

УДК 550.388+538.566

## МОДЕЛЬ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ДЛЯ ПОЛУДЕННЫХ СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЙ И УСЛОВИЙ ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДАННЫМ О РАСПРОСТРАНЕНИИ СДВ

© 2011 г. А. Б. Орлов, А. Н. Уваров

Научно-исследовательский институт радиофизики Санкт-Петербургского государственного университета,  
Санкт-Петербург  
e-mail: a\_orlov@bk.ru

Поступила в редакцию 14.07.2009 г.

После доработки 20.04.2010 г.

По экспериментальным данным о внезапных фазовых аномалиях (ВФА) (частоты 11.9 и 13.6 кГц), о напряженности электромагнитных полей (15–25 кГц) и о фазовой скорости (10.2 кГц), полученным на различных протяженных трассах в поясе широт 40°S–60°N для периода высокой солнечной активности (число Вольфа 100), оцениваются параметры модели нижней дневной ионосферы для спокойных условий и условий ВИВ в интервале высот 25–75 км. На высотах 45–75 км построенная модель определяет профиль электронной концентрации, а также высотную зависимость параметра типа эффективного коэффициента потерь. На высотах 25–45 км модель дает (в приближении холодной плазмы) эквивалентное описание зависимости от высоты концентрации ионов. По 6-ти выборкам СДВ-данных, сформированным на двухмесячных интервалах, оценены сезонные изменения параметров модели. Отличительными особенностями способа построения модели является совместное рассмотрение данных для спокойных и возмущенных условий, а также введение эффективного “слоя” ионов с максимумом концентрации на высоте 35 км.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Во второй половине XX века проводились обширные экспериментальные исследования распространения СДВ (частоты от 10 до 70 кГц) и предпринимались шаги по использованию полученных данных для построения моделей высотного распределения электронной концентрации  $N(h)$  спокойной нижней ионосферы (высоты от 50 до 90 км). Из большого количества работ, выполненных в этом направлении, можно выделить следующие: [Deeks, 1966; Байбулатов и Краснушкин, 1967; Vain and May, 1967; Азарнин и Орлов, 1976]. В последнее время по данным о внезапных фазовых аномалиях СДВ-сигналов ( $F=10\text{--}20$  кГц) построена модель профиля  $N(h)$  также и для условий внезапных ионосферных возмущений (ВИВ) [Орлов и др., 1998; 2008; Belenkiy et al., 2006]. Интерес к построению моделей нижней ионосферы по данным о распространении СДВ определялся тем, что таким образом можно получать сведения (хотя и косвенные) о профилях электронной концентрации на высотах ниже 60–65 км, где точность других методов оценки величины электронной концентрации с уменьшением высоты быстро падает. Кроме того, экспериментальные СДВ-данные, как правило, представлены во времени длинными рядами, что позволяет исследовать сезонные и гелиоциклические вариации.

На высотах  $h < 60\text{--}65$  км атмосфера ионизируется в спокойных условиях галактическими космическими лучами (ГКЛ), а при ВИВ, дополнительно, солнечным вспышечным рентгеновским излучением. Оба эти источника ионизируют все основные атмосферные составляющие и поэтому естественным является предположение о равенстве эффективных коэффициентов потерь в спокойных условиях и во время ВИВ. Как следствие, значения  $N$  для спокойных и возмущенных условий на указанных высотах должны находиться в некотором соотношении, определяемом значениями скоростей образования электронов. Предпринятый сравнительный анализ профилей  $N(h)$  в работе [Belenkiy et al., 2006] не подтвердил ожидаемое соотношение значений  $N$ , полученных для спокойных и возмущенных условий. Как следует из предварительных оценок [Орлов и др., 2008], добиться этого соотношения, по-видимому, можно посредством учета ионов в модели спокойной ионосферы, концентрация которых на высотах 25–45 км может достигать  $(3\text{--}10) \times 10^4 \text{ см}^{-3}$  [Иванов и Ледомская, 1981]. Данная работа посвящена построению модели профилей электронной концентрации для спокойных и возмущенных условий с учетом отмеченных выше факторов (ионов и равенства эффективных коэффициентов потерь). В работах, посвященных построению ионосферной модели по данным о

распространении СДВ, ионы до настоящего времени не принимались во внимание.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Цель работы – получение согласованных результатов при решении следующих задач:

1) Уточнение модели спокойной нижней ионосферы  $N_{std}(h)$  [Азарнин и др., 1987; ГОСТ, 1995] на высотах ниже 75 км по данным о распространении СДВ для околополуденных условий и геомагнитной широты  $\Phi = 50^\circ$ . На высотах  $h = 75–105$  км эта модель была согласована с имеющимися литературными сведениями о профилях  $N(h)$ , главным образом с моделью СМИ-88 [Часовитин, 1983], и в данной работе не изменяется. Модифицируемый вариант модели  $N_{std}(h)$ , являющийся объектом исследования ( $h < 75$  км), обозначен ниже как  $N_q(h)$ .

2) Построение модели  $N_d(h)$  для условий ВИВ по данным о внезапных фазовых аномалиях (ВФА) для околополуденных условий, для средних и низких широт,  $\Phi < 60^\circ$ , на общих принципах, изложенных в работах [Орлов и др., 1998; 2008; Belenkiy et al., 2006].

При решении задач 1 и 2 параметры моделей жестко связываются условием равенства эффективных коэффициентов потерь на высотах ниже 60–65 км. Кроме того, профиль  $N_q(h)$ , входящий в модель  $N_d(h)$ , рассматривался ранее как фиксированный элемент; теперь он должен уточняться в задаче 2 также, как и в задаче 1.

В рамках данной работы рассматривается только момент максимума возмущения. Полагается, что ионосферное возмущение (на анализируемых высотах) и ВФА достигают экстремальных значений одновременно и в этот момент времени ионосфера находится в квазиравновесном состоянии.

С учетом опыта предшествующих работ профили электронной концентрации для спокойных условий и условий ВИВ описываются моделью  $N_{mod}(h, \mathbf{P})$ , включающей ряд таблично заданных зависимостей, элементарные функции и вектор свободных параметров  $\mathbf{P}(p_k)$ ,  $k = 1, 2, \dots, K$ . Оптимальную оценку вектора параметров  $\hat{\mathbf{P}}$  предлагается находить из условия минимума суммы квадратов разностей характеристик распространения СДВ  $X_i(\mathbf{P})$ , рассчитанных по модели  $N_{mod}(h, \mathbf{P})$ , и соответствующих экспериментальных значений  $X_i^{(e)}$

$$V = \sum_{i=1}^I [X_i(\mathbf{P}) - X_i^{(e)}]^2 / \sigma_i^2, \quad (1)$$

здесь  $\sigma_i^2$  – выборочная дисперсия для экспериментального значения  $X_i^{(e)}$ ,  $I$  – количество экспериментальных данных.

