

49. Sorokin V. M. Wave processes in the ionosphere associated with geomagnetic field // *Izv. Vuzov, Radiofizika*.—1988.—31.—P. 1169—1179 (in Russian).
50. Sorokin V. M., Fedorovich G. V. *Physics of Slow MHD Waves in the Ionospheric Plasma*. — Moskow: Nauka, 1982 (in Russian).
51. Tarpley J. D. The ionospheric wind dynamo. 2. Solar tides. *Planet. Space Sci.*—1970.—18.—P. 1091—1103.
52. Thompson P. D. *Numerical weather analysis and prediction*. — New York: The Macmillan Company, 1961.
53. Tolstoy I. Hydromagnetic gradient waves in the ionosphere // *J. Geophys. Res.*—1967.—7.—P. 1435—1442.
54. Whitham G. B. *Linear and Nonlinear Waves*. — New York: John Wiley, 1977.
55. Williams G. P., Yamagata T., 1984. Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian Eddies // *J. Atmos. Sci.*—41.—P. 453—468.
56. Zhou Q. H., Sulzer M. P., Tepley C. A. An analysis of tidal and planetary waves in the neutral winds and temperature observed at low-latitude E-region heights // *J. Geophys. Res.*—1997.—102.—P. 491—505.

МЕХАНІЗМ ГЕНЕРАЦІЇ ТА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОШИРЕННЯ СТРУКТУР УЛЬТРАНИЗЬКОЧАСТОТНИХ ІОНОСФЕРНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ПЛАНЕТАРНОГО МАСШТАБУ

Г. Д. Абурджанія, Д. Г. Ломінадзе, А. Г. Хантадзе, О. А. Харшиладзе

Наведено результати теоретичного дослідження генерації та поширення електромагнітних УНЧ-хвиль планетарного масштабу ($\lambda > 1000$ км) у дисипативній іоносфері. Установлено, що вони генеруються неоднорідностями (широтними варіаціями)

геомагнітного поля в іоносфері та обертанням Землі. Хвилі поширюються вздовж паралелей в обох напрямках. У Е-області швидкі хвилі мають фазові швидкості 2—20 км/с і частоти 0.1—100 мГц; повільні хвилі поширюються зі швидкостями локальних вітрів і мають частоти 1—100 мГц. У F-області швидкі хвилі мають фазові швидкості від десятків до кількох сотень кілометрів за секунду і частоти 10—0.001 Гц. Повільна мода утворюється динамо електричного поля; вона є узагальненням типових хвиль Росбі в іоносфері, яка обертається, і зумовлена ефектом Холла в Е-шарі. Швидкі збурення — це нові моди, які асоціюються з осциляціями іоносферних електронів, вмерзлих у геомагнітне поле, і пов'язані з виникненням великомасштабного внутрішнього вихрового електричного поля в іоносфері. Великомасштабні хвилі затухають слабо. Теоретичні характеристики узгоджуються із спостережуваними характеристиками великомасштабних УНЧ-осциляцій і магнітоіоносферних хвильових збурень. Установлено, що завдяки силі Коріоліса й електромагнітній силі генерація повільних планетарних електромагнітних хвиль на певній широті в іоносфері може викликати зміну напрямків локальних вітрів і зміну напрямку загальної іоносферної циркуляції. Розглянуто ще один тип хвиль, названих повільними магнітогідродинамічними хвилями, на які не впливає неоднорідність сил Коріоліса й Ампера. Ці хвилі виникають як суміш повільних альвенівських пертурбацій і пертурбацій типу Віслера і породжують геомагнітне поле порядку 10—100 нТл і більше. Установлено, що УНЧ-хвилі під час взаємодії з локальними зональними вітрами можуть локалізуватися у вигляді нелінійних одиночних вихорів, що переміщуються вздовж кіл широти як у західному, так і у східному напрямі зі швидкістю, відмінною від фазової швидкості відповідних лінійних хвиль. Вихори затухають повільно й мають довгий термін існування. Вони зумовлюють геомагнітні пульсації, на порядок більші, ніж лінійні хвилі. Вихрові структури переносять захоплені частки навколишнього середовища, а також енергію й теплоту, і тому можуть бути елементами сильної макротурбулентції іоносфери.

