

*М. С. Богомолова, С. А. Ишанов, †С. В. Клевцур
А. И. Кожурова, К. С. Латышев*

**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ,
УЧИТЫВАЮЩАЯ ВЫСОТНО-ДОЛГОТНЫЕ ВАРИАЦИИ
ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ**

При помощи математической двумерной нестационарной модели исследованы механизмы формирования долгого эффекта (ДЭ) в среднеширотной ионосфере и показано, что одним из основных меха-



низмов является термосферный ветер в сочетании с геометрией магнитного поля Земли. Проведены модельные расчеты зависимости долготных эффектов в среднеширотной F-области от уровней геомагнитной и солнечной активности. Показано, что с увеличением геомагнитной возмущенности поведение электронной концентрации в целом соответствует отрицательной фазе суббури. Однако в некоторых долготных секторах наблюдается повышение электронной концентрации, что объясняется увлечением ионосферной плазмы термосферным ветром. При этом амплитуда ДЭ контролируется изменениями абсолютной величины, амплитуды и фазы долготных профилей меридиональной и зональной компонент скорости нейтрального ветра. С ростом солнечной активности происходит увеличение электронной концентрации в максимуме F2 слоя, также увеличивается и $h_m F2$.

By means of mathematical two-dimensional nonstationary model mechanisms of formation of longitudinal effect in a middle-latitude ionosphere are probed and is shown that one of main engines is the thermosphere wind in combination with earth magnetic field geometry. Model calculations of dependence of longitudinal effects in middle-latitude F-area from levels of geomagnetic and solar activity are carried out. It is shown that with increase in a geomagnetic disturbance the behavior of electronic concentration as a whole corresponds to the negative phase of a substorm. However, in some longitudinal sectors increase of electronic concentration that is explained by hobby of ionospheric plasma for a thermosphere wind is watched. Thus DYE amplitude is supervised by changes of absolute value, amplitude and a phase of longitudinal profiles of the meridional and zonal components of speed of a neutral wind. To growth of solar activity there is an increase in electronic concentration in a maximum of F2 of a layer, also increases $h_m F2$.

Ключевые слова: математическая модель, ионосфера, термосферный ветер.

Key words: mathematical model, ionosphere, thermosphere wind.

При моделировании среднеширотной ионосферы обычно полагают, что ионосферные характеристики (концентрация ионов и электронов, их температуры и макроскопические скорости) не зависят от широты и долготы. Интегрирование одномерных уравнений непрерывности, движения и теплового баланса для ионов O_2^+ , NO^+ , O^+ , H^+ и электронов позволило исследовать многие механизмы, влияющие на формирование среднеширотной области, в частности роль горизонтальных компонент нейтрального ветра в образовании и поведении пика электронной концентрации в F2 слое, взаимодействие ионосферы и плазмосферы путем обмена потоками заряженных частиц и так далее.

В то же время многочисленные спутниковые и наземные измерения обнаруживают существенные широтные и долготные вариации ионосферы. Так, отношение максимального значения $h_m F2$ к минимальному в диапазоне коширот $\theta = 20^\circ - 70^\circ$ может достигать фактора 2–3 в дневное время и фактора 4–5 в ночное даже в периоды низкой солнечной активности и спокойных геомагнитных условий. При этом высоты максимума F2 слоя h_m могут отличаться на 100 км и более. Поскольку плазма в среднеширотной ионосфере считается замагничен-



ной, то движение плазмы происходит в основном вдоль геомагнитных силовых линий при отсутствии электрических полей. Электрические поля на средних широтах в спокойных условиях малы ($\sim 1-5$ мВ/М) и соответственно незначителен электромагнитный дрейф. Однако, по мере приближения к экватору движение плазмы все более отличается от движения вдоль радиуса – вектора и в области экваториальных широт ($\theta = \pm 15^\circ$) плазма движется практически параллельно поверхности Земли. При этом магнитный дрейф приобретает характер вертикальных движений (~ 20 м/с) и вызывается сравнительно небольшими электрическими полями ($\sim 0,5$ мВ/М).