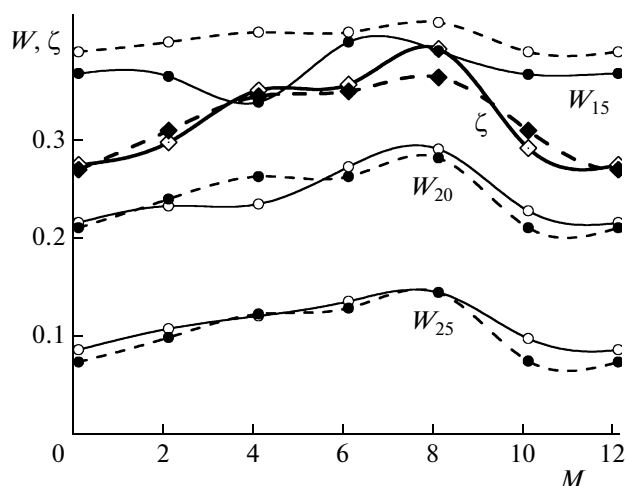
При оценке параметров ионосферы на высотах от 25 до 75 км в качестве исходных данных целесообразно использовать сведения о распространении СДВ на протяженных трассах [Орлов и Уваров, 1975]. Расчеты СДВ-полей выполнялись методом нормальных волн [Макаров и др., 1993] для модели сферического волноводного канала “Земля–ионосфера”, с учетом анизотропии последней. Электрические свойства земной поверхности [Morgan, 1965] и ионосферы вдоль трасс распространения учитывались в ВКБ-приближении для модели кусочно-однородного волновода. Использовалась высотная зависимость эффективной частоты соударений электронов с нейтральными частицами из работы [Азарнин и Орлов, 1976].

Рассматриваемую задачу следует отнести к классу обратных задач, т.е. к задачам определения параметров среды распространения по данным об измеренных электромагнитных полях. Решение таких задач в общем случае сопряжено с большими трудностями, обусловленными их некорректным характером, а также неоднозначностью и ограниченной разрешающей способностью. В данной работе для всех элементов модели используются параметрические представления с явным видом функциональных зависимостей от высоты, широты и параметров модели  $p_k$ . Поэтому указанные трудности не препятствуют решению задачи и не обсуждаются. Кроме того, зависимости характеристик распространения  $X_i(p_k)$  монотонны и однозначны.

### 2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ О РАСПРОСТРАНЕНИИ СДВ

При анализе сезонных вариаций СДВ большое значение имеет выбор интервала усреднения. С расширением интервалов возрастает объем выборок, что может способствовать повышению точности оценок выборочных средних. Однако при этом понижается степень однородности условий в пределах выборок и уменьшаются возможности выявления деталей регулярных вариаций во времени. В результате анализа данных было принято компромиссное решение о формировании исходных выборок данных на двухмесячных интервалах.

Использование данных для трассы распространения “Омега-G” (Австралия) – Инубо (Япония), расположенной практически симметрично относительно экватора, требовало анализа условий распространения СДВ одновременного для двух разных сезонных состояний ионосферы в северном и южном полушариях. Поэтому выборки должны были рассматриваться попарно, со сдви-



**Рис. 1.** Сезонные изменения функции ослабления  $W_F$ ,  $F$  – индекс частоты и относительной фазовой скорости  $\zeta$  (эксперимент – штриховые кривые, расчет по модели – сплошные).

гом во времени на 6 месяцев. Таким образом, для исследования сезонных изменений было образовано три отдельные в вычислительном плане задачи для следующих месяцев: первая – {12, 1} и {6, 7} месяцы; вторая – {2, 3} и {8, 9}; третья – {4, 5} и {10, 11}. Зависимости и выводы, относящиеся к выделенным двухмесячным интервалам, в разделе 4 приводятся для первых чисел месяцев  $M = 1, 7, 3, 9, 5$  и 11. На указанные даты рассчитывались все характеристики распространения  $X_i(P)$  при вычислении суммы (1).

Все исследования в работе выполнены для околополуденных условий периода высокой солнечной активности (число Вольфа  $R \approx 100$ , в среднем).

Данные о распространении СДВ в спокойных условиях представлены полуденными значениями модуля функции ослабления  $|W|$  (знак модуля далее опущен) на трех частотах  $F = 15, 20$  и  $25$  кГц (рис. 1) для фиксированной среднеширотной трассы протяженностью  $D = 6420$  км с координатами излучателя  $48^\circ\text{N}, 5^\circ\text{E}$  и приемника  $38^\circ30'\text{N}, 77^\circ\text{W}$ . Функция ослабления  $W$  определена как отношение электромагнитного поля в реальных условиях к полю на том же удалении над сферической бесконечно-проводящей сферой [Макаров и др., 1993]. Значения  $W$  для данной трассы (как некоторой типовой, характеризующей средней геомагнитной широтой  $\Phi = 50^\circ$  и  $R = 100$ ) определены по результатам измерений Остина (1924–1930 гг.) на 10-ти трансатлантических трассах и Ишии (1960–1963 гг.) на трассе NPG (18.6 кГц) – Инубо (ссылки на упомянутые работы, методику обработки и результаты см. в работе [Макаров, 2001]). Статистическая обработка массива указанных данных (около 130-ти среднемесячных

отсчетов) выполнена с применением линейной регрессионной модели с учетом параметров передатчиков, географического положения и свойств конкретных трасс распространения, а также времени года и уровня солнечной активности. Относительные погрешности оцененных значений  $W$  для разных месяцев различались незначительно и составляли в среднем 10%.

Амплитудные данные дополнены значениями фазовой скорости распространения  $v_0$  младшей нормальной волны на частоте  $F = 10.2$  кГц [Демькин и др., 1974; Азарнин и Орлов, 1976], уточненными с использованием таблиц поправок на условия распространения РНС “Омега”. Значения  $\zeta = [(v_0/c) - 1] \times 10^2$ ,  $c$  – скорость света в вакууме, ( $\Phi = 50^\circ$ , морские условия), показаны на рис. 1. Относительная погрешность величины  $\zeta$  была оценена значением  $1 \times 10^{-2}$ .

