

Эффекты ионосферных декаметровых радиосигналов, вызванные распространением кноидальных волн концентрации электронов

В. Ф. Пушин, Л. Ф. Черногор

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 21 апреля 2008 г.

Проведено численное моделирование доплеровского смещения частоты (ДСЧ) и фактора фокусировки (ФФ) декаметровых радиосигналов, вызванных распространением в ионосфере Земли кноидальных волн концентрации электронов. В качестве модели нелинейных волн выбраны решения эталонного уравнения – уравнения Кортевега–де Вриза. Параметры нелинейных волн (относительная амплитуда возмущений концентрации электронов и период) задавались, исходя из результатов наблюдений. Расчеты выполнены для различных частот и поляризаций зондирующей волны, дневной и ночной моделей ионосферы. Показано, что значения ДСЧ и ФФ вполне достаточны для их измерения. Прохождение кноидальных волн приводит к характерным вариациям ДСЧ и ФФ, что позволяет выделить их на фоне других вариаций. Описаны результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных. Из данных наблюдений определены основные параметры кноидальной волны.

Введение

В последнее время стало ясно, что качественно новое и более глубокое понимание процессов в атмосфере и геокосмосе невозможно без системного подхода к объекту Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера [1-5]. Этот объект представляет собой открытую динамическую нелинейную систему с многочисленными прямыми и обратными связями. Важную роль во взаимодействии подсистем играют волновые процессы. Высокоэнергетические источники генерируют в системе, как правило, нелинейные волны различной физической природы. Такие волны в настоящее время изучены явно недостаточно, особенно в экспериментальном плане.

Волновые возмущения (ВВ) с периодами $T \approx 10 \div 180$ мин в ионосфере существуют почти всегда (см., например, [6, 7]). Обычно

они ассоциируются с генерацией и распространением внутренних гравитационных волн (ВГВ) с периодами $T \geq T_B$ где T_B – период Брента–Вяйсяля [8]. В F-области ионосферы $T_B \approx 10 \div 15$ мин. Сверху период ВГВ ограничен значением $T \approx 180$ мин. Периоды $T > 180$ мин характеризуют приливные и планетарные волны.

Волны в нейтральной атмосфере модулируют концентрацию электронов N в ионосфере. Важно, что относительная амплитуда этих модуляций $\delta_N = \Delta N / N$ может достигать значений $0.3 \div 0.7$ [6, 7]. Такие волны относятся к нелинейным [9].

Хорошо известно, что слабонелинейные волны в диспергирующей среде описываются безразмерным эталонным уравнением – уравнением Кортевега–де Вриза (КдВ) (см., например, [10, 11]):

$$v_t + \nu v_x + \beta v_{xxx} = 0. \quad (1)$$

Индексы здесь, как обычно, обозначают производные по времени t и координате x , $\beta > 0$ – параметр.

При ненулевых условиях для функции и ее первых двух производных на бесконечности (для бегущей переменной) стационарное периодическое решение уравнения (1) имеет вид:

$$\nu(\xi) = \nu_m \operatorname{cn}^2(\xi/\xi_0), \quad (2)$$

где $\xi = x - ut$, u – фазовая скорость волны; $\xi_0 = 2\sqrt{3\beta/b}$, $b = 2\nu_m - 3u$; $\nu_m = -2c/u$, $c < -3u^2/2$ – константа; $\operatorname{cn}(x)$ – эллиптический косинус (эллиптическая функция Якоби). Важно, что $b > \nu_m > 0$. Известно, что при $\nu_m \ll 1$ функция $\nu(\xi)$ практически не отличается от гармонической функции (косинусоиды). При $\nu_m \geq 1$ функция $\nu(\xi)$ – периодическая, но явно не гармоническая. Она описывает нелинейную волну, именуемую кноидальной волной (или кратко – кноидой).

Рядом авторов (см., например, [12-16]) теоретически показано, что при определенных условиях в атмосфере могут генерироваться ВГВ в виде кноидальных волн. В силу того что период ВВ обычно существенно превышает характерное время релаксации концентрации электронов (оно порядка сотен секунд), волны в нейтральном газе приводят к модуляции N в ионосфере практически по тому же закону.

Представляет интерес изучение возможности экспериментального обнаружения и исследования проявлений кноидальных волн в ионосферной плазме при помощи высокочастотных ($f = 3 \div 30$ МГц) доплеровских радаров (ионозондов), хорошо зарекомендовавших себя при исследовании как линейных (см., например, [17-22]), так и нелинейных ВВ (см., например, [2, 23, 24]).

Целью настоящей работы является изложение результатов численного моделирования доплеровского смещения частоты (ДСЧ) и фактора фокусировки (ФФ) ионосферных ра-

диосигналов декаметрового диапазона, вызванных распространением в среде кноидальных волн концентрации электронов, и сравнение результатов моделирования с данными наблюдений.

Модель среды и возмущения

Решение эталонного уравнения КДВ (1) в общем виде, естественно, не содержит параметров ВГВ. Насколько известно авторам, такое решение применительно к условиям в ионосфере в литературе отсутствует. В статьях [25, 26] обсуждается возможность существования уединенной ВГВ и приводится нелинейное уравнение, описывающее такую волну. К сожалению, статья [25] была подвергнута справедливой критике в работе [27], в которой показана ошибочность полученных авторами [25] результатов. Дело в том, что в [25] приведено приближенное решение в виде солитона, которое не удовлетворяет сделанным вначале исходным предположениям. Кроме того, авторы [25-27] кноидальных волн вообще не исследовали.

Авторы настоящей работы пошли другим путем. Мы использовали модельную зависимость параметра, характеризующего разность положительной и отрицательной фаз возмущения концентрации электронов, от степени нелинейности. Эта зависимость правильно отражает рост разности амплитуд с ростом степени нелинейности. При слабой нелинейности волна возмущения является гармонической, а при большой нелинейности и достаточно большом периоде, как это и должно быть, решение описывает однополярный импульс (солитон). Всеми этими свойствами обладает решение в виде кноиды. Период волны выбирался исходя из предположения, что частота колебаний не сильно отличается от частоты Брента–Вяйсяля (чтобы заметной была дисперсия). Амплитуда и скорость волнового возмущения выбирались в определенном диапазоне, при этом предполагалось, что чем больше амплитуда волны, тем быстрее волна движется. Этот факт хорошо известен в теории нелинейных волн [10].