УДК 533.951

© О. К. Черемных, А. С. Парновский

Інститут космічних досліджень НАН і НАКА України, Київ

БАЛЛОННЫЕ МОДЫ ВО ВНУТРЕННЕЙ МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ С УЧЕТОМ КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ИОНОСФЕРЫ

Досліджується проблема генерації власних МГД-збурень балонного типу у внутрішній магнітосфері Землі у дипольній геометрії геомагнітного поля з урахуванням граничних умов на іоносфері. Остання розглядається як тонкий шар зі скінченною провідністю. Основна увага у роботі приділена вивченню впливу провідності іоносфери на стійкість вказаних збурень. Показано, що у наближенні ізолюючої іоносфери у магнітосферній плазмі збуджуються жолобкові збурення, для яких отриманий аналітичний критерій стійкості. У випадку ідеальної провідності іоносфери основним джерелом нестійких МГД-збурень є балонні моди, умова збудження яких є жорсткішою, ніж умова збудження жолобкових мод. Показано, що стійкі тороїдальні альвенівські хвилі слабо затухають за рахунок скінченної провідності іоносфери.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Ранее в работах [1, 3] было показано, что баллонные возмущения являются естественным видом МГД-возмущений внутренней магнитосферной

плазмы и описываются следующими уравнениями малых колебаний:

$$\Omega^2 \xi + \frac{a(\theta)}{\cos^{13} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{a(\theta) \cos \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right] +$$

$$+ \frac{4}{a(\theta)\cos^4\theta} \left(T_0 + \frac{\alpha\beta\xi}{\gamma} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\Omega^2\eta + \frac{1}{\cos^{13}\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left[\frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial\eta}{\partial\theta} \right] = 0, \quad (2)$$

$$\Omega^2\tau + \frac{1}{\cos^7\theta} \frac{\partial T_0}{\partial\theta} = 0, \quad (3)$$

где

$$T_0 = \beta \left[\frac{1}{\cos^7\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\frac{\cos^{12}\theta}{a(\theta)} \tau \right) - \frac{4\cos^2\theta}{a^2(\theta)} \xi \right],$$

$$a(\theta) = 1 + 3\sin^2\theta, \quad \alpha = -\frac{L}{p} \frac{dp}{dL}, \quad \beta = \frac{\gamma p}{B_0^2}, \quad \gamma = \frac{5}{3}.$$

Здесь L — параметр Мак-Илвайна, B_0 — величина магнитного поля на магнитном экваторе, θ — полоидальный угол, отсчитываемый от магнитного экватора (геомагнитная широта), все остальные обозначения общепринятые. Уравнения (1) и (3) «зацеплены» между собой и описывают взаимодействие полоидальных альвеновских и медленных магнитозвуковых мод. Уравнение (2) описывает тороидальные альвеновские моды. При описании равновесия магнитосферной плазмы пренебрегалось отклонениями геомагнитного поля от дипольного

$$\mathbf{B} = \nabla\Psi \times \nabla\varphi, \quad (4)$$

где Ψ — полоидальный магнитный поток, φ — тороидальный угол (геомагнитная долгота), что справедливо при рассматриваемых конечных давлениях плазмы ($\beta < 1$). Считалось, что равновесие магнитосферной плазмы обеспечивается тороидальным током при отсутствии конвекции и изотропным давлением. При получении уравнений (1)–(3) вектор смещения элемента объема плазмы ξ был представлен в виде

$$\xi = \xi \frac{\nabla\Psi}{|\nabla\Psi|^2} + \eta \frac{\mathbf{B} \times \nabla\Psi}{|B|^2} + \tau \frac{\mathbf{B}}{|B|^2}.$$

Предполагалось, что амплитуды возмущений ξ , η , τ удовлетворяют приближению баллонных возмущений

$$\frac{|\nabla\Psi \cdot \nabla X|}{|\nabla\Psi|}, \frac{|B \times \nabla\Psi \cdot \nabla X|}{|B| |\nabla\Psi|} \gg \frac{|X|}{b}, \frac{|B \cdot \nabla X|}{|B|}, \quad (5)$$

где b — характерный пространственный масштаб изменения равновесных величин, а X — любое из смещений ξ , η или τ .

Силовые линии геомагнитного поля пересекают поверхность ионосферы, что приводит к электродинамическому взаимодействию магнитосферной и ионосферной плазм. Магнитосферные события обычно слабо влияют на ионосферные процессы. Связано это с тем обстоятельством, что альвенов-

ские волны, играющие роль носителя информации между ионосферой и магнитосферой, распространяются с периодом порядка нескольких минут, в то время как характерные временные масштабы магнитосферных возмущений обычно намного больше одной минуты. По этой причине магнитосфера может быть подвержена влиянию ионосферных процессов, в то время как ее собственным влиянием на ионосферные процессы можно пренебречь. Эти соображения приводят к необходимости учета влияния электродинамических свойств ионосферной плазмы, и в первую очередь ее проводимости, на интересующие нас процессы генерации МГД-возмущений в магнитосфере. Ниже мы учтем это влияние в качестве граничных условий для уравнений, описывающих распространение баллонных возмущений в магнитосфере. Мы выведем эти граничные условия, принимая во внимание наличие двух приземных слоев: изолирующую атмосферу и частично ионизированную ионосферу.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Поскольку размеры магнитосферы существенно превышают размеры ионосферы, то в первом приближении ионосферу можно рассматривать как «жесткий» тонкий в поперечном направлении проводник с конечной проводимостью. Под «жесткостью» мы понимаем условия того, что возмущение не проникает сквозь нижнюю границу ионосферы, т. е. справедливо граничное условие