Для условий ВИБ используются данные о внезапных фазовых аномалиях сигналов (наибольшее отклонение фазы от спокойного уровня), принимавшихся в Инубо (Япония) от радиостанций “G” и “C” РНС “Омега” ( $F = 13.6$  кГц) в период 1992–1994 гг. [Ionospheric, 1992–1994], и результаты регистрации ВФА на трассе “Новосибирск–Краснодар” (РНС “Альфа”,  $F = 11.9$  кГц, 1999–2001 гг.) [Беленький и др., 2002]. Рассмотрены события для интервала времени “полдень  $\pm 4$  ч”. Значения ВФА характеризовались потоком вспышечного рентгеновского излучения  $\Gamma$  [Вт м<sup>-2</sup>] в его максимуме, в окне  $1-8 \text{ \AA}$  [Solar-Geophysical Data; <http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgdpdf/>], а также значением  $\cos \chi$ ,  $\chi$  – зенитный угол Солнца (черта означает усреднение вдоль трассы распространения). Статистическая обработка массива данных, содержащего около 2000 событий, выполнена в работе [Беленький и др., 2002] с применением модели:  $\theta = A + B \lg \Gamma + C \lg \cos \chi$ , где  $\theta$  – величина фазовой аномалии, нормированная на длину трассы распространения,  $A, B$  и  $C$  – параметры аппроксимации, определявшиеся методом наименьших квадратов для каждой из 3-х трасс и 6-ти выделенных двухмесячных интервалов. По найденным параметрам  $\hat{A}, \hat{B}$  и  $\hat{C}$  для трех уровней  $\Gamma = 5 \times 10^{-6}, 16 \times 10^{-6}$  и  $50 \times 10^{-6}$  Вт м<sup>-2</sup> были рассчитаны значения фазовых аномалий  $\hat{\theta}_i$ , которые дают представление о типовых событиях ВФА для конкретных геофизических условий и момента времени максимальной освещенности трасс и используются в выражении (1). Значения СКО для оценок  $\hat{\theta}_i$  составляли 0.2–0.9 град/Мм. Пример сезонных изменений нормированных значений ВФА показан на рис. 2.

3. МОДЕЛЬ ИОНОСФЕРЫ

Для спокойных условий высотное распределение электронной концентрации дневной ионосферы  $N_q(h)$  формируется на базе модели  $N_{std}(h)$  [Азарнин и др., 1987; ГОСТ, 1995], которая описывает зависимости электронной концентрации от высоты на интервале [45, 105] км, географической широты  $\varphi$  и долготы  $\lambda$ , времени суток  $T$ , а также от значений  $M$  и  $R$ . Модифицируемая часть модели, имеющая непосредственное отношение к данной работе, условно может быть представлена следующим образом

$$N_{std}(h, \varphi, \lambda, T, M, R) = L[N_{50}(h, M), \varphi, \lambda, T, M, R],$$

здесь  $L$  – собственно модель, включающая, в частности, среднеширотный полуденный профиль  $N_{50}(h, M)$  для геомагнитной широты  $\Phi = 50^\circ$ , а также ряд элементарных и заданных таблично функций и интерполяционные процедуры (по  $\varphi$ ,  $R$  и другим параметрам). Профиль электронной концентрации  $N_{50}(h, M)$  состоит из двух элементов – базового профиля  $N_0(h)$ , задаваемого таблично на интервале [45, 105] км, и сезонной вариации  $S(h, M)$ ,

$$\lg N_{50}(h, M) = \lg N_0(h) + S(h, M).$$

С целью создания возможности последующей оптимизации табличное задание профиля  $N_0(h)$  на высотах  $h < h_2 = 75$  км заменяется функциональным. Модифицированный базовый профиль, обозначенный как  $N_0^{(1)}(h)$ , определит теперь профиль  $N_q(h, \varphi, \lambda, T, M, R)$ :

$$N_q(h, \varphi, \lambda, T, M, R) = L[N_{50}^{(1)}(h, M), \varphi, \lambda, T, M, R],$$

$$\lg N_{50}^{(1)}(h, M) = \lg N_0^{(1)}(h) + S(h, M). \quad (2)$$

Выше уровня  $h_2$  ионосфера практически не влияет на распространение СДВ [Орлов и Уваров, 1975]. Здесь  $N_0^{(1)}(h) = N_0(h)$ . На интервале  $[h_1, h_2]$ ,  $h_1 = 55$  км, значения  $\lg N_0^{(1)}(h)$  определяются кубичным сплайном  $G(h)$  [Форсайт и др., 1980], который на высоте  $h_2$  сшивается со значением  $\lg N_0(h_2)$ . Величина градиента сплайна на уровне  $h_2$ ,  $\gamma_2 = dG/dh|_{h=h_2}$ , является свободным, определяемым параметром. Ниже границы  $h_1$ , где атмосфера ионизируется только ГКЛ, зависимость  $\lg N_0^{(1)}(h)$  полагается линейной с заданным градиентом  $\gamma_1$ ,  $\lg N_0^{(1)}(h) = \lg N_0^{(1)}(h_1) + \gamma_1(h - h_1)$ . На границе  $h_1$  требуется непрерывность функции  $\lg N_0^{(1)}(h)$  и ее производной по  $h$ ,  $\gamma_1 = dG/dh|_{h=h_1}$ ; значение  $n_1 = \lg N_0^{(1)}(h_1) = G(h_1)$  является вторым свободным параметром сплайна. При определенных значениях параметров  $\gamma_{2,0}$  и  $n_{1,0}$  модель

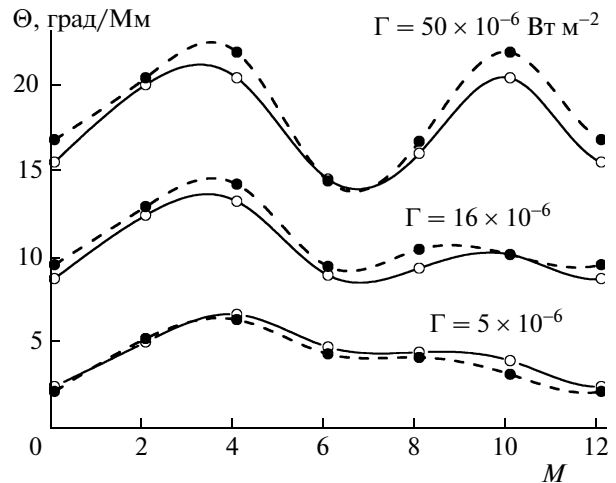


Рис. 2. Сезонные изменения нормированных значений ВФА для трех уровней  $\Gamma$ , трасса Новосибирск–Краснодар (эксперимент – штриховые кривые, расчет по модели – сплошные).

$N_0^{(1)}(h)$  несущественно отличается от опорного профиля  $N_0(h)$  исходной модели [Азарнин и др., 1987]. При этом в некоторой окрестности значений  $\gamma_{2,0}$  и  $n_{1,0}$  в модели  $N_q(h)$  с модифицированным профилем  $N_0^{(1)}(h)$  сохраняются все зависимости распределения электронной концентрации от параметров  $\varphi, \lambda, T, M$  и  $R$ , имеющиеся в модели  $N_{std}$ .