Еще более значительные вариации ионосферных параметров обнаруживаются на различных долготах в одни и те же моменты местного времени. Долготные изменения наблюдаются практически на всех широтах и во всем интервале высот ионосферы. Амплитуда долготных вариаций в электронной концентрации в области высоких широт может достигать порядка величины. В связи с указанными обстоятельствами представляется интересным исследовать эффекты многомерности или горизонтальной неоднородности среднеширотной ионосферы.

Рассмотрим систему уравнений, записанных в полярной системе координат (r – радиус, λ – географическая долгота):

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = \omega \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(P_{rr} \frac{\partial n_\alpha}{\partial r} + P_r n_\alpha \right) + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(P_{\lambda\lambda} \frac{\partial n_\alpha}{\partial \lambda} + P_\lambda n_\alpha \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(P_{r\lambda} \frac{\partial n_\alpha}{\partial \lambda} \right) + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(P_{\lambda r} \frac{\partial n_\alpha}{\partial r} \right) \right\} + Q_\alpha - L_\alpha n_\alpha, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} = S_{rr} \frac{\partial^2 u_n}{\partial r^2} + S_r \frac{\partial u_n}{\partial r} + R_{\lambda\lambda} \frac{\partial^2 u_n}{\partial \lambda^2} + R_\lambda \frac{\partial u_n}{\partial \lambda} - w_u u_n + F_u, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} = S_{rr} \frac{\partial^2 v_n}{\partial r^2} + S_r \frac{\partial v_n}{\partial r} + R_{\lambda\lambda} \frac{\partial^2 v_n}{\partial \lambda^2} + R_\lambda \frac{\partial v_n}{\partial \lambda} - w_v v_n + F_v, \quad (3)$$

где n_α ($\alpha = 1, 2, 3, 4, 5$) – концентрации ионов $O^+, H^+, O_2^+, N_2^+, NO^+$ соответственно, причем $\omega = 1$ для ионов O^+, H^+ и $\omega = 0$ для ионов O_2^+, N_2^+, NO^+ ; Q_α и L_α – члены, описывающие источники и стоки частиц; u_n и v_n – меридиональная и зональная компоненты нейтрального ветра. Коэффициенты, входящие в уравнения (2) и (3), имеют следующий вид:

$$S_{rr} = \frac{\eta}{\rho_n}, \quad S_r = \frac{2S_{rr}}{r}, \quad R_{\theta\theta} = \frac{S_{rr}}{r^2}, \quad R_{\lambda\lambda} = \frac{R_{\theta\theta}}{\sin^2 \theta},$$

$$R_\theta = \frac{R_{\theta\theta}}{\text{tg} \theta} - \frac{u_n}{r}, \quad w_u = R_{\lambda\lambda} + \frac{R_{n\theta}^{(2)}}{\rho_n}, \quad R_\lambda = -\frac{V_n}{r \sin \theta},$$

$$F_u = -\frac{v_n^2 \text{ctg} \theta}{r} + 2\Omega v_n \cos \theta + \frac{R_{n\theta}^{(1)}}{\rho_n} - \frac{1}{r \rho_n} \frac{\partial P_n}{\partial \theta}, \quad w_v = R_{\lambda\lambda} + \frac{R_{n\lambda}^{(2)}}{\rho_n} + \frac{u_n \text{ctg} \theta}{r},$$

$$F_v = -2\Omega u_n \cos \theta + \frac{R_{n\lambda}^{(1)}}{\rho_n} - \frac{1}{r \rho_n \sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \lambda}.$$



Здесь θ — географическая коширота; ρ_n — плотность нейтрального газа; r и η — коэффициенты вязкости; P_n — давление; Ω — угловая скорость вращения Земли; $R_{ni\theta}^{(1)}, R_{ni\lambda}^{(1)}, R_{ni\theta}^{(2)}, R_{ni\lambda}^{(2)}$ меридиональная и зональная компоненты силы ион-нейтрального трения соответственно. Остальные коэффициенты подробно приведены в [1].

Решение системы (1)–(3) будем отыскивать в области $G_1 = \{R_0 \leq r \leq R_1, \theta = \text{const}, 0 \leq \lambda \leq 2\pi\}$ для всех $t \in [0, T]$; в данном случае t имеет смысл Всемирного времени (UT); Γ — граница области G_1 . Дополним систему уравнений (1)–(3) начальными ($t = 0$) и граничными $(r, \lambda) \in \Gamma$ условиями. Отметим, что в наших расчетах на верхней границе ($r = R_1$) использовались для уравнений непрерывности ионов краевые условия первого рода и краевые условия третьего рода, полученные из расчетов ионных потоков. По долготе в качестве краевого условия применялись условия периодичности решений и коэффициентов уравнений (1–3).