Положим, что $N = N_0(1 + \varphi)$, где N_0 – концентрация электронов в невозмущенной ионосфере. В соответствии с (2) представим возмущающую функцию в виде:

$$\varphi(\xi, z) = \frac{\delta_N(z)}{1-a} \left(\text{cn}^2 \left(\frac{2K}{\Lambda} \xi \right) - a \right), \quad a \neq 1,$$

где z – высота над поверхностью Земли, Λ – пространственный период кноиды, $T = \Lambda/u$ – временной период кноиды; K – четверть периода эллиптического косинуса. Для $\delta_N(z)$ принималась следующая зависимость:

$$\delta_N(z) = \delta_{Nm} \exp \left(- \left(\frac{z - z_0}{H} \right)^2 \right).$$

Здесь z_0 – высота максимума относительно возмущения электронной концентрации, $\delta_{Nm} = \delta_N(z_0)$, H – полутолщина ионосферного слоя, возмущенного кноидальной волной. Величины δ_{Nm} , a , Λ , K являются функциями параметра m , характеризующего нелинейность волны, $0 \leq m \leq 1$. В качестве модельной зависимости $a(m)$ выберем $a(m) = (1 - m^2)/2$, так что $a(0) = 1/2$, $a(1) = 0$.

Заметная дисперсия ВГВ, а значит и само существование кноидальных волн, имеет место, если T не сильно отличается от T_B . В расчетах принималось, что $T_B = 10$ мин, а $T = 15$ и 30 мин. Таким значениям T при скоростях $u = 0.45$ и 0.55 км/с соответствуют длины ВВ 400 и 1000 км. Диапазон изменений δ_{Nm} составлял $0.1 \div 0.5$. Полагалось, что $z_0 = 220$ км, $H = 80$ км. Параметр нелинейности кноиды выбирался из условия $m \geq 0.5$. Для меньших значений параметра m кноида мало отличается от гармонической волны (рис. 1).

Пространственно-временное распределение электронной концентрации в регулярной ионосфере $N_0(\vec{r}, t)$ задавалось с помощью модели Ching-Chiu [28] по методике, описан-

ной в [29]. Расчеты проводились для ночного и дневного состояний ионосферы, вертикальные профили плазменной частоты электронов приведены на рис. 2. При этом критическая частота F2-слоя f_0F2 равнялась 10 и 3 МГц соответственно. Рабочая частота зондирующей радиоволны f для дневного времени составляла 4 и 7 МГц, а для ночного – 2.2 МГц.

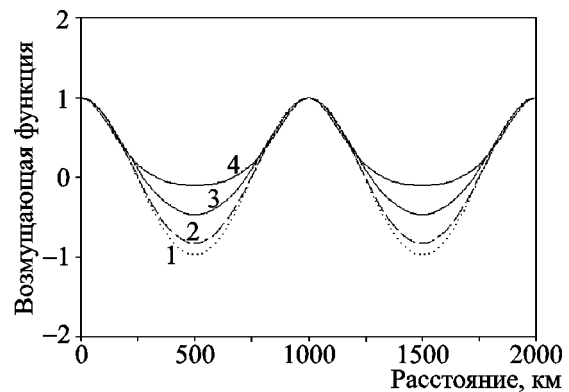


Рис. 1. Профили кноидальной волны: кривая 1 – $m = 0.1$; кривая 2 – $m = 0.3$; кривая 3 – $m = 0.6$; кривая 4 – $m = 0.9$



Рис. 2. Модельные вертикальные профили плазменной частоты электронов при высокой солнечной активности (г. Харьков): 1 – зима, день; 2 – зима, ночь. Эффективное число солнечных пятен равно 100

Методика расчета

Расчеты характеристик зондирующей радиоволны проводились в приближении геометрической оптики (ГО) по методике, описанной в [29, 30]. При решении двухточечной краевой задачи для лучевых уравнений в ионосфере, возмущенной кноидальной волной, требуется вычислять эллиптические функции Якоби и их пространственно-временные производные до второго порядка.

Для вычисления определяющей тройки эллиптических функций Якоби: $\text{sn}(u|m)$, $\text{cn}(u|m)$, $\text{dn}(u|m)$ – используется процесс арифметико-геометрического среднего (АГС) [31]. Эти функции представляются в виде:

$$\text{sn}(u|m) = \sin \varphi_0,$$

$$\text{cn}(u|m) = \cos \varphi_0,$$

$$\text{dn}(u|m) = \frac{\cos \varphi_0}{\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}.$$

Для того чтобы вычислить φ_0 , φ_1 и φ_2 , процесс АГС формировался по начальным значениям: $a_0 = 1$, $b_0 = \sqrt{m_1}$, $c_0 = \sqrt{m}$ (где $m_1 = 1 - m$),

$$a_i = \frac{a_{i-1} + b_{i-1}}{2}, \quad b_i = (a_{i-1} b_{i-1})^{1/2},$$

$$c_i = \frac{a_{i-1} - b_{i-1}}{2}, \quad i = 1, 2, \dots, L$$

и оканчивался на шаге L , когда величиной c_L можно пренебречь в пределах заданной погрешности. Значение φ_L находилось по формуле

$$\varphi_L = 2^L a_L u$$

и затем последовательно вычислялись φ_{L-1} , φ_{L-2} , ..., φ_1 , φ_0 с использованием рекуррентной формулы

$$\sin(2\varphi_{L-1} - \varphi_L) = c_L a_L^{-1} \sin \varphi_L. \quad (3)$$

В первой четверти периода функции $\text{sn}(u|m)$ решение уравнения (3) относительно неизвестного φ_{L-1} имеет вид

$$\varphi_{L-1} = \frac{\varphi_L + \arcsin(c_L a_L^{-1} \sin \varphi_L)}{2}.$$

Тогда

$$\text{sn}(u|m) = \sin \varphi_0, \quad \text{cn}(u|m) = \cos \varphi_0,$$

$$\text{dn}(u|m) = \frac{\cos \varphi_0}{\cos(\varphi_1 - \varphi_0)}.$$

Первые и вторые производные от эллиптических функций Якоби выражаются через определяющую тройку функций. Четверть периода эллиптического косинуса K определялась по формуле аппроксимации следующим многочленом [28]:

$$K(m) = (a_0 + a_1 m_1 + \dots + a_4 m_1^4) - (b_0 + b_1 m_1 + \dots + b_4 m_1^4) \ln(m_1) + \varepsilon(m),$$

где $\varepsilon(m) \leq 2 \cdot 10^{-8}$. Значения коэффициентов a_i , b_i ($i = 0, 1, \dots, 4$) приведены в [31].

