UT, доминирующим постепенно становится юго-восточное направление ($\alpha \approx 130^\circ \div 150^\circ$). Примерно с 11:00 UT и до 20:00 UT наблюдается плавное вращение направления распространения возмущений ПЭС против часовой стрелки от значений $\alpha \approx 140^\circ$ до $\alpha \approx 320^\circ$. В частности, в интервале времени 13:00–14:00 UT преобладает северо-восточный сектор азимутов ($\alpha \in [0^\circ, 90^\circ]$), а с 14:00 UT до 17:00 UT ионосферные возмущения распространяются преимущественно в северном (т. е. экваториальном) направлении ($\alpha \approx -10^\circ \div 10^\circ$). После 17:00 UT и до 19:00 UT происходит дальнейшее смещение максимума распределения азимутов, и примерно в 19:00–20:00 UT восстанавливается северо-западное направление движения ионосферных неоднородностей, которое остается доминирующим до конца суточного цикла. Ширина распределения азимутов в течение суток меняется незначительно и в среднем по уровню 0.7 составляет $40^\circ \div 60^\circ$. Исключением является интервал времени 13:00–14:00 UT, когда ширина функции распределения превышает 90° .

Полученная суточная зависимость направлений движения ионосферных неоднородностей в основном согласуется с результатами ряда исследований, проведенных разными методами как в средних, так и высоких широтах [12, 23, 24]. Например, вращение направления распространения ПИВ над Антарктическим полуостровом в течение суток наблюдалось по данным ВЧ доплеровского радара [24]. Подобный эффект упоминается также в работах [12, 17]. В частности, авторы статьи [12] отмечают, что среднемасштабные ПИВ в начале дня распространялись преимущественно на северо-запад. Около 09:00 LT направление движения изменялось на северо-восточное, а начиная со второй половины дня (примерно с 15:00 LT) ПИВ снова распространялись на север или северо-запад. При этом с 02:00 до 06:00 LT одновременно наблюдалось как северное, так и южное направление распространения возмущений. Эти данные соответствуют результатам наших исследований с учетом соотношения между локальным и мировым временем для Антарктического полуострова (см. рис. 4).

Наблюдаемые преимущественные северо-западное и северное направления движения волновых возмущений могут быть обусловлены эффектами переноса плазмы вдоль магнитных силовых линий Земли. Можно также предположить, что среднемасштабные ПИВ, распространяющиеся в направлении близком к меридиональному (с юга на север), связаны, скорее всего, с авроральной активностью. Что касается суточных вариаций направления движения ионосферных неоднородностей, то, согласно литературным данным, они могут быть вызваны несколькими факторами. Например, в работе [12] предполагается, что вариации направления распространения связаны с магнитными возмущениями, а также с суточными изменениями в электрическом поле ионосферы и распределении токов, вытекающих из магнитосферы в ионосферу вдоль магнитных линий. Поскольку среднемасштабные ПИВ, вероятнее всего, являются ионосферными проявлениями АГВ [25], одна из возможных причин зависимости α от времени суток может быть связана с особенностями распределения термосферного ветра над Антарктическим полуостровом. Так, в работах [18, 26] отмечается, что термосферный ветер может оказывать на АГВ “фильтрующее” воздействие по направлению их распространения, а в [24, 27] показано, что на высотах F-области ионосферы среднемасштабные АГВ/ПИВ обнаруживают тенденцию к распространению против ветра. В работе [28] установлено систематическое направление распространения АГВ из ночного сектора аврорального овала в дневной. При этом часть волновых возмущений над полярными шапками распространяется в направлении на 14–16 часов навстречу глобальному термосферному ветру, который дует из области низких широт. Эти данные не противоречат результатам наших исследований. Однако для их подтверждения необходимо провести подробный анализ суточного поведения термосферных ветров над Антарктическим полуостровом.