Система уравнений (1)–(3) совместно с соответствующими начальным и граничным условиям образует теоретическую нестационарную высотно-долготную модель ионосферы, которая решается численно с использованием разностных схем и циклического « $\alpha - \beta$ » итерационного алгоритма, изложенных в [2; 3].

Долготные эффекты в F-области обусловлены несовпадением географической и геофизической систем координат и вариациями параметров геомагнитного поля — величины наклонения и склонения. Эти вариации геомагнитного поля влияют на плазму F-области в основном через процессы переноса. Однако конкретное проявление этих причин, в общем, разное для различных диапазонов широт. Число работ, посвященных анализу причин и механизмов ДЭ, очень велико, причем большинство работ основано на интерпретации экспериментальных данных.

Однако полной картины ДЭ до сих пор не существует, недостаточно изучены такие основные характеристики, как амплитуда ДЭ, стабильность, изменения в зависимости от гелиогеофизических условий и так далее. То же самое можно сказать и о причинах ДЭ. Двумерная нестационарная модель позволила провести комплексные расчеты ДЭ для различных условий.

Прежде чем перейти к анализу причин и характеристик особенностей ДЭ в среднеширотной ионосфере, рассмотрим результаты расчетов суточных вариаций ионосферных параметров. В настоящее время суточные ходы электронной концентрации в F-области, а также горизонтальных компонент нейтрального ветра достаточно хорошо изучены как экспериментально, так и теоретически, поэтому они являются удобным средством проверки адекватности модели реальным гелиогеофизическим ситуациям. В высотно-долготной модели t — всемирное время (UT). При этом суточную вариацию можно получить, зафиксировав какой-либо момент UT и рассмотрев различные долготы.



На рисунке 1 показаны изолинии логарифма концентрации ионов O^+ в спокойной среднеширотной ионосфере летнего сезона ($N_d = 180$, N_d – номер дня в году) при $F_{10.7} = 150$, $K_p = 0$, $\theta = 45^\circ$ для момента времени 12 ч UT на долготах от 0° до 360° . Каждой долготе соответствует свой момент местного времени (суточная вариация). Отметим, что при проведении данного вычислительного эксперимента для уравнений (1) использовались граничные условия 3-го рода в виде потока частиц. Полученные результаты хорошо согласуются с данными эмпирических моделей (максимальное расхождение в расчетах с моделью IRI-78 не превосходит 30–50 % для выбранных гелио-геофизических условий как в N_mF_2 , так и в h_mF_2). Отчетливо заметен подъем F-слоя в районе $\lambda = 120–150^\circ E$ (20–22 ч) и его спуск в районе $240–285^\circ E$ (04–07 ч). Эти процессы связаны с влиянием нисходящих вечерних и восходящих утренних потоков ионов, что также хорошо согласуется с наблюдениями.