Методика обработки

В предыдущих работах [23, 24] мы проводили совместный анализ динамических спектров (ДС) и амплитуды биений отраженного от ионосферы ВЧ-сигнала и сигнала опорного генератора. В настоящей работе использовалась методика, которая предполагает выделение главных максимумов ДС и определение их ДСЧ и амплитуды. Для этого предварительно выделялись области одномодового сигнала путем визуального анализа ДС. Для уменьшения влияния случайных выбросов во временных рядах (ВР) использовалась функция сглаживания с гауссовским ядром с последующим вычислением локальных взвешенных средних

$$\bar{f}_{di} = \frac{\sum_{j=1}^n R_{ij} f_{di}}{\sum_{j=1}^n R_{ij}}, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где f_{di}, \bar{f}_{di} – входной и выходной (сглаженный) ВР; n – размерность ВР;

$$R_{ij} = \exp \left[- \left(2 \frac{t_i - t_j}{B} \right)^2 \right],$$

B – полоса сглаживания. Аналогично производилась обработка ВР амплитуд главных максимумов ДС.

Результаты компьютерного моделирования

Результаты расчетов для фиксированных значений $\delta_{Nm}, T, \Lambda, f$ и заданных поляризаций зондирующей радиоволны, а также времени суток представлялись в виде зависимостей от времени высоты отражения радиоволны $z_r(t)$, ДСЧ – $f_d(t)$ и ФФ – $F(t)$.

Влияние крупномасштабных неоднородностей на вариации амплитуды поля радиоволны проявляется в первую очередь в виде фокусировки и дефокусировки. Для изучения этих свойств неоднородностей будем пользоваться фактором фокусировки

$$F = 20 \lg \frac{E}{E_0},$$

где E и E_0 – амплитуды поля в точке наблюдения для возмущенной и невозмущенной среды соответственно. При этом E и E_0 рассчитываются без учета поглощения в ионосфере и для изотропного излучателя. В приближении ГО амплитуда поля радиоволны вычисляется по формуле [32]:

$$E(\tau, \epsilon, \beta) = E(0, \epsilon, \beta) \left| \frac{J(0, \epsilon, \beta)}{J(\tau, \epsilon, \beta)} \right|^{1/2},$$

где $E(0, \epsilon, \beta)$ – напряженность поля падающей волны на границе ионосферы, $J(\tau, \epsilon, \beta)$ – якобиан преобразования лучевых координат в прямоугольные декартовы, ϵ и β – азимут и угол места радиолуча, τ – переменная, определяющая положение точки на луче.

Для анализа результатов расчета введем n_t – коэффициент наклона кривой $f_d(t)$, как отношение длины интервала с положительной производной df_d/dt к длине интервала с отрицательной производной ДСЧ. В [23] было показано, что для гармонических ВВ $n_t \leq 1$. Из рис. 3, рис. 5, рис. 7 (средние панели) и рис. 4, рис. 6, рис. 8 (нижние панели) следует, что для кноидальных ВВ с $\delta_{Nm} < 0$ коэффициент $n_t \leq 1$. Однако для кноид с $\delta_{Nm} > 0$ наблюдается обратная картина ($n_t \leq 1$). Чем больше параметр нелинейности m , тем больше n_t . Этот факт позволяет отделить в эксперименте кноидальные волны от гармонических ВВ.

Поведение во времени высоты отражения и ФФ радиоволны объясняется достаточно просто. При прохождении положительной фазы кноидальной волны над ионозондом высота отражения радиоволны уменьшается по сравнению с невозмущенной высотой отражения за счет роста электронной концентрации. При прохождении отрицательной фазы ВВ – наоборот (см. рис. 3 – рис. 8, верхние панели). При прохождении “горбов” возмущения над ионозондом для ВВ с $\delta_{Nm} < 0$ наблюдается максимум фокусировки, а для $\delta_{Nm} > 0$ – максимум дефокусировки (см. рис. 3, рис. 5 и рис. 7, нижние панели). Из-за больших размеров ВВ их фокусирующие свойства проявляются слабо. На рис. 4, рис. 6 и рис. 8 не приведены вариации ФФ, так как для кноиды с длиной волны $\Lambda = 1000$ км максимальное значение ФФ не превышает 0.7 дБ. Расчет параметров приведен для обыкновенной компоненты сигнала. Полученные количественные характеристики радиоволны при прохождении ВВ позволяют оценить параметры наблюдаемой кноидальной волны.

Проанализируем более детально результаты расчетов.

Из рис. 3 видно, что в ночное время вариации характеристик радиосигнала уже для $m = 0.6$ существенно отличаются от вариаций, свойственных гармоническим возмущениям.

