

УДК 550.388.2

Ю. В. Кызыуров

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев ГСП, ул. Академика Заболотного 27**Изменения спектра плазменных неоднородностей
нижней ионосферы в течение суток**

Рассмотрены изменения спектра плазменных неоднородностей в нижней ионосфере, связанные с изменением ее параметров в течение суток. Для высоты 95 км, где появление неоднородностей вызвано атмосферной турбулентностью, показано, что при фиксированной интенсивности турбулентного перемешивания ожидаемый уровень флуктуаций днем ниже, чем ночью. Форма одномерного спектра неоднородностей, который можно измерить в ходе эксперимента, тоже изменяется — в ночных условиях наклон спектра увеличивается.

ЗМІНИ СПЕКТРУ ПЛАЗМОВИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ НИЖНЬОЇ ІОНОСФЕРИ ПРОТЯГОМ ДОБИ, Кызыуров Ю. В. — Розглядаються зміни спектру плазмових неоднорідностей у нижній іоносфері, пов'язані із змінами її параметрів протягом доби. Для висоти 95 км, де поява неоднорідностей спричинена атмосферою турбулентністю, показано, що при фіксованій інтенсивності турбулентного перемішування очікуваний рівень флуктуацій вдень менший, ніж вночі. Форма одновимірного спектру неоднорідностей, що його можна виміряти експериментально, також змінюється — у нічних умовах нахил спектру збільшується.

DIURNAL VARIATION OF PLASMA IRREGULARITY SPECTRUM IN THE LOWER IONOSPHERE, by Kyzurov Yu. V. — Variation of plasma irregularity spectrum in the lower ionosphere caused by diurnal change in the ionospheric parameters is considered. It is shown that under the constant intensity of turbulent mixing near an altitude of 95 km, the expected fluctuation level of plasma irregularities associated with neutral turbulence is smaller during day-time than at night. The irregularity spectrum that can be measured in experiments must be changed too, namely, the spectral slope is expected to be larger at night.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что структура ионосферы испытывает регулярные изменения во времени: в течение дня, сезона, 11-летнего солнечного цикла [1, 3]. Например, в нижней ионосфере средняя концентрация N_0 электронов,

характерный масштаб L_N высотного градиента концентрации и температура T ночью меньше, чем днем [1, 3, 6]. Ниже турбопаузы ионосфера характеризуется развитой хаотической неоднородной структурой, которая связана в значительной степени с турбулентными движениями атмосферного газа [1—3]. Степень неоднородности концентрации в основном зависит от величины турбулентных скоростей и от высотного градиента концентрации плазмы [2, 3]. Поэтому можно ожидать изменений хаотической неоднородной структуры ионосферы в течение дня даже при постоянной интенсивности турбулентного перемешивания. Как известно [4], источником атмосферной турбулентности на высотах ионосферы считают разрушение идущих из нижележащей атмосферы внутренних гравитационных волн и приливов, нелинейное взаимодействие планетарных волн и приливов.

Цель данной работы — проанализировать, как влияют изменения параметров нижней ионосферы в течение суток на плазменные неоднородности, появление которых вызвано атмосферной турбулентностью.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И СООТНОШЕНИЯ

В силу малой концентрации N плазмы по сравнению с концентрацией N_n нейтрального газа, плазму в нижней ионосфере считают пассивной примесью, и влиянием заряженных частиц на движение газа можно пренебречь, рассматривая его скорость \mathbf{u} заданной. Учитывая, что характерные времена τ_t турбулентных движений существенно больше характерных времен τ_s между столкновениями заряженных частиц с нейтральными (в рассматриваемом диапазоне высот столкновениями между заряженными частицами можно пренебречь), характерные пространственные масштабы существенно превышают длину свободного пробега, а скорости v_s гидродинамических движений меньше тепловых скоростей v_{Ts} , увлечение заряженных частиц нейтральными можно описать следующей системой уравнений [2, 5, 8]:

$$\partial N_s / \partial t + \nabla(N_s v_s) = 0, \quad (1)$$

$$\tau_s^{-1}(\mathbf{v}_s - \mathbf{u}) = q_s \mathbf{E} / m_s + \Omega_s (\mathbf{v}_s \times \mathbf{b}) - v_{Ts}^2 N_s^{-1} \nabla N_s. \quad (2)$$

Здесь индекс s обозначает электроны ($s = e$) или ионы ($s = i$), \mathbf{E} — электрическое поле, $q_e = -q_i$ — заряды электрона и иона, m_s — масса заряженной частицы, \mathbf{b} — единичный вектор вдоль направления внешнего магнитного поля, Ω_s — гирочастота заряженной частицы.