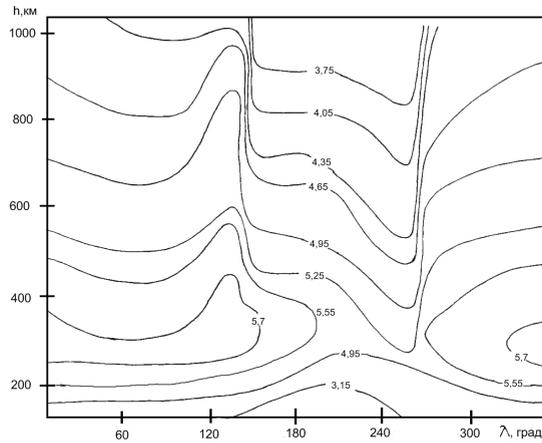


Рис. 1. Изолинии логарифма концентрации ионов O^+

На рисунках 2, а и 2, б показаны соответственно результаты расчетов меридиональной и зональной компонент скорости нейтрального ветра. Они количественно согласуются с расчетами других авторов и качественно – с экспериментом. Отметим, что наблюдается систематическое превышение рассчитанных значений над экспериментальными в 2–3 раза. Это обстоятельство связано с завышенными значениями градиентов давления, полученными из эмпирических моделей нейтральной атмосферы. Причем расчеты нейтрального ветра, выполненные по MSIS-83 и MSIS-86, дают близкие результаты. Так же как и в работах других авторов, результаты расчетов выделяют характерные особенности динамики нейтральной атмосферы. Например, днем нейтральный газ движется к полюсу, ночью – к экватору (рис. 2, а). Из рисунка 2, б следует, что нейтральный газ стекает из дневного полушария в ночное от области повышенного давления, центр которой сдвинут от нулевого меридиана в вечерний сектор $\sim 105–120^\circ E$ (19–20 ч).

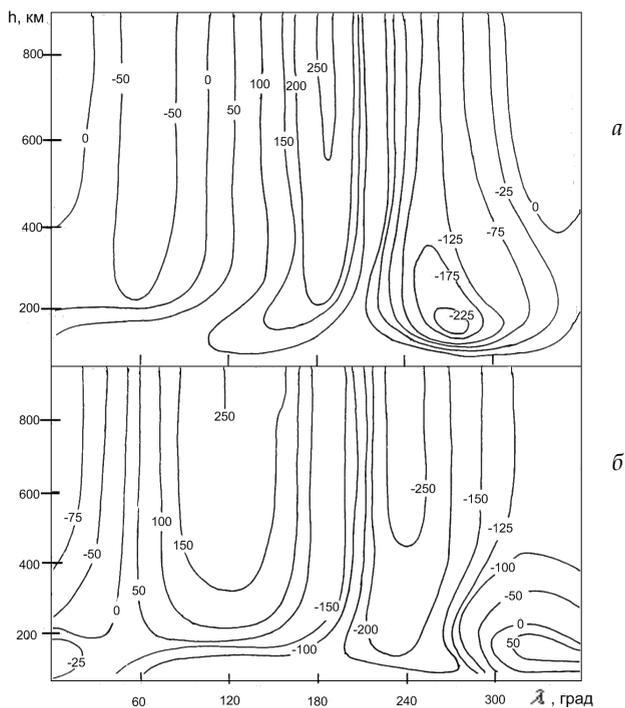


Рис. 2. Меридиональная (а) и зональная (б) компоненты скорости нейтрального ветра в термосфере для тех же условий, что и на рисунке 1

Таким образом, сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными и расчетами других авторов показывает, что они не противоречат друг другу и в ряде случаев хорошо согласуются. Такая проверка работоспособности модели позволяет использовать ее для решения интересующих нас задач ионосферного моделирования.

Как отмечалось в [4], характер ДЭ сильно зависит от гелиогеофизических условий. Так, например, вид долготной зависимости очень сильно меняется с местным временем, а на экваторе и с сезоном. Поскольку условия изменяются, то меняется и характер ДЭ, что сильно затрудняет анализ ДЭ, особенно по данным ИСЗ. Чтобы избежать этих трудностей, в [4] на данные ИСЗ ИК-19 накладывались ограничения: сужался, по возможности, диапазон условий, анализировались только достаточно длинные ряды непрерывных наблюдений, проводилось сильное усреднение. Все это, а особенно последнее, затрудняет сравнение расчетов с данными ИСЗ. Тем не менее в ряде случаев сравнение обнаруживает хорошее согласие модельных и спутниковых данных.

Коснемся особенностей проведения вычислительного эксперимента. Необходимым условием воспроизведения ДЭ является выбор такой модели нейтральной атмосферы, которая наилучшим образом учитывает долготные вариации соответствующих параметров. Анализ