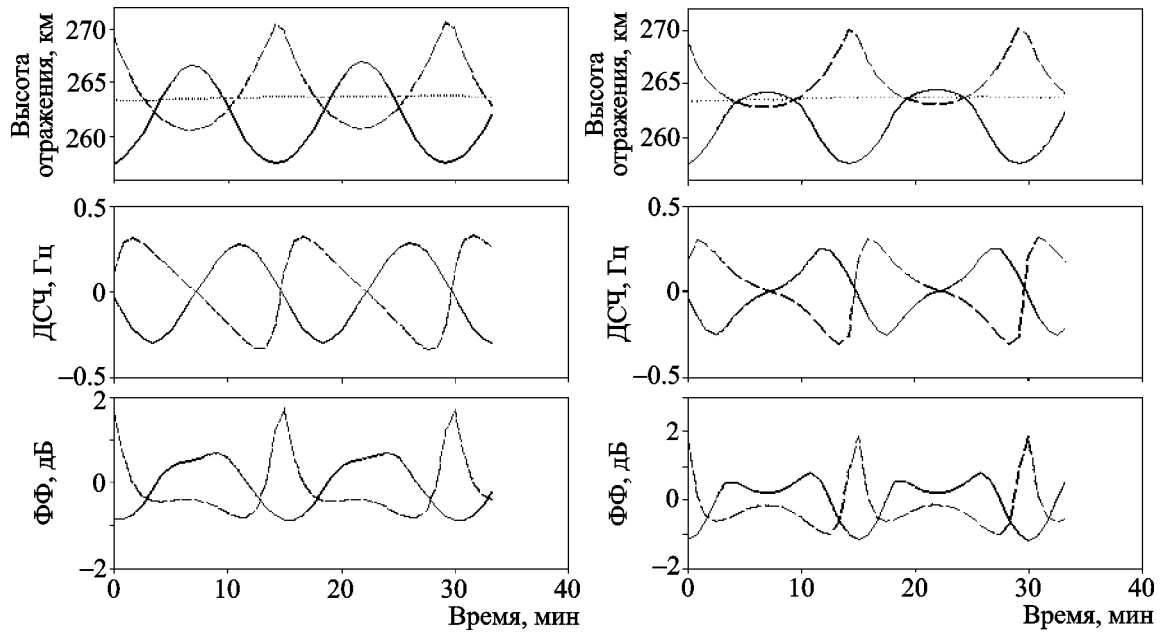


Рис. 3. Временные вариации высоты отражения радиоволны, ДСЧ и ФФ для ночного времени. Параметры кноиды: $\Lambda = 400$ км; $T = 15$ мин; $\delta_{Nm} = 0.2$ (сплошная кривая), $\delta_{Nm} = -0.2$ (пунктир), $\delta_{Nm} = 0$ (точки); $t = 0.6$ (левая панель), $t = 0.9$ (правая панель). Частота радиоволны $f = 2.2$ МГц

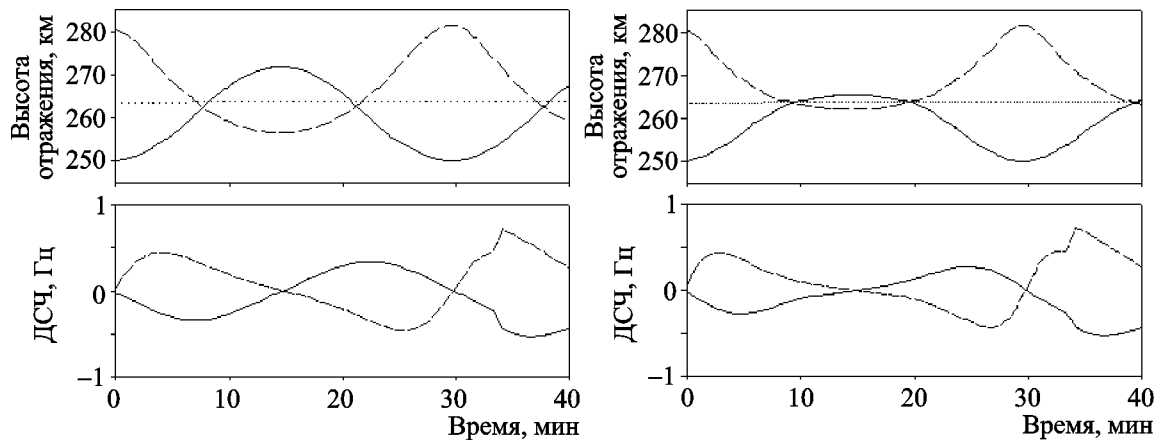


Рис. 4. Временные вариации высоты отражения радиоволны и ДСЧ для ночного времени. Параметры кноиды: $\Lambda = 1000$ км; $T = 30$ мин; $\delta_{Nm} = 0.5$ (сплошная кривая), $\delta_{Nm} = -0.5$ (пунктир), $\delta_{Nm} = 0$ (точки); $t = 0.6$ (левая панель), $t = 0.9$ (правая панель). Частота радиоволны $f = 2.2$ МГц

Естественно, что роль нелинейности еще больше проявляется при $t = 0.9$. Характер вариаций существенно зависит от знака δ_{Nm} – максимального по модулю относительного возмущения электронной концентрации в

кноиде, которое определяет высоту “горба” волны. При $\delta_{Nm} > 0$ высота отражения $z_r(t)$ смещается в основном вниз примерно на 5 км, а при $\delta_{Nm} < 0$ – вверх примерно на 7 км. Величина этих смещений слабо зависит от