В ионосфере ниже турбопаузы хорошо выполняется неравенство $\tau_i \Omega_i < 1$, а также условия квазинейтральности $N_e = N_i = N$ и изотермичности $T_e = T_i = T_n = T$. Газ на этих высотах можно считать несжимаемым ($\nabla \mathbf{u} = 0$), а его скорость \mathbf{u} можно представить в виде сумм среднего значения $\mathbf{u}_0 = \langle \mathbf{u} \rangle$ и отклонения от него \mathbf{u}_1 (\mathbf{u}_1 — поле турбулентных скоростей газа), как правило $u_1 < u_0$. Концентрацию N тоже можно разбить на среднюю часть $N_0 = \langle N \rangle$ и флуктуирующую часть $N_1 < N_0$.

В работах [5, 8] показано, что процесс формирования плазменных неоднородностей в турбулентном потоке газа можно описать системой уравнений (1), (2) и получить, пространственно-временной спектр $\Psi(\mathbf{k}, \omega)$ флуктуаций $\delta N = N_1 / N_0$. При этом характерные размеры турбулентных движений ограничиваются инерционным интервалом масштабов, где турбулентность однородна и изотропна, а пространственно-временной спектральный тензор случайного поля \mathbf{u}_1 имеет вид

$$\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) = (\delta_{\alpha\beta} - k_{\alpha}k_{\beta}/k^2) \cdot [4\pi^2(1 + \omega^2\tau_i^2)]^{-1} \tau_i C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3}, \quad (3)$$

$$k_0 < k < k_v,$$

$\tau_i = (\nu k^2 + \varepsilon^{1/3} k^{2/3})^{-1}$ — характерное время жизни турбулентного вихря с размером k^{-1} , C_1 — безразмерная постоянная порядка единицы, ε — средняя скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций в единице массы газа, k_0 и $k_v = (\nu^3/\varepsilon)^{-1/4}$ — волновые числа, характеризующие внешний и внутренний масштаб турбулентности соответственно, ν — кинематическая вязкость газа.

При получении $\Psi(\mathbf{k}, \omega)$ во внимание принималось только внутреннее электрическое поле E , которое обеспечивает совместный дрейф заряженных частиц, характерные размеры неоднородностей предполагались меньше L_N , а связь возмущений разных масштабов в процессе генерации плазменных неоднородностей атмосферной турбулентностью была учтена введением коэффициента турбулентной диффузии D_T :

$$\Psi(\mathbf{k}, \omega) = [4\pi^2(1 + \omega^2\tau_k^2)(1 + \omega^2\tau_i^2)]^{-1} \tau_i \tau_k^2 Q(\mathbf{k}), \quad (4)$$

$$L_N^{-1} < k < k_d.$$

Здесь $\tau_k = (D_A k^2 + D_T k^2)^{-1} = (D_A k^2 + \varepsilon^{1/3} k^{2/3})^{-1}$, D_A — коэффициент амбиполярной диффузии, волновое число $k_d = (D_A^3/\varepsilon)^{-1/4}$ определяет пространственный масштаб флуктуаций δN , для которых становятся одинаковыми D_A и D_T ,

$$Q(\mathbf{k}) = [(\mathbf{n} \times \mathbf{k})^2 / (L_N k)^2 + (\mathbf{b} \times \mathbf{k})^2 / (\tau_i \Omega_i)^2] C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3},$$

$\mathbf{n} = L_N N_0^{-1} \nabla N_0$ — единичный вектор вдоль градиента N_0 .

Проинтегрировав (4) по ω , получаем пространственный спектр флуктуаций δN :

$$S_N(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\mathbf{k}, \omega) d\omega = [4\pi(1 + \tau_i / \tau_k)]^{-1} \tau_i \tau_k^2 Q(\mathbf{k}). \quad (5)$$

В отличие от [5, 8] при интегрировании учтено, что $D_A \neq \nu$, хотя это величины одного порядка.