различных эмпирических моделей, содержащих долготные зависимости, показал, что наиболее приемлема модель, основанная примерно на 2 тыс. наблюдений. Очевидно, что результаты моделирования ДЭ, представленные ниже, ограничены возможностями выбранной модели [5] и самой постановкой задачи, в которой наиболее проблематичным является задание граничных условий по r -координате. Проблема заключается в том, что на верхней границе ($r = R_1$) должны быть поставлены граничные условия, учитывающие долготный эффект. Возможным вариантом разрешения этой проблемы является задание граничных условий на основании экспериментальных данных или использование эмпирических моделей ионосферы типа IRI-78. В то же время отсутствие регулярных экспериментальных зависимостей типа $n_\alpha(t, \theta, \lambda)$ и приближенное отражение долготных вариаций $n_\alpha(t, \theta, \lambda)$ в эмпирических моделях [4] приводит к необходимости искать другие способы задания верхних граничных условий. В наших расчетах использование зависимостей $n_\alpha(t, \theta, \lambda)$ из модели IRI-78 привело к слабо выраженному по амплитуде ДЭ (35–40%), причем амплитуда быстро убывала по мере приближения к верхней границе. В связи с этим использовались граничные условия для уравнений (1) в виде зависимостей $\hat{Q}_\alpha(t, \theta, \lambda)$. При этом исходили из того, что задание граничных условия в виде ионных потоков без учета долготных вариаций значительно меньше повлияет на поведение решения внутри расчетной области, чем краевые условия первого рода. В то же время зависимости $\hat{Q}_\alpha(t, \theta, \lambda)$ учитывали суточные вариации ионных потоков. Все расчеты выполнялись для гелиогеофизических условий, соответствующих экспериментальным данным [4] $F_{10.7} = 200$, $K_p = 4$ и фиксированного геомагнитного наклона $I = \pm 60^\circ$. Моделирование ДЭ при фиксированной географической широте дает аналогичные кривые с несколько меньшей амплитудой. Отметим, что в расчетах осреднение по различным дням одного и того же сезона не выполнялось, что может быть дополнительным источником расхождения экспериментальных и модельных результатов.

Амплитуда ДЭ. Амплитуда ДЭ $\delta = N_e^{\max} / N_e^{\min}$ на фиксированной высоте существенно зависит от времени суток, сезона, геомагнитных условий. На рисунках 3, а и 3, б представлены результаты расчетов, соответствующие 12 ч зимнего сезона, а на 3, в и 3, г — 00 ч. Цифры у кривых означают высоты, для которых строится долготный ход N_e , кривые u и v соответствуют меридиональной и зональной компонентам нейтрального ветра на высоте 300 км. Видно, что амплитуда $\delta_d = 1,5$ меньше, чем ночью $\delta_n = 4$, $\delta_n / \delta_d = 2,7$, причем максимум ДЭ приходится на 20 ч. Сравнение рисунков 4, а и 4, б с результатами расчетов, соответствующих околополуденным часам летнего сезона в северном полушарии и зимнего в южном, с рисунком 3в обнаруживает, что зимой $\delta_w = 4$ больше, чем $\delta_s = 1,7$ летом, $\delta_w / \delta_s = 2,3$. Таким образом, максимальный ДЭ проявляется в околополуденной ионосфере зимнего сезона.

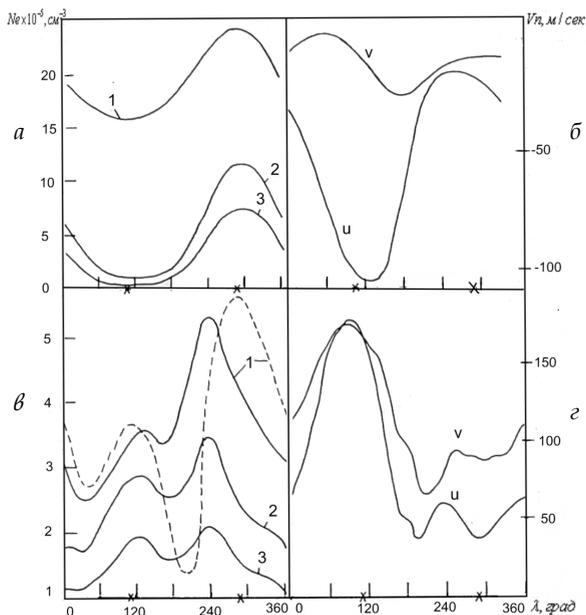


Рис. 3. Долготные вариации N_mF2 (кривая 1) электронной концентрации на высотах 500 км (кривая 2) и 600 км (кривая 3) (а, б), меридиональной и зональной компонент скорости нейтрального ветра на высоте 300 км (б, г) для 12 ч (а, б) и 00 ч (в, г).

Зимний сезон северного полушария $K_p = 4$, $F_{10.7} = 200$.