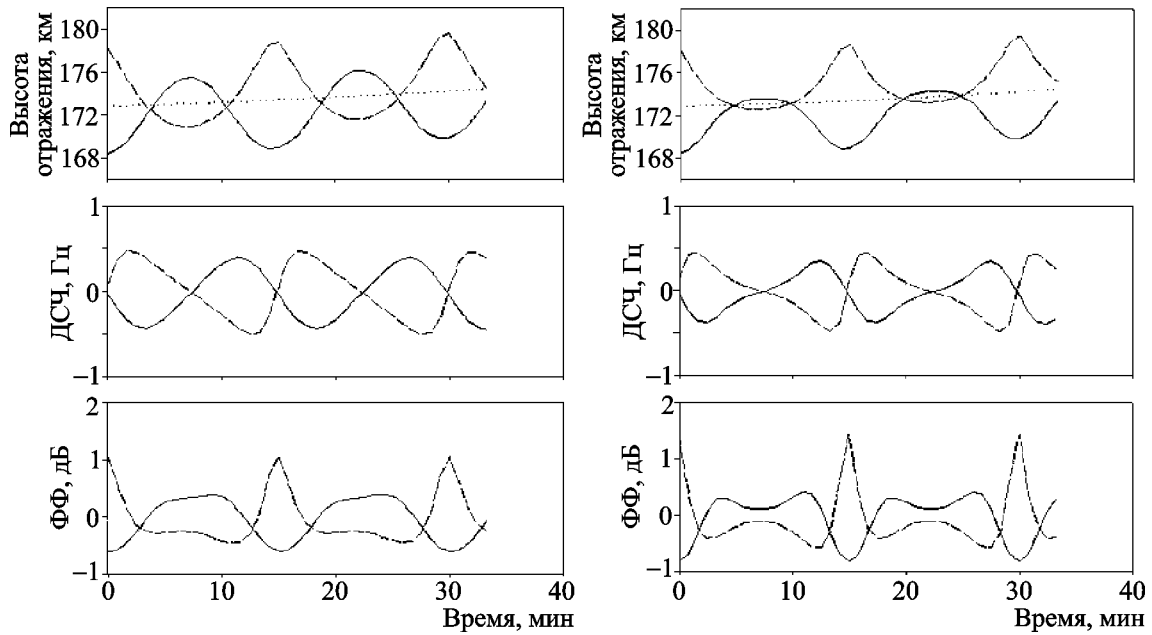


Рис. 5. Временные вариации высоты отражения радиоволны, ДСЧ и ФФ для дневного времени. Параметры кноиды: $\Lambda = 400$ км; $T = 15$ мин; $\delta_{Nm} = 0.2$ (сплошная кривая), $\delta_{Nm} = -0.2$ (пунктир), $\delta_{Nm} = 0$ (точки); $t = 0.6$ (левая панель), $t = 0.9$ (правая панель). Частота радиоволны $f = 4$ МГц

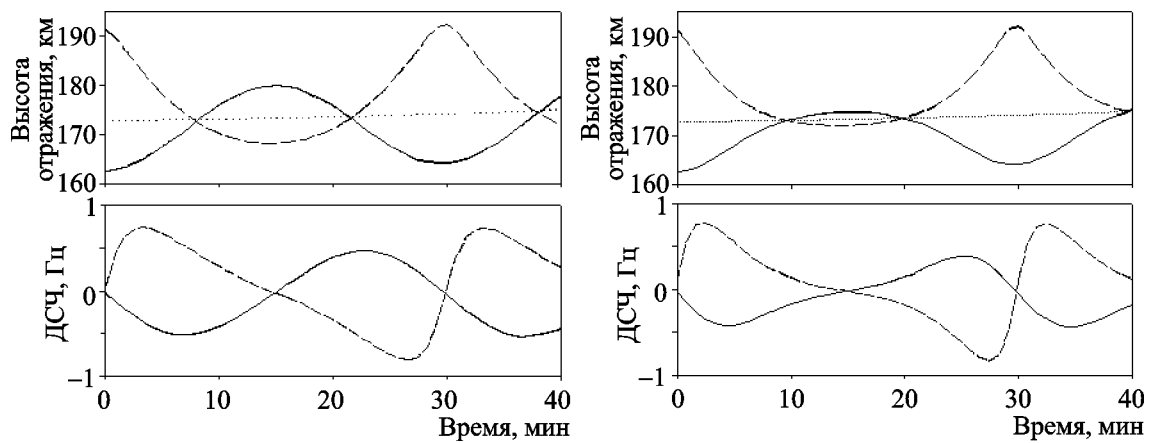


Рис. 6. Временные вариации высоты отражения радиоволны и ДСЧ для дневного времени. Параметры кноиды: $\Lambda = 1000$ км; $T = 30$ мин; $\delta_{Nm} = 0.5$ (сплошная кривая), $\delta_{Nm} = -0.5$ (пунктир), $\delta_{Nm} = 0$ (точки); $t = 0.6$ (левая панель), $t = 0.9$ (правая панель). Частота радиоволны $f = 4$ МГц

значения t . Последнее существенно влияет на величину смещения $z_r(t)$ в противоположном направлении, т. е. вверх при $\delta_{Nm} > 0$ и вниз при $\delta_{Nm} < 0$ (см. рис. 3, верхние панели). При увеличении $|\delta_{Nm}|$ и Λ поведение характерис-

тик радиоволны качественно не изменяется (см. рис. 3, рис. 4). Конечно, количественные изменения при этом значительные.

Рассмотрим далее вариации характеристик радиоволны в дневное время. Как видно из

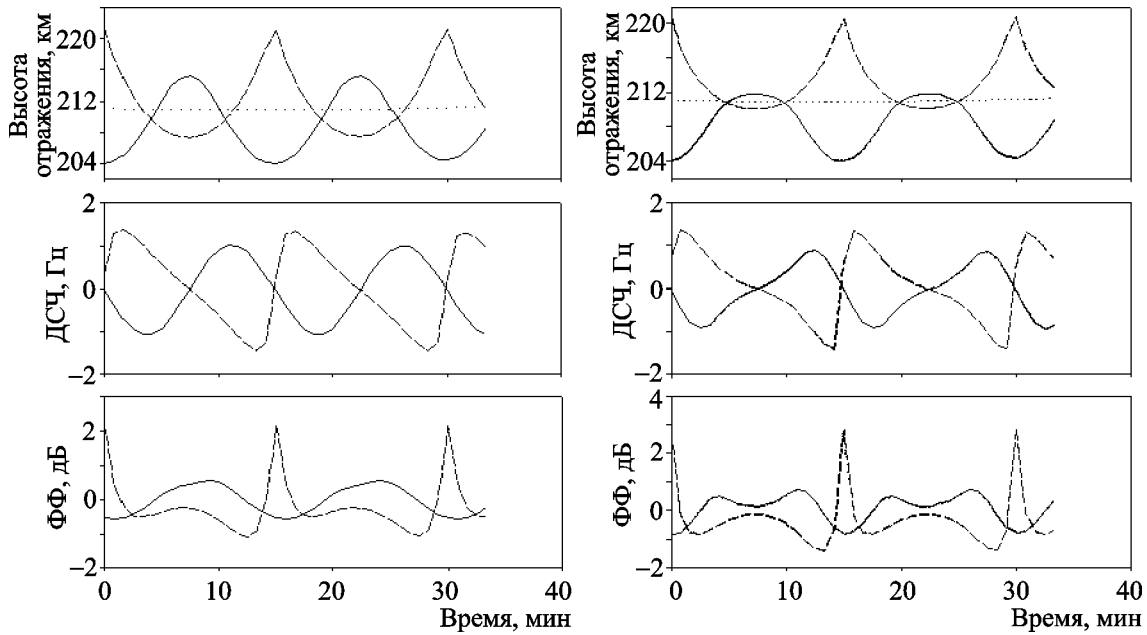


Рис. 7. Временные вариации высоты отражения радиоволны, ДСЧ и ФФ для дневного времени. Параметры кноиды: $\Lambda = 400$ км; $T = 15$ мин; $\delta_{Nm} = 0.2$ (сплошная кривая), $\delta_{Nm} = -0.2$ (пунктир), $\delta_{Nm} = 0$ (точки); $t = 0.6$ (левая панель), $t = 0.9$ (правая панель). Частота радиоволны $f = 7$ МГц