Для описания слоя ионов, в модели используется эквивалентное высотное распределение электронов

$$N_{add}(h) = N_{max} \exp\{-[(h - h_{max})/\Delta h]^4\}.$$

Вид аппроксимации выбран так, чтобы высотная зависимость  $N_{add}(h)$  эквивалентного слоя была такой же, как у моделируемого слоя ионов. Согласно работе [Иванов и Ледомская, 1981] концентрация ионов в максимуме на высоте  $h_{max} = 35$  км составляет  $(2-12) \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ , что при типовых параметрах ионов (заряд, масса, эффективная частота соударений), приведенных в указанной работе, (в приближении холодной плазмы) должно соответствовать значению  $N_{max} \approx 20-120 \text{ см}^{-3}$  [Гинзбург, 1967]; кроме того,  $\Delta h = 5$  км. Параметр  $N_{max}(M)$  является свободным параметром (элементом вектора  $\mathbf{P}$ ), определяемым для каждого из 6-ти выделенных двухмесячных интервалов. Величина  $N_{max}$  полагается не зависящей от широты, в пределах северного или южного полушарий. Поэтому в окрестности географического экватора значение  $N_{max}$  может изменяться скачком. Последнее не существенно, так как учет ионов важен только при расчете характеристик  $W$  и  $\zeta$  на широтах выше  $40^\circ$ . В окончательном виде модель про-

филя для спокойных условий определяется суммой

$$N_q(h) = L[\gamma_2, n_1, \varphi, \lambda, T, M, R] + N_{add}(h, M, N_{max}). \quad (3)$$

Для условий ВИБ модель профиля  $N_d(h)$  построена на общих принципах, изложенных в работах [Орлов и др., 1998; 2008]. В качестве исходного соотношения используется эмпирическая формула

$$N = b q^\xi, \quad (4)$$

в которой  $N$  и  $q$  имеют размерности  $[\text{см}^{-3}]$  и  $[\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}]$  соответственно. Предварительные сведения о зависимости  $b(h)$  [Орлов и др., 1998] были основаны на литературных данных. Позже, высотный ход  $b(h)$  для интервала 50–75 км, рекомендации по описанию его суммой двух экспонент и значение  $\xi = 0.55$  были получены из анализа и аппроксимации ряда зависимостей  $N(q)$ , рассчитанных по теоретической детальной модели ионной химии нижней ионосферы [Петрова и Кирквуд, 2000; Belenkiy et al., 2006]. Расчет, выполненный в требуемом диапазоне изменения  $q$ , соответствовал случаям ионизации среды ГКЛ или рентгеновским излучением Солнца (для  $\Gamma = (5-50) \times 10^{-6} \text{ Вт м}^{-2}$ ). Отличие полученного значения  $\xi$  от 0.5 означает, что при использовании общепринятого способа введения эффективного коэффициента потерь,  $\psi = q/N^2$ , величина  $\psi$  будет слабо зависеть от  $q$ ,  $\psi \sim q^{-0.05}$ . Поэтому в данной работе изначальное условие  $\psi_d = \psi_q$  заменяется условием  $b_d = b_q$ , в котором коэффициент  $b$  является величиной, не зависящей от  $q$ . Для случая  $b_q \neq b_d$  из (4) следует формула

$$N_d(h) = [(N_q)^{1/\xi} (b_d/b_q)^{1/\xi} + (b_d)^{1/\xi} \Delta q(h, \Gamma)]^\xi, \quad (5)$$

где  $N_q(h)$  – профиль для спокойных условий (предшествующих ВИБ), рассчитываемый по описанной выше модели (3),  $\Delta q(h, \Gamma)$  – высотная зависимость приращения скорости образования электронов при ВИБ, вычисляемая по однопараметрической модели из работы [Орлов и др., 1998].

Модель возмущенного профиля  $N_d(h)$  построена с учетом того, что на высотах  $h < h_{cr} \approx 60-65$  км выполняется равенство коэффициентов  $b$  для спокойных и возмущенных условий. Выше уровня  $h_3 = 60-65$  км всегда  $b_d \geq b_q$ , причем превышение  $b_d$  над  $b_q$  имеет место уже для очень слабых событий, при всплесках рентгеновского излучения  $\Gamma < \Gamma_0 = 5 \times 10^{-6} \text{ Вт м}^{-2}$ , а при более сильных потоках,  $\Gamma \geq \Gamma_0$ , справедливо  $b_d(\Gamma) = \text{const}$ , [Митра, 1977]. С высотой отношение  $b_d/b_q$  увеличивается и может достигать 10 для  $h = 70$  км. При таких упрощающих предположениях о характере зависимости  $b_d(\Gamma)$  и при  $h_3 = 61$  км задача оценивания параметров  $b_q$  и  $b_d$  по ВФА была рассмотрена в работе [Орлов и др., 2005]. Теоретическое моделирование ионного состава и процессов в нижней полярной

ионосфере при солнечной вспышке класса  $M$  [Терещенко и др., 2006] также свидетельствует об увеличении  $b_d$  на высотах  $h > 64$  км; однако в области высоких широт для  $h = 70$  км величина  $b_d$  превышает  $b_q$  только на 15%. Следует заметить, что имевшиеся в распоряжении авторов сведения о возможном поведении с высотой отношения  $b_d/b_q$  носят общий характер, что ограничивает интерпретации получаемых оценок для  $b_d(h, \Phi)$ .

Для зависимостей  $b_q$  и  $b_d$  от  $h$ ,  $\Phi$  и  $M$  используются представления:

$$b_q = [\exp(A_b + g_1(h - h_0)) + \exp(B_b + g_2(h - h_0))]^{-1}, \\ b_d = b_q \exp[C_b \exp(E_b(h - h_3))], \quad (6)$$

где коэффициент  $A_b$  задается кубичным сплайном,  $A_b = S_1(\Phi, a_k)$ , определяемым узловыми значениями  $a_k$ ,  $k = 1, 2, \dots, 5$ . Для месяцев {12,1}, {2,3}, {4,5} используются узловые значения  $a_1, a_2, a_4, a_5$ , присвоенные соответственно широтам  $50^\circ\text{N}$ ,  $30^\circ\text{N}$ ,  $30^\circ\text{S}$ ,  $50^\circ\text{S}$ . Для месяцев {6,7}, {8,9} и {10,11} используются те же значения  $a_1, a_2, a_4, a_5$  для широт  $50^\circ\text{S}$ ,  $30^\circ\text{S}$ ,  $30^\circ\text{N}$ ,  $50^\circ\text{N}$ . Узловое значение  $a_3$  для  $\Phi = 0$  является различным для всех 6-ти пар месяцев. Аналогично задается сплайном коэффициент  $E_b = S_1(\Phi, d_k)$ . Коэффициент  $B_b$  определен формулой  $B_b = \beta_0 + \beta \sin^2(1.8\Phi)$ . Параметры  $a_k, d_k, \beta_0$  и  $\beta$  зависят от  $M$  и являются свободными, остальные – фиксированы:  $h_0 = 61$  км,  $g_1 = -0.325 \text{ км}^{-1}$ ,  $g_2 = -0.03 \text{ км}^{-1}$ ;  $C_b = 0.02$  при  $h \geq h_3$  и  $C_b = 0$  при  $h < h_3$  [Орлов и др., 2008]. На основании решения ряда тестовых задач было получено, что наилучшая близость модели (6) к используемым экспериментальным данным о ВФА получается при  $h_3 = h_{cr} = 61$  км. Это значение было зафиксировано и не оптимизировалось на конечном этапе данной работы.