Крестиками отмечены долготы, где синус геомагнитного склонения меняет знак. Пунктирная кривая соответствует спутниковым данным из [4]

Результаты модельных расчетов по амплитуде ДЭ согласуются с данными [4] с той разницей, что в [4] максимум ДЭ зимой приходится на 01 ч., а в наших расчетах — на 20 ч. Это связано с тем, что на 20 ч. приходится максимум в зональной компоненте нейтрального ветра, направленного в этот момент на восток, а, как известно из [4], нейтральный ветер — одна из основных причин ДЭ. Летом амплитуда ДЭ в вечерние и ночные часы меняется слабо, что также согласуется с [4].

В то же время обнаруживается расхождение по величине амплитуды, зимой $\delta_w = 3-4$, в наших расчетах и $\delta_w = 8$ в [7], летом $\delta_s = 1,5-2$ в наших расчетах и $\delta_s = 3$ в [4]. Дело в том, что учитывались ДЭ в нейтральной атмосфере, в первую очередь долготные эффекты в градиентах давления нейтрального газа и нейтральном ветре, а также эффекты геомагнитного склонения, чем, очевидно, не исчерпывается многообразие механизмов, порождающих ДЭ. Кроме того, задание на верхней границе ионных потоков, не испытывающих долготных вариаций, возможно, влияет на амплитуду ДЭ.

Стабильность ДЭ. Как показали расчеты и как следует из [4], ДЭ устойчиво проявляется в ионосфере днем и ночью, летом и зимой, в северном и южном полушариях. Сравнение амплитуды и характера (формы долготной зависимости) на различных высотах обнаруживает



стабильность этих характеристик. Итак, ДЭ охватывает всю толщу ионосферы от высот F2-слоя и выше, область, где преобладают процессы переноса. Отметим, что в на этих высотах скорость нейтрального ветра практически не меняется. Сравнение рисунков 3, θ и 4, θ показывает, что характер долготных вариаций N_e на средних широтах в различных полушариях меняется слабо, в то же время сравнение 3, θ и 4, a обнаруживает существенное различие в характере ДЭ для различных сезонов.

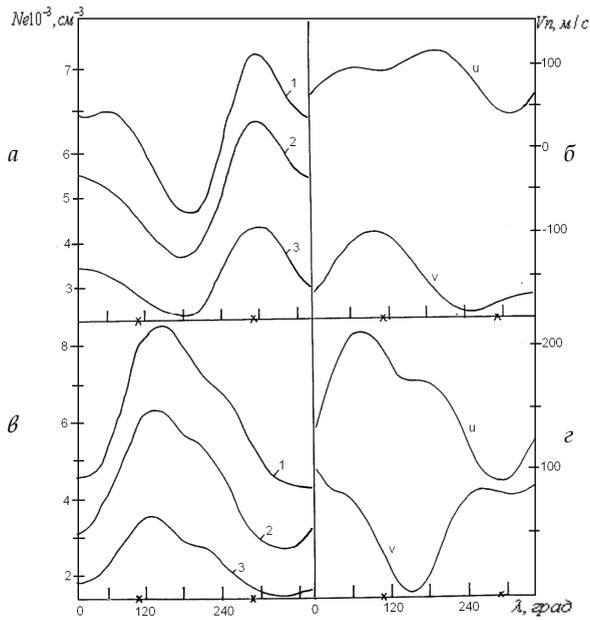


Рис. 4. То же самое, что и на рисунке 4, для фиксированного момента местного времени 00 ч летнего сезона в северном полушарии (a, θ) и зимнего сезона в южном полушарии (θ, δ).

Приведенные результаты отличаются от [4]. Во-первых, долготные вариации в модели нейтральной атмосферы [5] учитывают асимметрию между полушариями только посредством корректирующего члена P_{10} (P_{nm} — присоединенные полиномы Лежандра). Этого, по-видимому, недостаточно для описания реальной асимметрии. Во-вторых, как отмечалось в [4], разный характер ДЭ в различных полушариях определяется сильными изменениями с широтой характера долготной зависимости геомагнитного склонения. В наших расчетах использовалась дипольная модель геомагнитного поля, что определило строго симметричное распределение величины геомагнитного склонения относительно географического экватора. Летом же, как будет показано ниже, ДЭ в ионосфере полностью контролируется долготными вариациями в нейтральном ветре и геомагнитном склонении.