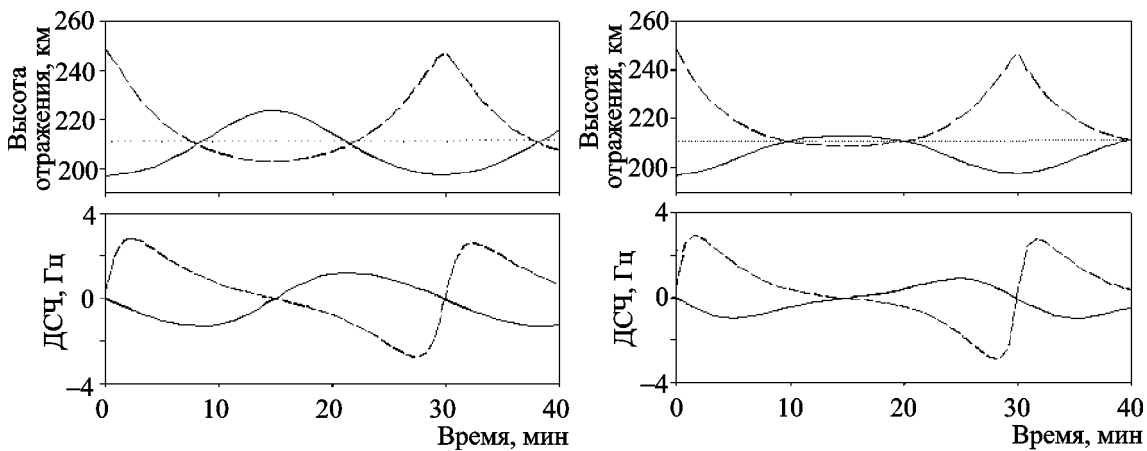


Рис. 8. Временные вариации высоты отражения радиоволны и ДСЧ для дневного времени. Параметры кноиды: $\Lambda = 1000$ км; $T = 30$ мин; $\delta_{Nm} = 0.5$ (сплошная кривая), $\delta_{Nm} = -0.5$ (пунктир), $\delta_{Nm} = 0$ (точки); $t = 0.6$ (левая панель), $t = 0.9$ (правая панель). Частота радиоволны $f = 7$ МГц

рис. 5, их поведение в целом подобно. Имеют место лишь количественные различия. Сравнение рис. 5 и рис. 7 показывает, что характеристики радиоволны существенно изменяются

при варьировании частоты зондирующей радиоволны. Так, при увеличении f от 4 до 7 МГц размах $\Delta z_r = z_{r\max} - z_{r\min}$ увеличивается от 7 до 14 км, значение f_d – почти в 3 раза, а фак-

тор F – более чем в 2 раза. Вариации $|\delta_{Nm}|$ и Λ также приводят к значительным изменениям характеристик радиоволн. Сравнивая рис. 5 и рис. 6 можно видеть, что увеличение $|\delta_{Nm}|$ от 0.2 до 0.5 и Λ от 400 до 1000 км приводит к увеличению z_r от 7 до 22 км, f_d – от 0.5 до 0.75 Гц и к уменьшению F от 2.5 до 0.65.

Результаты эксперимента

В поисках кноидальных волн в ионосфере было обработано 76 экспериментов общей длительностью около 1500 ч, проведенных в течение 2000 г. На рис. 9 показаны вариации амплитуды и частоты главного максимума спектра биений, где нормированная сглаженная амплитуда обозначена пунктирной кривой, ДСЧ – тонкой кривой и сглаженное ДСЧ – жирной кривой. Рабочая частота – 4 МГц. Для сглаженных кривых интервал сглаживания составлял 3 мин. Дата, местное время (LT), номер канала указаны на рис. 9 вверху. Характерным в поведении ДСЧ является такой наклон кривой, что часть периода с положительной производной больше, чем с отрицательной. В максимумах ДСЧ наблюдаются минимумы амплитуды биений. Следует отметить, что подобное поведение параметров сигнала регистрировалось довольно редко. Так, из обработанных данных, относящихся

к 2000 г., только в нескольких экспериментах имело место подобное поведение сигнала. Это может быть связано с маскирующим воздействием на сигнал других процессов или с тем, что само явление встречается редко.

Сравнение экспериментальной зависимости $f_d(t)$ с расчетной позволяет оценить основные параметры кноиды. Они оказались следующими: $T \approx 30$ мин, $\Lambda \approx 1000$ км, $\delta_{Nm} \approx 50\%$, $m \approx 0.8$ для ДСЧ, приведенного на левой панели рис. 9, и $T \approx 15$ мин, $\Lambda \approx 400$ км, $\delta_{Nm} \approx 20\%$, $m \approx 0.9$ для ДСЧ на правой панели.

Обсуждение

Как уже отмечалось во введении, теоретическому исследованию возможности генерации кноидальных волн в атмосфере Земли посвящен ряд работ [12-16]. В то же время нам не известны работы, в которых предпринимались бы попытки экспериментального обнаружения волн кноидального типа в атмосфере и геокосмосе. По-видимому, это обусловлено отсутствием результатов компьютерного моделирования проявления кноидальных волн в характеристиках радиосигналов.