Выражение (5) позволяет оценить средний квадрат флуктуаций в интервале $\{k_1, k_2\}$:

$$\langle \delta N^2 \rangle = \int_{k_1}^{k_2} S_N(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \int_{k_1}^{k_2} S_0(k) dk = F((k_2/k_d)^{4/3}) - F((k_1/k_d)^{4/3}), \quad (6)$$

где

$$S_0(k) = \frac{L_N^{-2} k^{-3} + \tau_i^2 \Omega_i^2 k^{-1}}{[1 + (k/k_d)^{4/3}][2 + (k/k_d)^{4/3} + (k/k_v)^{4/3}]}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} F(x) = & \frac{3}{8} L_N^{-2} k_d^{-2} x^{-3/2} [(3 + \text{Pr}) - 2/3] + \\ & + \frac{3}{2} \frac{L_N^{-2} k_d^{-2}}{1 - \text{Pr}} [\arctg x^{1/2} - ((1 + \text{Pr})/2)^{5/2} \arctg(x(1 + \text{Pr})/2)^{1/2}] + \\ & + \frac{3}{8} \frac{\tau_i^2 \Omega_i^2}{1 - \text{Pr}} [2 \ln[x/(1 + x)] - (1 + \text{Pr}) \ln[x(1 + \text{Pr})/(2 + x(1 + \text{Pr}))]]. \end{aligned}$$

Здесь $\text{Pr} = \nu/D_A$ — диффузионное число Прандтля. Обычно в нижней ионосфере $\text{Pr} \approx 1$, но $\text{Pr} \neq 1$.

В экспериментах по исследованию ионосферных неоднородностей измеряют, как правило, одномерный спектр вдоль выделенного направления. Если такое измерение происходит вдоль оси z , то $S_1(k_z) = \int S_N(\mathbf{k}) dk_x dk_y$ [3]. Чтобы получить $S_1(k_z)$, воспользуемся выражением (5) и цилиндрической системой координат (k_\perp, φ, k_z) :

$$S_1(k_z) = \int_0^{k_z} k_\perp dk_\perp \int_0^{2\pi} S_N(\mathbf{k}) d\varphi = \\ = \frac{1}{4} \int_0^{k_z} [L_N^{-2} f(k_\perp, k_z, \theta_1) + \tau_i^2 \Omega_i^2 k^2 f(k_\perp, k_z, \theta_2)] P(k) k^{-7} k_\perp dk_\perp, \quad (8)$$

где

$$k_z^2 = k_d^2 - k_z^2, \quad k^2 = k_\perp^2 + k_z^2, \\ f(k_\perp, k_z, \theta) = k_\perp^2 + k_\perp^2 \cos^2 \theta + 2k_z^2 \sin^2 \theta, \\ P(k) = [(1 + (k/k_d)^{4/3})(2 + (k/k_d)^{4/3} + (k/k_v)^{4/3})]^{-1},$$

θ_1 — угол между направлением z , вдоль которого измеряется спектр и направлением \mathbf{n} , а θ_2 — между z и \mathbf{b} .

ИЗМЕНЧИВОСТЬ СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ТЕЧЕНИЕ СУТОК

Изменения, которые могут происходить в течение суток с неоднородностями, формируемыми в ионосфере атмосферной турбулентностью, рассмотрим для высоты 95 км, где днем $N_0 = 3.9 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$, $T = 220 \text{ К}$, $L_N = 8 \text{ км}$, а ночью $N_0 = 4.3 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$, $T = 204 \text{ К}$, $L_N = 4 \text{ км}$ [3, 6]. Предполагаем, что неизменными остаются средняя масса ионов $m_i \approx 31$ а. е. м. и нейтральных частиц $m_n \approx 29$ а. е. м., а также $\tau_i = 6.25 \cdot 10^{-5} \text{ с}$, $\Omega_i = 155 \text{ с}^{-1}$ ($\tau_i \Omega_i \approx 0.0097$), $\varepsilon = 0.1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ [1, 7]. Для такого набора параметров уровень флуктуаций концентрации электронов $\langle (N_1/N_0)^2 \rangle^{1/2}$ в неоднородностях (размер которых меньше 500 м; $k_1 = 0.002 \text{ м}^{-1}$, $k_2 = k_d$) составляет согласно формуле (6) 3.3 % днем и 6.3 % ночью (величина k_d изменяется в течение суток, см. таблицу).