Характер и причины ДЭ. Подчеркнем еще раз, что рассчитанный нами ДЭ полностью исчерпывается в рамках известной зависимости ско-



рости вертикального переноса плазмы от скорости нейтрального ветра и геометрии геомагнитного поля $V_r = -[(v \sin D - u \cos D) \sin 21] / 2$ [4].

Так, анализ рисунков 3, *б* и 3, *г* показывает, что N_e^{\min} находится на долготе $\sim 50^\circ \text{E}$, а N_e^{\max} — на долготе $\sim 250^\circ \text{E}$ (на всех рисунках крестиками обозначены точки, где $\sin D$ изменяет знак). Пунктиром отмечены соответствующие спутниковые данные из [4].

Хорошо видно, что минимум N_e связан с долготным ростом v , в то же время долготная вариация $\sin D$ изменяет вклад v в V_r и формирует вторичный максимум N_e на долготе 180°E , дальнейшее уменьшение v и изменение знака $\sin D$ формирует максимум N_e . Аналогичным образом обстоит дело и в южном полушарии (рис. 4, *б* и 4, *г*) с той лишь разницей, что минимум N_e находятся на 200°E , а максимум N_e — на 300°E . Характер ДЭ в этом случае также полностью определяется вариациями в нейтральном ветре и в геомагнитном склонении. Отметим еще один интересный факт: характер ДЭ существенно зависит от момента местного времени, для которого анализируется ДЭ. Это следует из сравнения рисунков 3, *а* и 3, *в*.

Остановимся более подробно на изменениях характера ДЭ в околополуденные часы. Как показали наши расчеты, в 20 ч ДЭ имеет форму, описываемую синусоидальным законом с амплитудой $\delta = 4$ и фазой 180° . В 00 ч обнаруживается вторичный максимум, расположенный на $\sim 120^\circ \text{E}$, и вторичный минимум — на $\sim 180^\circ \text{E}$. В дальнейшем эти вторичные экстремумы на профиле развиваются и увеличиваются, в это же время минимум N_e на $\sim 50^\circ \text{E}$ уменьшается и размывается и к 04 ч он полностью исчезает. Минимум N_e перемещается на $\sim 180^\circ \text{E}$, а вторичный максимум становится почти сравним с основным. Данный процесс связан с уменьшением величины зональной компоненты нейтрального ветра, максимум которой в данных широтах находится на 20–22 ч. Одновременно растет положительная меридиональная компонента, долготный максимум которой (рис. 3, *г*) находится на $\sim 100^\circ \text{E}$. В свою очередь, положительная меридиональная компонента нейтрального ветра выносит ионы (имеются в виду O^+) из нижележащих слоев ионосферы, где заряженные частицы быстро рекомбинируют в вышележащие, что и формирует наблюдаемый максимум. Влияние меридиональной компоненты нейтрального ветра в первую очередь проявляется в $h_m F2$. Так, на рисунке 5, *а* приведены долготные зависимости $h_m F2$ для различных моментов местного времени в ионосфере зимнего сезона при тех же, что и ранее, гелио-геофизических условиях. Кривые 1–5 означают долготные зависимости $h_m F2$ для моментов времени 20, 22, 00, 02, 04 ч соответственно, кривой 6 обозначена $h_m F2$, осредненная в интервале 20–04 ч. На рисунке 5, *б* представлены долготные вариации меридиональной (u) и зональной (v) компонент скорости нейтрального ветра, также осредненные в интервале 20–04 ч. Хорошо видно, что долготный ход $h_m F2$ полностью контролируется меридиональной компонентой. Отметим,



что долготные вариации N_mF2 и h_mF2 имеют четко выраженный противофазный характер (рис. 2, θ), что подтверждается данными [4].