Перейдем теперь к анализу скоростей движения возмущений ПЭС. В качестве иллюстрации на рис. 5 представлены типичные совместные функции распределения V и α для интервалов времени, соответствующих характерному поведению направления распространения ионосфер-

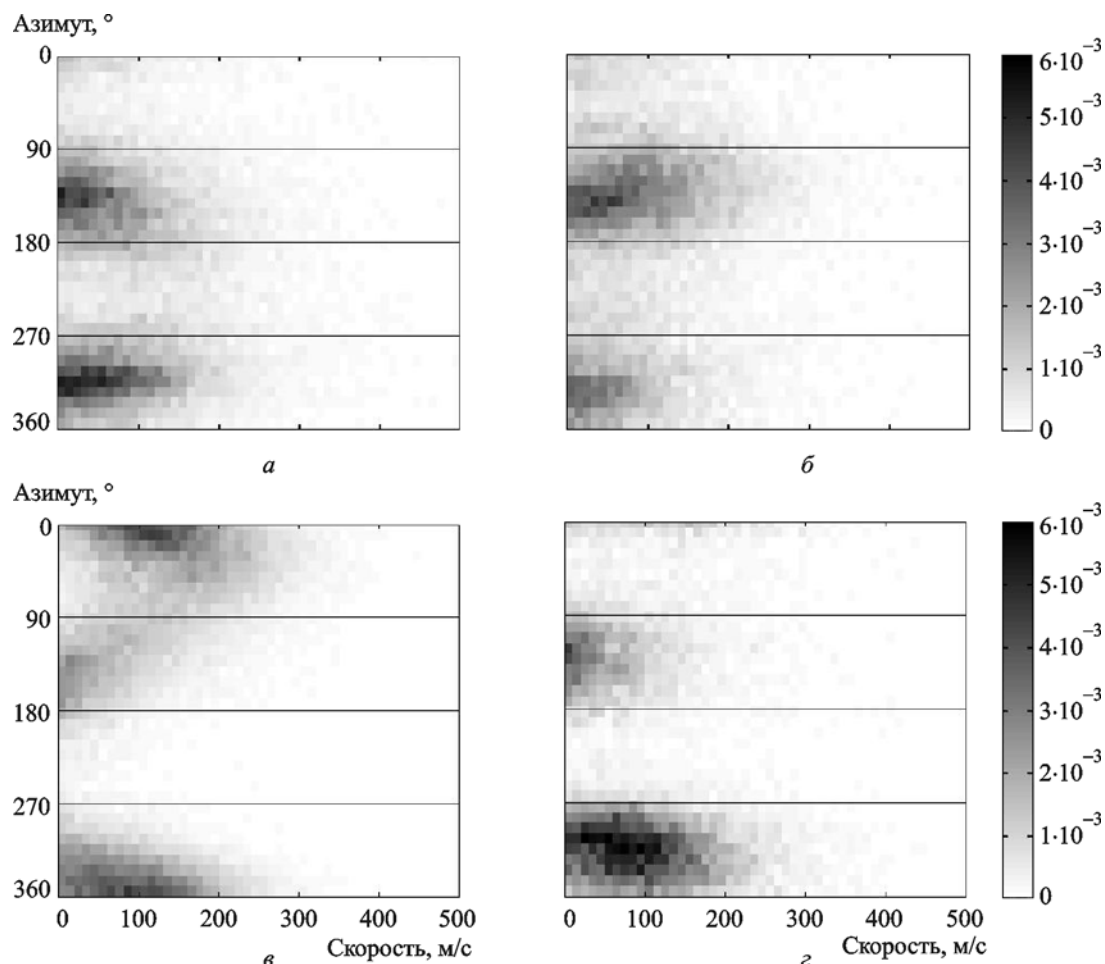


Рис. 5. Совместные функции распределения V и α для интервалов времени 02:00–03:00 UT (а), 08:00–09:00 UT (б), 15:00–16:00 UT (в) и 19:00–20:00 UT (г), соответствующих интервалам времени характерного поведения направления распространения ионосферных неоднородностей

ных неоднородностей. Размер элементарной ячейки составляет 10 м/с по V и 10° по α .

С 00:00 до 10:00 UT значения скорости движения ПИВ изменяется незначительно (см рис. 5, а, б). Например, наиболее вероятная скорость V_{mp} неоднородностей, распространяющихся в северо-западном направлении, уменьшилась примерно с 80 до 50 м/с, а средняя \bar{V} изменилась от 110 до 90 м/с. Для возмущений, движущихся на юго-восток, наблюдается обратная тенденция. Так, наиболее вероятная скорость возросла со значений $V_{mp} \approx 10 \div 50$ м/с до $V_{mp} \geq 50$ м/с. Средние скорости практически не изменились, составляя $80 \div 100$ м/с в интервале времени 00:00–05:00 UT и $95 \div 115$ м/с примерно с 05:00 до 10:00 UT.