Расчет формы спектра выполним для среднеширотной ионосферы (магнитное склонение 45°), когда направление измерения совпадает с направлением градиента N_0 , т. е. $\sin^2 \theta_1 = 0$, $\cos^2 \theta_1 = 1$ и $\sin^2 \theta_2 = \cos^2 \theta_2 = 1/2$. Тогда вместо (8) имеем

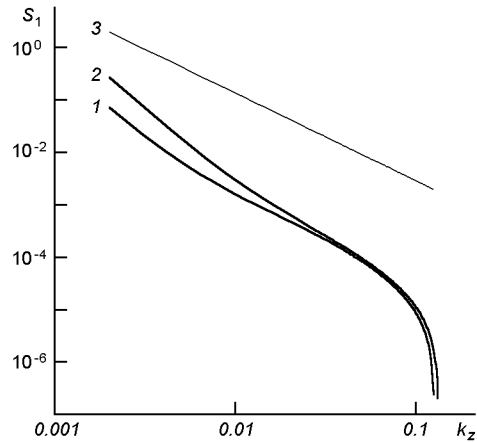
$$S_1(k_z) = \frac{1}{8} \int_0^{k_z} [4L_N^{-2} k_\perp^2 + \tau_i^2 \Omega_i^2 k^2 (3k_\perp^2 + 2k_z^2)] P(k) k^{-7} k_\perp dk_\perp. \quad (9)$$

Результаты расчета одномерного спектра $S_1(k_z)$ для высоты 95 км в дневных и ночных условиях представлены на рисунке. Если $S_1(k_z)$ аппроксимировать простой степенной функцией k_z^{-p} , то днем показатель $p \approx 1.94$, а ночью 2.26, т. е. в ночных условиях наклон спектра увеличивается.

Некоторые характеристики ионосферы и плазменных неоднородностей на высоте 95 км

Время	$\nu, \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$	$D_A, \text{ м}^2 / \text{ с}$	$L_B = \tau_i \Omega_i L_N, \text{ м}$	$k_v^{-1}, \text{ м}$	$k_d^{-1}, \text{ м}$	$\langle \delta N^2 \rangle^{1/2}, \%$	p
День	3.9	7.3	77.6	4.94	7.9	3.3	1.94
Ночь	3.6	6.8	38.8	4.67	7.47	6.3	2.26

Рассчитанный по формуле (9) спектр плазменных неоднородностей в ионосфере: 1 — днем, 2 — ночью; прямая линия 3 — зависимость $k_z^{-5/3}$



ВЫВОДЫ

При неизменной интенсивности турбулентного перемешивания в нижней ионосфере уровень появляющихся при этом плазменных флуктуаций $\langle \delta N^2 \rangle^{1/2}$ для неоднородностей с размерами меньше 500 м днем должен быть ниже (3.3 %), чем ночью (6.3 %). Форма одномерного спектра $S_1(k_z)$, который можно измерить в ходе эксперимента, тоже изменяется. Если его аппроксимировать степенной функцией k_z^{-p} , то днем показатель $p \approx 1.94$, а ночью 2.26; в ночных условиях наклон спектра увеличивается.

Объясняется увеличение уровня флуктуаций и наклона спектра в ночных условиях уменьшением L_N , характерного масштаба градиента концентрации электронов N_0 . В пространственном спектре неоднородностей можно выделить два интервала масштабов [8]. В первом, длинноволновом, для появления неоднородностей с характерными размерами больше $L_B = \tau_i \Omega_i L_N$ существеннее процесс разрушение градиента концентрации в результате турбулентного перемешивания, а во втором, для неоднородностей меньших размеров, — процесс взаимодействия заряженных частиц, увлекаемых турбулентным потоком газа, с магнитным полем [8]. В длинноволновом диапазоне интенсивнее турбулентные пульсации атмосферного газа и больше наклон пространственного спектра неоднородностей. Уменьшение L_N при постоянном $\tau_i \Omega_i$ ведет к расширению этого диапазона масштабов.

1. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука, 1972.—563 с.
2. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974.—256 с.
3. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.—392 с.
4. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Метеорологические эффекты в ионосфере (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия.—1995.—35, № 3.—С. 1—23.
5. Кызыуров Ю. В. Эффективное сечение рассеяния для неоднородностей спорадического E-слоя, вызванных атмосферной турбулентностью // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 3.—С. 163—171.
6. Мартыненко С. И., Черногор Л. Ф. О нелинейных эффектах при частичных отражениях радиоволн в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—1976.—16, № 4.—С. 658—665.
7. Gurevich A. V., Borisov N. D., Zybin K. P. Ionospheric turbulence induced in the lower part of the {E} region by the turbulence of the neutral atmosphere // J. Geophys. Res.—1997.—102, N 1.—P. 379—388.
8. Кузуров Ю. В. On the spectrum of mid-latitude sporadic-E irregularities // Ann. Geophys.—2000.—18, N 10.—P. 1283—1292.

Поступила в редакцию 26.10.06