Принципиальным элементом исследуемой модели  $N_{mod}(h, \mathbf{P})$  является условие связи величин  $N_q(h_c)$  и  $b_q(h_c, a_k, d_k, \beta)$  на высоте  $h_c < h_{cr}$ , основанное на равенстве параметров  $b$  для спокойных условий и условий ВИБ,  $N_q = b_q [q_{cr}]^\xi$ , где величина  $b_q$  определена формулой (6). Величина  $q_{cr}(h)$  – скорость образования электронов под действием галактических космических лучей, полагается известной и задается аппроксимацией  $q_{cr}(h) = q_{50} \exp[\delta(h - h_q)]$ , где  $\delta = -0.13 \text{ км}^{-1}$ ,  $h_q = 55$  км,  $q_{50} = q_0 + q_1 \cos[\pi(M - 6)/6]$ ,  $q_0 = 0.065 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $q_1 = 0.013 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Значения  $q_0$  и  $q_1$  даны с учетом эффектов дополнительной ионизации вторичными частицами и излучениями [Велинов и др., 1974]. Таким образом, величина  $N_q(h_c)$  для спокойных условий и значение  $b_q$  из модели для условий ВИБ оказываются связанными. Для реализации связи выбрана высота  $h_c = 55$  км (при этом учитывается, что  $N_{add}(h_c) \ll N_q(h_c)$ ). Условие связи

реализуется на геомагнитной широте  $50^\circ\text{N}$  и имеет вид

$$N_0^{(1)}(h_c) = 10^{-S(h, M)} b_q(h_c, a_k, d_k, \beta) [q_{cr}(h_c, M)]^\xi. \quad (7)$$

Оно определяет также градиент нижней части среднеширотного профиля  $N_q$  на высоте связи  $h_c$  и ниже,  $\text{grad} \lg N_q(h_c) = \gamma_1 = \text{grad} \lg b_q + \xi \text{grad} \lg q_{cr} = 0.11 \text{ км}^{-1}$ . Кроме того, и это основное, параметр  $n_1 = \lg N_0^{(1)}(h_1)$  перестает быть независимым и выражается через значения  $a_k, d_k, \beta_0, \beta$ .

Полное количество свободных параметров  $a_k, d_k, \beta_0, \beta, \gamma_2$  и  $N_{\max}$  (элементов вектора  $\mathbf{P}$ ) для каждой из трех частных задач (включающих 2 временных интервала, смещенных друг относительно друга на 6 месяцев) составляет  $K = 19$ , а количество исходных данных —  $I = 26$ . Минимизация функционала (1) производилась методом поординатного спуска. Сформированная задача имеет малую избыточность. Параметры, определяющие высотные зависимости  $b(h)$ , оцениваются благодаря использованию данных для трех интенсивностей  $\Gamma$ . На рис. 3 приведен пример возмущенных профилей для двух интенсивностей вспышек, иллюстрирующий увеличение глубины просачивания рентгеновского излучения с ростом  $\Gamma$  (при одновременном росте жесткости спектра вспышечного излучения, [Митра, 1977; Орлов и др., 1998]). Зависимость от широты в модели носит интерполяционный характер по отношению к данным для трасс “Новосибирск–Краснодар” и “С – Инубо”, которые лежат в относительно узких широтных поясах, а также к интегральному результату для экваториального пояса широт (трасса “G” – Инубо). В целом метод выполняет функции инструмента преобразования входной информации – экспериментальных данных  $W, \zeta, \theta$ , в выходную – параметры модели (3), (5)–(7).

#### 4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В целом значения анализируемых величин  $W, \zeta$  и  $\theta$ , рассчитанные по оптимизированной модели, достаточно близки к исходным экспериментальным данным (рис. 1 и 2). Профили электронной концентрации для спокойных условий  $N_q(h)$  показаны на рис. 3 для четырех характерных моментов времени (для координат  $\varphi = 55.4^\circ, \lambda = 61^\circ, \Phi = 50^\circ$ ). Также на графике приведены примеры профилей  $N_q(h)$  для условий ВИВ. Сезонные изменения профилей  $N_q$  наиболее велики (около 10 раз) на высотах 66–75 км. Экстремальные значения величины  $N_q$  на высотах  $h > 65$  км относятся к датам 01.01 и 01.09 (напомним, что здесь и далее указанные даты фиксированы, как середина двухмесячных выборок). Зимние профили (декабрь–январь) имеют характерную особенность —

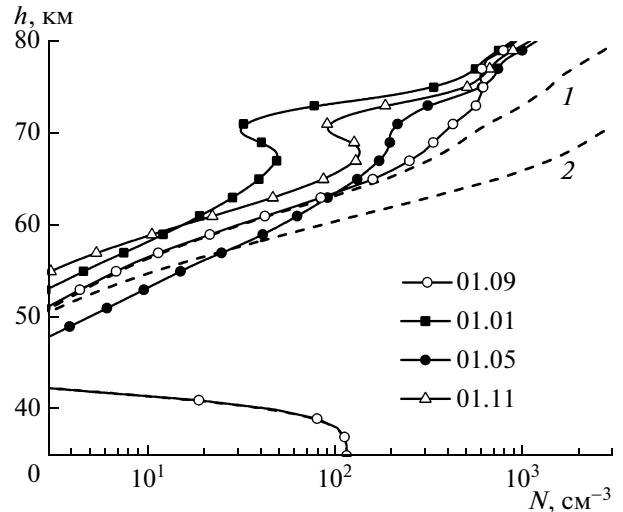
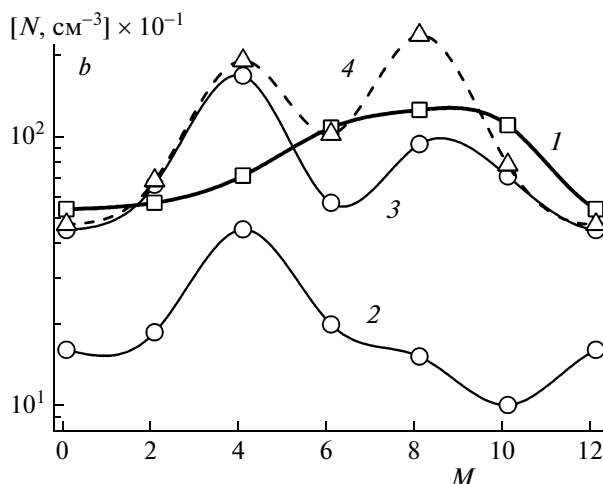


Рис. 3. Профили электронной концентрации для спокойных условий (4 кривые помечены различными значками) и для условий ВИВ для 1 сентября (штриховые кривые 1 и 2 для  $\Gamma = 5 \times 10^{-6}$  и  $50 \times 10^{-6}$  Вт  $\text{м}^{-2}$  соответственно). Приведен пример “электронного” эквивалента ионного образования для высот ниже 45 км (также для 1 сентября).

участок повышенного градиента. Вид полученных зависимостей  $N_q(h)$  на высотах  $h > 65$  км, включая эту особенность, близок к результатам [Азарнин и др., 1987; ГОСТ, 1995]. Однако надо заметить, что в этих работах автоматизированный алгоритм оптимизации формы профиля не использовался (профиль подбирался “вручную”), а участок повышенного градиента был введен с целью получения требуемого, достаточно большого значения коэффициента отражения при крутом падении СДВ на ионосферу (короткая трасса,  $D \approx 100$  км). В данной работе применяется формализованный алгоритм оптимизации, и используются данные о распространении СДВ только на протяженных трассах. Тем не менее, особенность в виде участка с повышенным градиентом для зимних условий сохранилась.