Проведение математического моделирования и привлечение радиофизических методов может помочь обнаружить такие проявления. Дело в том, что именно радиофизические

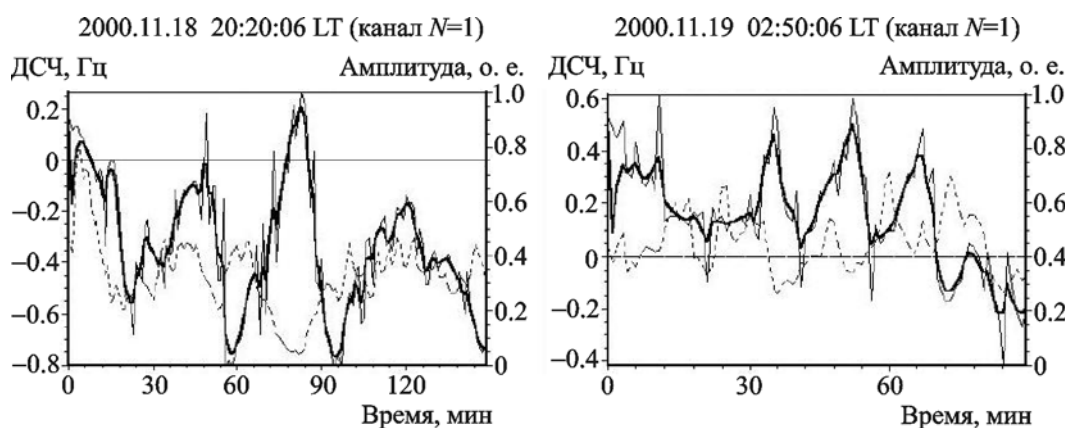


Рис. 9. Временные вариации ДСЧ (тонкая линия), сглаженного ДСЧ (жирная кривая) и амплитуды (пунктир) главного максимума биений ВЧ-сигнала для 18.11.2000 (левая панель) и 19.11.2000 (правая панель). Частота радиоволны $f = 4$ МГц

методы благодаря известным их достоинствам (возможность дистанционного исследования, высокое временное разрешение, приемлемая погрешность и т. п.) удобны для обнаружения и изучения проявлений кноидальных волн в атмосфере и геокосмосе.

Ориентируясь на конечную цель – обнаружение и изучение кноидальных волн, – мы выполнили детальное компьютерное моделирование как самих возмущений, вызываемых в ионосферной плазме прохождением кноидальных волн, так и временных вариаций характеристик радиоволн, используемых для дистанционного зондирования. Мы не без оснований считали, что для указанной цели подходит метод вертикального доплеровского зондирования [18, 19]. Этот метод хорошо себя зарекомендовал при обнаружении и изучении нелинейных волн пилообразного и солитоноподобного типов [23, 24].

В результате компьютерного моделирования получены временные зависимости высоты отражения, ДСЧ и ФФ в различное время суток, для различных частот радиоволны и параметров возмущающей среды кноидальной волны. Установлено, что кноидальная волна, модулируя концентрацию электронов, приводит к изменениям коэффициента наклона кривой $f_d(t)$, и $n_t < 1$ для $\delta_{Nm} < 0$, $n_t > 1$ для $\delta_{Nm} > 0$. Коэффициент n_t уменьшается (при $\delta_{Nm} < 0$) или возрастает (при $\delta_{Nm} > 0$) с ростом нелинейности кноидальной волны. Фактор фокусировки $F(t)$ в области фокусирования “уплощается” (и даже образуется “провал”) для $\delta_{Nm} > 0$ и “обостряется” для $\delta_{Nm} < 0$. Максимальным значениям z_r соответствуют $f_d \approx 0$ и близкие к максимальному значению F . Амплитуды вариаций $f_d(t)$ и $F(t)$ достигают $0.5 \div 3$ Гц и $1 \div 3$ дБ. Такие вариации можно обнаружить в экспериментах. В то же время амплитуда изменений z_r составляет $7 \div 20$ км, что выявить с помощью доплеровского радара, находящегося в нашем распоряжении, не удастся.

Приведенная на рис. 9 (левая панель) экспериментальная зависимость $f_d(t)$ похожа на расчетную зависимость $f_d(t)$ (см. рис. 6, правая нижняя панель). Это позволяет с определенной степенью уверенности утверждать, что в эксперименте наблюдалась волна кноидального типа.

Из сравнения рис. 6 и рис. 9 удалось оценить основные параметры кноиды. Значения этих параметров представляются разумными.

Можно надеяться, что проведенные в настоящей работе исследования и полученные результаты подскажут другим специалистам направление поиска проявлений кноидальных волн в атмосфере и геокосмосе.

Основные результаты

1. Для описания ВВ в ионосфере, вызываемых движением кноидальных волн плотности в нейтральной атмосфере, разработана простая математическая модель возмущений электронной концентрации, удобная для численных расчетов.

2. Разработана и реализована компьютерная программа, позволяющая рассчитать временные изменения основных характеристик (высоты отражения, ДСЧ и ФФ) декаметровых радиоволн в ионосфере, вызванные прохождением нелинейных волн концентрации электронов кноидального типа.

3. Проведено детальное компьютерное моделирование, направленное на изучение временных вариаций основных характеристик радиоволн в ионосфере, обусловленных модуляцией концентрации электронов кноидальными волнами плотности в атмосфере. Проанализированы зависимости этих вариаций от времени суток, рабочей частоты радиоволны и основных параметров кноиды.

4. Установлено, что временные вариации характеристик радиоволн имеют свои особенности, которые позволяют выделять ВВ, вызванные прохождением волн концентрации электронов кноидального типа. А именно: во-первых, коэффициент наклона кривой $f_d(t)$ больше единицы для кноид с $\delta_{Nm} > 0$ и, во-вторых, вариации амплитуды биений сигнала “уплощаются” в области дефокусировки и “обостряются” в области фокусировки для кноид с $\delta_{Nm} < 0$ и наоборот для $\delta_{Nm} > 0$ (при этом для кноид с $\delta_{Nm} < 0$ эффект выражен более резко). С ростом нелинейности волны эти особенности усиливаются.

5. Впервые экспериментально выявлены ВВ, которые по своим характеристикам похо-

жи на теоретически рассчитанные ВВ, вызванные прохождением кноидальных волн в ионосфере.