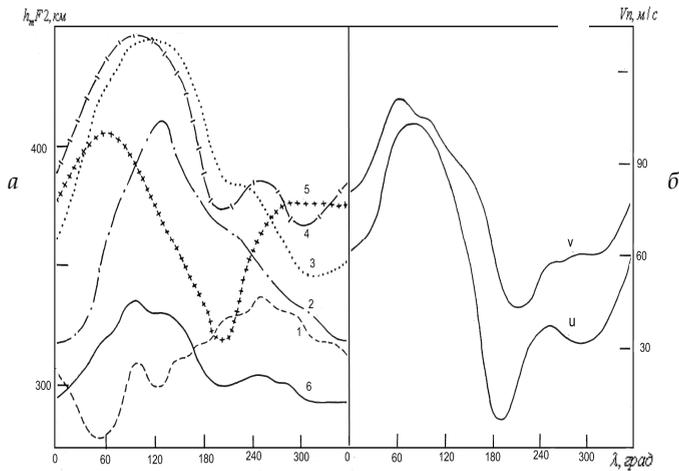


Рис. 5. Долготные зависимости h_mF2 для 20, 22, 00, 02, 04 ч (кривые 1–5), осредненные в интервале 20–04 ч (кривая 6) (а), меридиональная и зональная компоненты скорости нейтрального ветра, осредненные в интервале 20–04 ч (б). Зимний сезон северного полушария $K_p = 4$, $F_{10.7} = 200$

Аналогичный механизм работает и при формировании ДЭ летнего сезона (рис. 3, а и 3, б). Здесь противофазное взаимодействие меридиональной и зональной компонент нейтрального ветра в сочетании с долготной вариацией в $\sin D$ формирует максимум N_e на долготе $\sim 180^\circ E$ и минимум — на долготе 0° . Дополнительными механизмами формирования ДЭ на средних широтах, по-видимому, могут служить долготные вариации нейтрального состава.

Однако исходя из данных [4] и других моделей, вариации в составе достигают $\pm 12\%$, а в температуре — $\pm 20\%$, причем имеют строго синусоидальный характер. Этого явно недостаточно, чтобы объяснить рассчитанный и наблюдаемый на спутниках ДЭ вариациями нейтрального состава. В то же время вариации плотности и давления в нейтральной атмосфере вызывают соответствующие долготные вариации в нейтральном ветре и таким образом формируют ДЭ в ионосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ по проектам № 11-01-00558а, № 11-01-00098а.

Список литературы

1. Фаткуллин М. Н., Клевцур С. В., Латышев К. С. Оператор переноса в уравнении непрерывности для ионов в трехмерно-неоднородной области F (средние и высокие широты) // Геомагнетизм и аэронавигация. 1984. Т. 24. С. 906–910.



2. Ишанов С. А., Клевцур С. В., Латышев К. С. Алгоритм « $\alpha - \beta$ » итераций в задачах моделирования ионосферной плазмы // Матем. моделирование. 2009. № 21:1. С. 33 – 45.

3. Ишанов С. А., Клевцур С. В. Математическое моделирование ионосферы с учетом ее трехмерной неоднородности // Вестник Российского государственного университета им. И. Канта. 2010. №4. С. 152 – 158.

4. Карпачев А. Т. Глобальный долготный эффект в ночной внешней ионосфере по данным ИСЗ «Интеркосмос-19» // Препринт №45(734). М., 1987.

5. Kohnlein W. A. Model of thermospheric temperature and composition // Planet. Space Sci. 1980. Vol. 28, №1. P. 225 – 243.

Об авторах

25

Мария Сергеевна Богомолова – ст. преп., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград.

E-mail: maria_ishanova@mail.ru

Сергей Александрович Ишанов – д-р физ.-мат. наук, проф., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград.

E-mail: sergey. ishanov@ya.ru

Сергей Владимирович Клевцур – канд. физ.-мат. наук, доц., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград.

E-mail: klevzur@mail.ru

Алла Ивановна Кожурова – ст. преп., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград.

E-mail: aik50@mail.ru

Константин Сергеевич Латышев – д-р физ.-мат. наук, проф., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград.

E-mail: klatyshev@kantiana.ru

About the authors

Mariya Bogomolova – high instructor, I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad.

E-mail: maria_ishanova@mail.ru

Prof Sergey Ishanov – I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad.

E-mail: sergey. ishanov@ya.ru

Dr Sergey Klevtsur – Ass. Prof., I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad.

E-mail: klevzur@mail.ru

Alla Kozhurova – high instructor, I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad.

E-mail: aik50@mail.ru

Prof Konstantin Latyshev – I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad.

E-mail: klatyshev@kantiana.ru