Зависимость  $N_q(h)$  для высот ниже 45 км, где моделируется область повышенной ионной концентрации, приведена на рис. 3 для 1 сентября. Представление об аналогичных зависимостях для других моментов времени можно получить с учетом сезонной зависимости  $N_q(M)$  для  $h = 35$  км, показанной на рис. 4. В этой зависимости преобладает годовая гармоника. Экстремальные значения, достигающие 55 и  $110 \text{ см}^{-3}$  в январе и сентябре соответственно, близки к ожидаемым значениям, приведенным выше.

Некоторые иллюстративные результаты оценивания параметров  $b_q$  и  $b_d$  для спокойных и возмущенных условий показаны на рис. 4–6. Значения параметров, а так же их высотные, сезонные и широтные регулярные изменения в целом близки



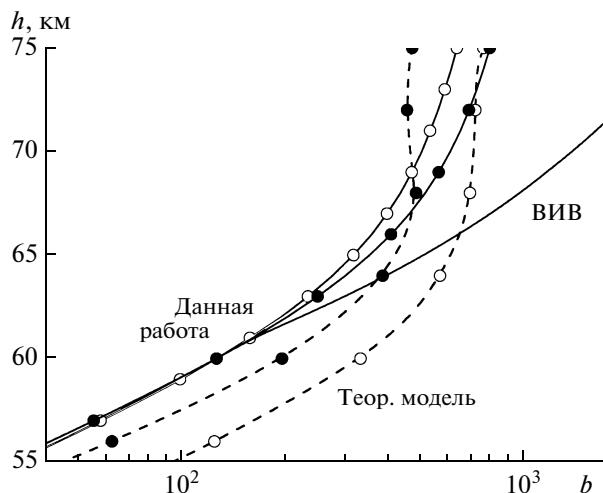
**Рис. 4.** Сезонные вариации значений  $N_q$  на высоте 35 км, рассчитанные по построенной модели, показаны кривой 1; сезонные изменения параметра  $b$  представлены: кривая 2 – для  $h = 55$  км (здесь  $b_q = b_d$ ), кривыми 3 и 4 для  $h = 70$  км (параметры  $b_q$  и  $b_d$  соответственно).

к оценкам, полученным в работе [Belenkiy et al., 2006; Орлов и др., 2008]. Примеры высотных зависимостей параметров  $b_q$  и  $b_d$  для 1 января и 1 июля показаны на рис. 5. Можно отметить, что на высотах ниже 62 км различие значений параметра  $b_q$  для этих месяцев практически отсутствует. Для условий ВИВ наблюдается существенный рост  $b_d$ , по сравнению  $b_q$  (около 2-х раз на высоте 70 км).

Наиболее сильное сезонное изменение коэффициента  $b_q$  на широте  $\Phi \approx 50^\circ$  на высотах 50–55 км имеет место для моментов времени 01.05 и 01.11 (рис. 4): значение  $b_q$  изменяется в 4.5 раза. Изменения величины  $q_{cr}$  в этом случае практически отсутствуют. Поэтому сезонные изменения  $N_q$  на средних широтах на высотах 50–65 км для указанных месяцев определяются в значительной степени изменением коэффициента  $b_q$ . Следует заметить, что в общем случае на рассчитанные значения параметров  $W$ ,  $\zeta$  и  $\theta$  (рис. 1, 2) влияет совместное действие сезонных изменений параметров  $b_q$ ,  $q_{cr}$  и эффективной частоты соударения электронов.

Рост коэффициента  $b_d$  (условия ВИВ) по сравнению с коэффициентом  $b_q$  для широт  $\Phi \approx 50^\circ$  имеет место в летние и осенние месяцы, максимум отношения  $b_d/b_q$  приходится на конец августа – начало сентября (рис. 4). Величина отношения  $b_d/b_q$  изменяется с широтой, достигая максимума на широтах  $\Phi = 25\text{--}35^\circ$  для даты 01.07 (рис. 6).

Для оценки качества решения задачи необходим анализ точности полученных результатов. Нахождение точности полученных оценок  $b$  и  $N_q$  выполнялось в два этапа. На первом – с использованием способа переноса погрешности, в рамках

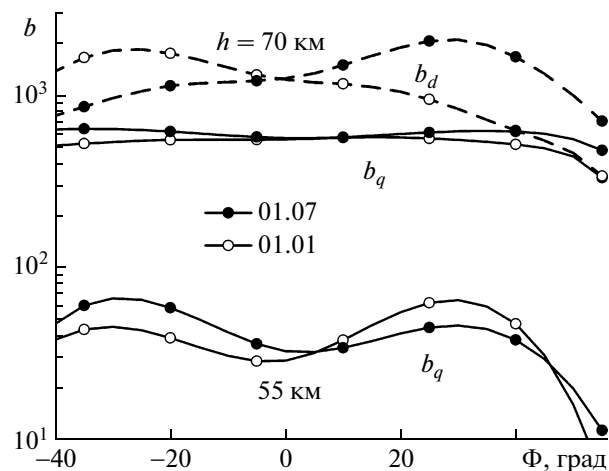


**Рис. 5.** Сравнение высотных зависимостей  $b$  (спокойные условия, географическая широта  $\Phi = 50^\circ$ ): данная работа – сплошные линии, расчет по теоретической модели [Петрова и Кирквуд, 2000] – штриховые. Кривые, относящиеся к дате 01.01, отмечены кружками, к дате 01.07 – залитыми кружками. Для условий ВИВ приведена зависимость  $b(h)$  только для 01.07, аналогичная кривая для 01.01 практически совпадает с кривой для спокойных условий.

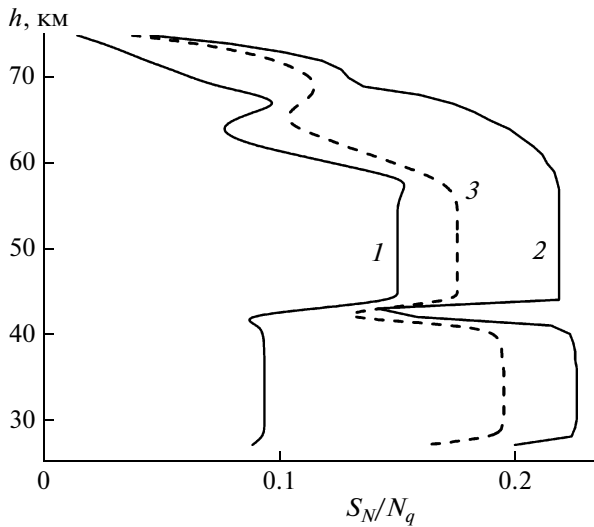
метода МНК вычислялась матрица ошибок  $D(\mathbf{P})$  для параметров  $p_k$ , связанная с ковариационной матрицей  $D(\mathbf{X}^{(e)})$  для исходных экспериментальных данных  $X_i^{(e)}$  соотношением [Худсон, 1967]

$$D(\mathbf{P}) = (\mathbf{A}'\mathbf{A})^{-1}\mathbf{A}'D(\mathbf{X}^{(e)})\mathbf{A}(\mathbf{A}'\mathbf{A})^{-1}.$$