6. Сравнение результатов наблюдений и математического моделирования позволило оценить параметры кноид (знак возмущения концентрации электронов, период, параметр нелинейности и продолжительность возмущения). Для сильнейшей из них оказалось, что $\delta_{Nm} \approx 50\%$, $m \approx 0.8$, $T \approx 30$ мин и $\Lambda \approx 1000$ км.

Литература

1. Черногор Л. Ф. Геокосмосфера – открытая динамическая нелинейная система // Вісник Харківського університету. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 570, вип. 2. – С. 175–180.
2. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, №5/6. – С. 96-105.
3. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №1. – С. 59-106.
4. Черногор Л. Ф. “Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера” как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 // Нелинейный мир. – 2006. – Т. 4, № 12. – С. 655-697.
5. Черногор Л. Ф. “Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера” как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 // Нелинейный мир. – 2007. – Т. 5, №4. – С. 198-231.
6. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 1. Результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, №2. – С. 193-208.
7. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 2. Анализ результатов наблюдений и моделирование // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, №2. – С. 209-218.
8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
9. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – №3. – С. 4-35.
10. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.
11. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – №10. – С. 3-21.
12. Shen M. C. Solitary waves in an atmosphere with arbitrary winds and density profiles // Phys. Fluids. – 1966. – Vol. 9, No. 10. – P. 105-111.
13. Сохов Т. З., Гутман Л. Н. О мезометеорологических уединенных волнах // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1968. – Т. 4, №3. – С. 271-282.
14. Афашасов М. С. Расчет нелинейных внутренних волн в двухслойной атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1970. – Т. 6, №8. – С. 763-770.
15. Леонов А. И., Миропольский Ю. З. К теории нелинейных внутренних волн установившегося вида // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1975. – Т. 11, №5. – С. 491-502.
16. Пелиновский Е. Н., Романова Н. Н. Нелинейные стационарные волны в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1977. – Т. 13, №11. – С. 1169-1174.
17. Намазов С. А. Доплеровское смещение частоты при ионосферном распространении декаметровых радиоволн (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, №4. – С. 473-500.
18. Афраймович Э. Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. – М.: Наука, 1982. – 198 с.
19. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование естественно-возмущенной средней ионосферы // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, №3. – С. 209-226.
20. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, №3. – С. 227-246.
21. Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №2. – С. 143-162.
22. Бочкарев В. В., Петрова И. Р., Теплов В. Ю. Эффекты магнитной бури 29 – 31 октября 2003 г. на среднеширотных КВ-радиотрассах (по данным доплеровских измерений) // Космические исследования. – 2004. – Т. 42, №6. – С. 640-644.
23. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Моделирование вариаций характеристик радиосигналов ионозондов декаметрового диапазона, вызываемых движением нелинейных внутренних гравитационных волн в атмосфере Земли // Успехи современной радиоэлектроники. – 2006. – №7. – С. 18-27.
24. Пушин В. Ф., Черногор Л. Ф. Эффект Доплера ионосферных радиосигналов, вызванный распространением нелинейной уединенной волны плотности // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2007. – №1. – С. 33-40.

25. Савина О. И., Ерухимов Л. М. О возможности существования уединенной внутренней гравитационной волны в безграничной изотермической атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 1981. – Т. 21, №4. – С. 679–682.
26. Деминова Г. Ф., Деминов М. Г., Ерухимов Л. М., Савина О. Н., Юдович Л. А. Об уединенной внутренней гравитационной волне в области F ионосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1982. – Т. 22, №2. – С. 211–215.
27. Данов К. Д. Об одной модели уединенных внутренних гравитационных волн в безграничной изотермической атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1989. – Т. 29, №2. – С. 342–344.
28. Chiu Y. T. An improved phenomenological model of ionospheric density // J. Atmos. Terr. Phys. – 1975. – Vol. 37, No. 10. – P. 1563–1570.
29. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф. Синтез доплитограмм моностатического зондирования возмущенной ионосферы декаметровыми волнами // Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка. – 2004. – №622, вип. 1. – С. 64–68.
30. Pushin V. F., Kostrov L. S. 3-D ray-tracing synthesis of multiparameter ionograms as obtained by digital sounders in a disturbed ionosphere // Telecommunications and Radio Engineering. – 1999. – Vol. 53, No. 2. – P. 58–64.
31. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. – 830 с.
32. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 304 с.

Ефекти іоносферних декаметрових радіосигналів, викликані поширенням кноїдальних хвиль концентрації електронів

В. Ф. Пушин, Л. Ф. Черногор

Виконано числове моделювання доплерівського зсуву частоти (ДЗЧ) і фактора фокусування (ФФ) декаметрових радіосигналів, викликаних поширенням в іоносфері Землі кноїдальних хвиль концентрації електронів. У якості моделі нелінійних хвиль взято розв'язок еталонного рівняння – рівняння Кортве-

га–де Вріза. Параметри нелінійних хвиль (відносна амплітуда збурень концентрації електронів та період) задавалися на підставі результатів спостережень. Розрахунки виконано для різних частот і поляризацій зондуючої хвилі, денної та нічної моделей іоносфери. Показано, що значення ДЗЧ і ФФ цілком достатні для їх вимірювання. Проходження кноїдальних хвиль призводить до характерних варіацій ДЗЧ і ФФ, що дозволяє розрізнити їх на тлі інших варіацій. Описано результати співставлення розрахункових і експериментальних даних. За даними спостережень визначено основні параметри кноїдальної хвилі.

The Ionospheric Effects that Cnoidal Electron Density Waves Have on Decametric Radio Signals

V. F. Pushin and L. F. Chernogor

Numerical simulations have been made of decametric wave Doppler shift and a focusing factor due to cnoidal waves of electron concentration progressing in the terrestrial ionosphere. The solutions of the Korteweg–de Vries equation are used to model the nonlinear waves. The nonlinear wave parameters (the relative amplitude of electron concentration disturbances and the period) are determined from observations. Calculations are performed for various sounding frequencies and wave polarizations, for nighttime and daytime ionosphere models. The Doppler shift and the focusing factor are shown to be large enough to be detected. The passage of cnoidal waves gives rise to characteristic Doppler shifts and focusing factors, which permits their detection with other variations in the background. Comparisons between measurement data and calculations are presented. The main characteristics of a cnoidal wave are determined from observations.