Основные вариации скорости распространения неоднородностей наблюдаются между 11:00 и

20:00 UT. Примерно с 12:00 до 16:00 UT средняя скорость увеличивается со 110 до 150 м/с, а значение V_{mp} возрастает до 150 м/с при $\alpha \approx 50^\circ$ (см. рис. 5, в). После 17:00 UT и до 19:00 UT наблюдается постепенное уменьшение V_{mp} и \bar{V} до значений $\sim 70 \div 100$ м/с и $\sim 120 \div 130$ м/с соответственно. Приблизительно к 20:00 UT скорости движения ионосферных неоднородностей возвращаются к значениям, характерным для интервала времени 00:00–05:00 UT (см. рис. 5, а). Так, для северо-западного сектора $\bar{V} \approx 100 \div 110$ м/с и $V_{mp} \approx 50 \div 100$ м/с, а для юго-восточного – $\bar{V} \approx 90$ м/с и $V_{mp} \approx 10 \div 50$ м/с.

Большинство ($\sim 90\%$) полученных оценок скоростей перемещения ионосферных неоднородностей лежит в пределах от 10 до 250 м/с, что соответствует характерным скоростям средне-масштабных ПИВ [15, 18]. Эти результаты со-

гласуются с данными исследований [24], проведенных в районе Антарктического полуострова с использованием сети ВЧ доплеровских радаров. В частности, авторы статьи утверждают, что в спокойных геомагнитных условиях скорости среднемасштабных ПИВ, как правило, меньше 300 м/с. Заметим также, что наиболее вероятные значения скоростей распространения ПИВ в районе Антарктического полуострова, приведенные в [23], совпадают с полученными в настоящей работе средними значениями $\bar{V} \approx 100 \div 130$ м/с. В работе [15] отмечается, что днем скорости движения ионосферных возмущений выше, чем ночью, что также соответствует результатам наших исследований.

Заметим, что длительность светового дня в районе Антарктического полуострова существенно изменяется в течение года, примерно от 3 до 21 ч. Поэтому следует ожидать, что статистические характеристики возмущений ПЭС зависят не только от времени суток, но и от времени года. В этой связи представляется целесообразным провести более детальный анализ суточных вариаций параметров ионосферных возмущений отдельно для разных сезонов.

5. Заключение

Динамический подход к решению задачи ГНСС диагностики ионосферных неоднородностей обобщен на случай модельного представления возмущений ПЭС в виде волнового пакета произвольной формы с плоским амплитудным фронтом. С помощью предложенного алгоритма обработан 450-дневный (апрель 2009 г. – июнь 2010 г.) массив данных многопозиционных измерений ПЭС над Антарктическим полуостровом. Получены оценки скоростей и направлений движения среднемасштабных ионосферных возмущений и исследованы среднесуточные вариации этих параметров. Показано, что примерно с 00:00 до 05:00 UT неоднородности движутся преимущественно в северо-западном направлении. Затем, в интервале 05:00–10:00 UT доминирующим становится юго-восточный сектор. Приблизительно с 11:00 UT наблюдается вращение направления движения возмущений ПЭС против часовой стрелки, которое постепенно меняется на северо-восточное (около 13:00 UT), а затем на северное (около 17:00 UT). Примерно к

20:00 UT восстанавливается исходное северо-западное направление движения ионосферных неоднородностей.

Характерные скорости перемещения ионосферных неоднородностей лежат в диапазоне $10 \div 250$ м/с. Наиболее вероятные скорости движения возмущений V_{mp} составляют десятки метров в секунду, а средние \bar{V} равны примерно $100 \div 130$ м/с. В дневное время скорости движения ионосферных неоднородностей выше, чем в ночное.

В дальнейшем планируется провести анализ сезонно-суточных вариаций характеристик ионосферных неоднородностей с использованием уже доступного трехгодичного массива данных измерений ПЭС. Кроме того, предполагается исследовать реакцию ионосферных неоднородностей на мощные метеорологические и геомагнитные возмущения.

Авторы благодарны В. Г. Безродному и А. В. Зализовскому за полезные замечания и обсуждение результатов работы.