Здесь  $\mathbf{A}$  – матрица, получаемая при линейаризации зависимостей  $X_i(\mathbf{P})$  в окрестности решения задачи. На втором этапе в соответствии с правилом переноса ошибок по матрице  $D(\mathbf{P})$  с учетом зави-



**Рис. 6.** Пример широтной зависимости параметров  $b_q$  и  $b_d$  для высот 55 и 70 км.

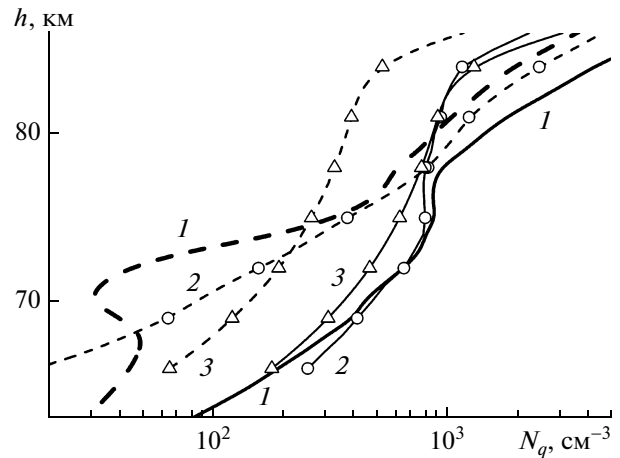


**Рис. 7.** Зависимости относительной погрешности  $S_N/N_q$  от высоты, рассчитанные для 6-ти рассматриваемых пар месяцев лежат в области между кривыми 1 и 2. В качестве примера показана зависимость  $S_N/N_q$  для  $M = 8, 9$  (кривая 3).

симостей  $b$  и  $N_q$  от вектора параметров  $\mathbf{P}$  находились искомые погрешности  $S_b$  и  $S_N$ .

Общее представление о качестве решения можно получить по остаточному значению минимизированной суммы (1). Достигнутые для трех наборов экспериментальных данных минимальные значения  $V$  составляют 15–25. Соответствующие им среднеквадратичные значения нормированных невязок равны 0.8–1, что в формальном отношении свидетельствует о вполне удовлетворительной адекватности модели использованным данным о распространении СДВ в спокойных условиях и при ВИБ. При исключении из модели профиля ионосферы  $N_{qi}(h)$  для спокойных условий слагаемого  $N_{add}(h, M)$ , моделирующего ионный слой на высотах 30–40 км, среднеквадратичные значения нормированных невязок увеличиваются до 5–6. Последующая процедура оптимизации такой модели позволяет уменьшить значения этих невязок лишь до значений 3–5, существенно превышающих минимальные значения, достигнутые для модели с учетом ионов, что свидетельствует о необходимости их учета.

Относительные погрешности оценок значений  $N_q$  изменяются с высотой в пределах границ, приведенных на рис. 7. На высотах 60–70 км, где ионосфера в наибольшей степени определяет распространение СДВ, точность составляет 8–22% (наихудшее значение – для 1 ноября). Для высот 30–40 км достаточно высокая точность, около 9%, получена для 1 июля, а для остальных месяцев погрешность увеличивается и достигает 22% для 1 января. Точности оценок параметров  $b_q$  и  $b_d$  для широт  $\Phi = 0$  и  $50^\circ$  в диапазоне высот 50–70 км из-



**Рис. 8.** Сравнение профилей электронной концентрации, рассчитанных для широты  $\Phi = 50^\circ$  по различным моделям: данная работа (индекс 1), модель FIRI (2), модель IRI-90 (3). Сплошными линиями показаны результаты для 01.07, штриховыми – для 01.01.

меняются в пределах от 10 до 24%. На широте  $30^\circ$  погрешности оценок этих параметров в 1.5–2 раза меньше, чем погрешности для широты  $50^\circ$ .

Представляет интерес сопоставление профилей электронной концентрации спокойной ионосферы, построенных по модели настоящей работы для широты  $50^\circ$ , с аналогичными зависимостями, рассчитанными по некоторым известным моделям ионосферы. Значения  $N_q(h)$  для июня–июля на интервале 68–77 км практически совпадают с результатами, полученными по модели FIRI [Friedrich and Torgar, 2001] (рис. 8). К обоим результатам достаточно близки данные модели IRI-90 [Bilitza, 1990]. Из сравнения представленных зависимостей следует, что на высотах  $h > 78$  км модель [Азарнин и др., 1987; ГОСТ, 1995] требует коррекции. Однако это не должно сказаться на летнем профиле  $N_q(h)$  на высотах ниже 75 км, к которым относятся результаты данной работы. Зимние профили данной работы и модели FIRI несущественно различаются на высотах более 75 км. Ниже этого уровня поведение профиля модели FIRI носит монотонный характер. Построенный профиль, как отмечалось выше, имеет участок крутого градиента и осциллирует на высотах 66–75 км. Можно полагать, что причиной отличительной особенности результата данной работы является установление связи профиля  $N_q(h)$  с типовыми параметрами СДВ-полей, в результате чего в выходном профиле сохраняются особенности, свойственные единичным реализациям профилей. Операция обработки исходных данных, используемая при создании модели FIRI, по-видимому, не сохраняет такие особенности.



## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По экспериментальным данным о распространении СДВ на протяженных трассах построена модель полуденного среднеширотного профиля электронной концентрации нижней ионосферы для спокойных условий и условий ВИВ. Модель удовлетворяет требованию согласования профилей электронной концентрации для спокойных и возмущенных условий, которое соответствует равенству коэффициентов  $b_q$  и  $b_d$  на высотах ниже 61 км. В рамках этой модели получены представления о высотных, широтных и сезонных вариации параметров  $b_q$  и  $b_d$ . Погрешности для электронной концентрации нижней ионосферы для спокойных условий и условий ВИВ, а также для параметров  $b_q$  и  $b_d$  на высотах ниже 70 км не превышают 20–25%. Эти результаты следует расценивать, как вполне удовлетворительные. Сравнение построенной модели профиля электронной концентрации с имеющимися литературными данными (модели IRI-90 и FIRI), выполненное для широты 50°, в целом свидетельствует о согласии моделей.