Исследования проведены в рамках ведомственной НИР НАН Украины “Ятаган-2” (номер госрегистрации 0111U000063) при частичной финансовой поддержке НИР НАН Украины “Шпицберген-2012” (номер госрегистрации 0112U004096) и НТР НАНЦ Украины “Телиомакс”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. – М.: Наука, 1969. – 456 с.
2. Зализовский А. В., Ямпольский Ю. М. F-рассеяние как индикатор тропосферно-ионосферного взаимодействия // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 1. – С. 33–42.
3. Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Литвиненко Л. Н., Лизунов Г. В., Гровс К., Молдвин М. Вариации магнитного поля в Антарктике и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, № 2. – С. 130–151.
4. Сомских В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. – Алма-Ата: Наука, 1983. – 192 с.
5. Власов М. Н., Ишанов С. А., Медведев В. В. Моделирование эффектов антропогенных воздействий в сопряженных областях ионосферы и плазмосферы // Космические исследования. – 1994. – Т. 32, № 1. – С. 154–158.
6. Данилов А. А. Популярная аэрономия. – Л.: Гидрометеопиздат, 1989. – 251 с.

7. Ignat'ev V. M. Impulsive Joule heating of the auroral thermosphere as a source of generation of large-scale gravity waves // *Geomag. Aeron.* – 2009. – Vol. 49, No. 2. – P. 227–231.
8. MacDougall J. W. and Jayachandran P. T. Solar terminator and auroral sources for traveling ionospheric disturbances in the midlatitude F region // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 2011. – Vol. 73, Iss. 17–18. – P. 2437–2443.
9. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. – М.: Наука, 1984. – 392 с.
10. Дробжжев В. И. Экспериментальные доказательства теории внутренних гравитационных волн / В. И. Дробжжев // Волновые возмущения в ионосфере. – Алма-Ата: Наука, 1980. – С. 33–50.
11. MacDougall J. W., Hall G. E., and Hayashi K. F region gravity waves in the central polar cap // *J. Geophys. Res.* – 1997. – Vol. 102, No. A7, doi: 10.1029/97JA01076. – P. 14513–14530.
12. He L., Dyson P., Parkinson M., and Wan W. Studies of medium scale travelling ionospheric disturbances using TIGER SuperDARN radar sea echo observations // *Ann. Geophys.* – 2004. – Vol. 22, Is. 12. – P. 4077–4088.
13. Wan W., Yuan H., Ning B., and Liang J. Regional properties of traveling ionospheric disturbances observed in central China // *Adv. Space Res.* – 2000. – Vol. 25, Is. 1. – P. 219–222.
14. Galushko V. G., Paznukhov V. V., Yampolski Y. M., and Foster J. C. Incoherent scatter radar observations of AGW/TID events generated by the moving solar terminator // *Ann. Geophys.* – 1998. – Vol. 16, Is. 7. – P. 821–827.
15. Hernandez-Pajares M., Juan J. M., and Sanz J. Medium-scale traveling ionospheric disturbances affecting GPS measurements: Spatial and temporal analysis // *J. Geophys. Res.* – 2006. – Vol. 111, No. A07S11, doi:10.1029/2005JA011474.
16. Chen W.-Sh., Lee Ch.-Ch., Chu F.-D., and Su Sh.-Y. Spread F, GPS phase fluctuations, and medium-scale traveling ionospheric disturbances over Wuhan during solar maximum // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 2011. – Vol. 73, Is. 4. – P. 528–533.
17. Сопин А. А., Занимонский Е. М., Лисаченко В. Н., Ямпольский Ю. М. Особенности фоновых вариаций полного электронного содержания ионосферы над Антарктическим полуостровом // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2012. – Т. 17, № 1. – С. 49–56.
18. Афраймович Э. Л., Перевалова Н. П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. – Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. – 480 с.
19. Князева М. А., Зубова Ю. В., Намгаладзе А. А. Численное моделирование аномалии моря Уэдделла в поведении F2-области ионосферы // *Вестник МГТУ.* – 2010. – Т. 13, № 4/2. – С. 1068–1077.
20. Wang M., Ding F., Wan W., Ning B., and Zhao B. Monitoring global traveling ionospheric disturbances using the worldwide GPS network during the October 2003 storms // *Earth Planets Space.* – 2007. – Vol. 59, No. 5. – P. 407–419.
21. Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., and Maeno H. NNSA satellite observations of medium-scale travelling ionospheric disturbances at southern high latitudes // *J. Geomagn. Geoelectr.* – 1987. – Vol. 39. – P. 709–721.
22. Perevalova N. P., Polyakova A. S., and Zalozovski A. V. Diurnal variations of total electron content under quiet helio-geomagnetic conditions // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 2010. – Vol. 72, No. 13. – P. 997–1007.
23. Galushko V. G., Kashcheyev A. S., Kashcheyev S. B., Koloskov A. V., Pikulik I. I., Yampolski Y. M., Litvinov V. A., Milinevsky G. P., and Rakusa-Suszczewski S. Bistatic HF diagnostics of TIDs over the Antarctic Peninsula // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 2007. – Vol. 69, Iss. 4–5. – P. 403–410.
24. Crowley G., Jones T. B., and Dudeney J. R. Comparison of short period TID morphologies in Antarctica during geomagnetically quiet and active intervals // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 1987. – Vol. 49, No. 11–12. – P. 1155–1162.
25. Vlasov A., Kauristie K., van de Kamp M., Luntama J.-P., and Pogoreltsev A. A study of Traveling Ionospheric Disturbances and Atmospheric Gravity Waves using EISCAT Svalbard Radar IPY-data // *Ann. Geophys.* – 2011. – Vol. 29, doi:10.5194/angeo-29-2101-2011. – P. 2101–2116.
26. Cowling D. H., Webb H. D., and Yeh K. C. Group rays of internal gravity waves in a wind-stratified atmosphere // *J. Geophys. Res.* – 1971. – Vol. 76, No. 1. – P. 213–220.
27. MacDougall J. W., Li G., and Jayachandran P. T. Traveling ionospheric disturbances near London, Canada // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 2009. – Vol. 71, Iss. 17–18. – P. 2077–2084.
28. Федоренко А. К. Направления распространения акустико-гравитационных волн над полярными шапками Земли // *Космічна наука і технологія.* – 2011. – Т. 17, № 3. – С. 34–44.

В. Г. Галушко, А. О. Сопін, Ю. М. Ямпольський

Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

ДОВОБІ ВАРІАЦІЇ ПАРАМЕТРІВ ІОНОСФЕРНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ЗА ДАНИМИ ВИМІРЮВАНЬ ПЕВ НАД АНТАРКТИЧНИМ ПІВОСТРОВОМ

Динамічний підхід до вирішення задачі ГНСС діагностики іоносферних неоднорідностей узагальнено на випадок довільної форми збурень повного електронного вмісту (ПЕВ). За допомогою розробленого алгоритму оброблення масив даних багатопозиційних спостережень варіацій ПЕВ над Антарктичним півостровом, що був отриманий з квітня 2009 до червня 2010 р. Досліджено добові залежності частоти виникнення, швидкості та напрямку руху середньомасштабних рухомих іоносферних збурень (РІЗ). Статистичний аналіз отриманих результатів показав, що вдень РІЗ поширюються переважно в північному та північно-східному напрямках. У вечірні та нічні години домінуючим є північно-західний напрямок. Характерні швидкості переміщення іоносферних неоднорідностей лежать у діапазоні $10 \div 250$ м/с. Найімовірніші значення швидкості складають десятки метрів на секунду, а середні дорівнюють приблизно $100 \div 130$ м/с. У денний час іоносферні збурення поширюються з більш високими швидкостями, ніж вночі.

V. G. Galushko, A. A. Sopin, and Y. M. Yampolski
Institute of Radio Astronomy, National Academy
of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

DIURNAL VARIATIONS OF THE PARAMETERS
OF IONOSPHERIC DISTURBANCES AS DERIVED
FROM DATA OF TEC MEASUREMENTS
OVER THE ANTARCTIC PENINSULA

The dynamic approach to the problem of GNSS diagnostics of ionospheric disturbances is extended to the case of an arbitrary waveform of perturbations of the Total Electron Content (TEC). The developed algorithm is used for processing a database of multi-site observations of TEC variations over

the Antarctic Peninsula obtained between April 2009 and June 2010. Diurnal dependences of the occurrence frequency and motion velocity and direction of middle-scale traveling ionospheric disturbances (TID) are analyzed. Statistical treatment of the obtained results shows that during daytime the TIDs propagate predominantly in the northern and northeastern directions. In the evening and nocturnal hours the northwestern direction is prevailing. The characteristic motion velocities of ionospheric disturbances range from 10 to 250 m/s. The most probable velocities are tens of meters per second, while the mean values are equal to about $100 \div 130$ m/s. In the daytime ionospheric disturbances propagate at higher velocity than in the nighttime.

Статья поступила в редакцию 21.06.2012