Основным средством достижения согласования профилей электронной концентрации для спокойных и возмущенных условий является введение области повышенной электронной концентрации на высотах 30–40 км, моделирующей слой атмосферы с высокими ионными концентрациями (до  $2 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ ). Вид полученной сезонной вариации эквивалентной электронной концентрации  $N_{\max}$  согласуется с оценками, сделанными по данным [Иванов и Ледомская, 1981]. Значения проводимости атмосферы [Гинзбург, 1967], полученные для  $h = 35$  км по оценкам  $N_{\max}$ , составляют  $\sigma \approx 8 \times 10^{-10}$  См/м для января и  $1.6 \times 10^{-9}$  См/м для сентября (при эффективной частоте соударений электронов с нейтральными частицами  $\nu_{\text{эф}} = 2 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ ). Попытки решения задачи с исключением проводящей вставки на высотах 30–40 км свидетельствуют о несовместности такой модели с исходными данными. Поэтому модели нижней ионосферы, построенные ранее с использованием данных о дальних СДВ-полях без учета ионов на высотах 25–45 км (модели [Байбулатов и Краснушкин, 1967; Vain and May, 1967; Азарнин и Орлов, 1976; Азарнин и др., 1987; ГОСТ 1995]), следует рассматривать как эффективные, в которых влияние ионов на распространение СДВ моделируется посредством дополнительного увеличения электронной концентрации профиля  $N_q(h)$  и уменьшения его градиента на высотах 50–65 км.

Авторы приносят глубокую благодарность др. М. Фридриху за предоставление текста программы FIRI-модели.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Азарнин Г.В., Орлов А.Б. Модели дневной нижней ионосферы для прогнозирования распространения СДВ-полей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 26. № 3. С. 454–461. 1976.
- Азарнин Г.В., Колсанов В.А., Орлов А.Б. О возможной структуре глобальной модели нижней ионосферы для прогнозирования СДВ // Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 21. Л.: Изд-во Ленинградского университета. С. 112–130. 1987.
- Байбулатов Р.Б., Краснушкин П.Е. Определение дневного профиля электронной концентрации слоев D и C ионосферы по измерениям наземных полей сверхдлинных радиоволн и профилю атмосферного давления // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 6. № 6. С. 1051–1060. 1966.
- Бельский М.И., Орлов А.Б., Пронин А.Е., Уваров А.Н. О зависимости величины ВФА от зенитного угла Солнца на протяженных трассах в различных широтах // Сб. тез. докл. региональной VIII конф. по распространению радиоволн. СПб.: Изд-во СПбГУ, С. 25. 2002.
- Велинов П., Несторов Г., Дорман Л. Воздействие космических лучей на нижнюю ионосферу и распространение радиоволн. София: изд-во Болг. АН, 311 с. 1974.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 683 с. 1967.
- ГОСТ Р 25645.157-94. Ионосфера Земли нижняя. Модель глобального распределения концентрации и эффективной частоты соударений электронов для прогнозирования низкочастотных радиополей. М.: изд-во стандартов, 380 с. 1995.
- Демьякин С.М., Никитин А.А., Орлов А.Б. Измерения фазовой скорости в диапазоне сверхдлинных радиоволн // Радиотехника и электроника. Т. 19. № 10. С. 2060–2065. 1974.
- Иванов В.И., Ледомская С.Ю. Эффект влияния ионов на характеристики распространения ОНЧ-радиоволн и параметры шумановского резонанса // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 21. № 2. С. 298–301. 1981.
- Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение радиоволн в волноводном канале Земли–ионосфера и в ионосфере. М.: Наука, 150 с. 1993.
- Макаров Г.И., Орлов А.Б., Пронин А.Е., Уваров А.Н. Анализ широтных и регулярных долгопериодных изменений амплитуд СДВ-полей (15–25 кГц) на протяженных среднеширотных трассах в околополуденных условиях // Вестн. Санкт-Петербургского Университета, Сер. 4. Физика – Химия. Вып. 2 (№ 12). С. 39–46. 2001.
- Митра А. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. М.: Мир, 370 с. 1977.
- Орлов А.Б., Уваров А.Н. О возможности послышного определения электронной концентрации в дневной нижней ионосфере по экспериментальным данным о СДВ-полях // Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 14. Л.: Изд-во Ленинградского университета, С. 96–109. 1975.
- Орлов А.Б., Пронин А.Е., Уваров А.Н. Широтная зависимость эффективного коэффициента потерь для

- дневной нижней ионосферы по данным о фазовых вариациях СДВ-полей и о риометрическом поглощении во время ВИБ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 3. С. 102–110. 1998.
- Орлов А.Б., Петрова Г.А., Уваров А.Н. О возможности получения оценок эффективного коэффициента потерь нижней ионосферы для спокойных и возмущенных условий по данным о ВФА СДВ // Сб. тез. докл. региональной XI конференции по распространению радиоволн. СПб.: изд-во СПбГУ, С. 14–15. 2005.
  - Орлов А.Б., Уваров А.Н., Юсупов И.Е. Определение параметров нижней дневной ионосферы для спокойных условий и условий ВИБ по данным о распространении СДВ // Тр. XXII Всероссийской науч. конф. “Распространение радиоволн”. Ростов-на-Дону – Сочи. Т. 2. С. 29–32. 2008.
  - Петрова Г.А., Кирквуд Ш. Моделирование профиля электронной плотности в нижней ионосфере высоких широт // Вестн. МГТУ. Т. 3. № 1. С. 115–128. 2000.
  - Терещенко В.Д., Осепян А.П., Терещенко В.А. Изменение структуры полярной ионосферы в периоды солнечных вспышек. Эксперимент и модель // Сб. тез. докл. региональной XII конф. по распространению радиоволн. СПб.: изд-во СПбГУ. С. 17–19. 2006.
  - Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 210 с. 1980.
  - Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 242 с. 1967.
  - Часовитин Ю.К. Справочная модель распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений в ионосфере на высотах ниже 200 км. Обнинск: ВНИГМИ–МЦД, 132 с. 1983.
  - Bain W.C., May B.R. D-region electron density distributions from propagation data // Proc. IEE. V. 114. № 11. P. 1593–1597. 1967.
  - Belenkiy M.I., Orlov A.B., Petrova G.A., Uvarov A.N. Modeling of the electron density profile of the lower ionosphere (45–75 km) for sudden ionospheric disturbance conditions based on the data on sudden phase anomalies of VLF signals // Intern. J. Geomag. Aeron. V. 6. GI3006, doi:10.1029/2005GI000113, 2006.
  - Bilitza D. International Reference Ionosphere. NSS-DC/WDC-A-R&S 90-22. 1990.
  - Deeks D.G. D-region electron distributions in middle latitudes deduced from the reflection of long radio waves // Proc. Roy. Soc. (A). V. 291. P. 413–437. 1966.
  - Friedrich M., Torcar K.M. FIRI: A semiempirical model of the lower ionosphere // J. Geophys. Res. V. 106. № A10. 21409–21418. 2001.
  - Ionospheric Data in Japan. V. 44–46. №№ 1–12. 1992–1994.
  - Morgan R.R., Maxwell E.L. Omega navigation system conductivity map. Report № 54-F-1, DECO Electronics Inc., Boulder, Colorado 80302. 1965.
  - Solar-Geophysical Data. Part 2. № 574–610. 1992–1994; <http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgdpdf/>