$$\xi \cdot \mathbf{n}|_b = 0. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{n} — внешняя единичная нормаль к ионосферному слою, индекс b означает нижнюю границу ионосферы. Условие (6) описывает вертикальные смещения плазмы и справедливо, в частности, из-за большого количества нейтральных атомов в ионосфере и наличия непроводящей атмосферы.

В качестве второго граничного условия мы используем предположение о сохранении электрического заряда в возмущенной плазменной среде. Применительно к нашей проблеме это предположение означает, что возмущенный ток, текущий в магнитосферной плазме, является источником токов, текущих в ионосферном слое. Граничное условие в этом случае имеет хорошо известный вид [7]

$$\mathbf{J}_M \cdot \mathbf{n}|_b = \nabla_s(\Sigma_s \cdot \mathbf{E}_s)|_b, \quad (7)$$

где \mathbf{J}_M — возмущенный магнитосферный ток, текущий к ионосферному слою, Σ_s — тензор интегральной проводимости ионосферного слоя, индекс s обозначает горизонтальные компоненты тензора

или вектора вдоль ионосферного слоя, E_s — возмущенное (продольное вдоль слоя) электрическое поле. Индекс b в (7) стоит ввиду малой толщины ионосферы. Входящий в (7) неизвестный тензор Σ_s можно стандартным образом выразить через известный тензор Σ_{\perp} интегральной проводимости в перпендикулярной силовым линиям магнитного поля плоскости при помощи соотношения

$$\Sigma_s = \mathbf{Q}^{-1} \Sigma_{\perp} \mathbf{Q}. \quad (8)$$

Здесь \mathbf{Q} — проекционный оператор, однозначно переводящий любой вектор, лежащий в плоскости ионосферы, в вектор, лежащий в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю. Он имеет вид [6]

$$\mathbf{Q} = \mathbf{I} - \frac{\mathbf{n} \otimes \mathbf{b}}{\mathbf{n} \cdot \mathbf{b}}, \quad (9)$$

где $\mathbf{b} \equiv \mathbf{V}/|\mathbf{V}|$ — единичный вектор, направленный вдоль силовых линий дипольного магнитного поля.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ БАЛЛОННЫХ МОД В ДИПОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

При получении уравнений малых колебаний (1)—(3) было использовано эйкональное приближение, означающее, что любую возмущенную величину X можно представить в виде

$$X = \hat{X} \exp\left(-i\omega t + \frac{i\chi}{\varepsilon}\right), \quad (10)$$

где \hat{X} — медленно изменяющаяся функция координат, а χ — эйконал. Полагая $\varepsilon \ll 1$ и считая, что

$$\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (11)$$

где $\mathbf{k}_{\perp} = \nabla\chi$, легко убедиться, что условие баллонности (5) выполняется за счет малости ε . В этом случае правая часть уравнения (7) существенно упрощается и приводится к виду

$$\nabla_s \cdot (\Sigma_s \cdot \mathbf{E}_s) \sim \frac{\Sigma_p |\nabla\chi|^2}{\varepsilon},$$

где Σ_p — интегральная проводимость Педерсена. Поскольку правая часть уравнения (6) в главных членах пропорциональна ε^{-1} , то неизвестный параметр ε из граничных условий выпадает. Неизвестная функция в граничных условиях $\nabla\chi$ может быть определена из следующих соображений.

В процессе вывода уравнений (1)—(3) использовалось то обстоятельство [1], что с точностью до членов порядка ε справедливо уравнение

$$\mathbf{k}_{\perp} \cdot \xi = 0, \quad (12)$$

Из условия (11) и выражения для магнитного поля (4) вытекает, что \mathbf{k}_{\perp} можно представить в виде

$$\mathbf{k}_{\perp} = \nabla\chi = k_{\varphi} \nabla\varphi + k_{\Psi} \nabla\Psi. \quad (13)$$

Тогда условие (12) приводит к уравнению, связывающему амплитуды возмущений полоидальных и тороидальных альвеновских мод:

$$k_{\varphi} \eta \frac{\mathbf{V} \times \nabla\Psi \cdot \nabla\varphi}{|\mathbf{V}|^2} + k_{\Psi} \xi = 0.$$

Легко показать, что электрическое поле возмущения \mathbf{E} параллельно вектору \mathbf{k}_{\perp} , т. е. фигурирующие в (13) коэффициенты k_{φ} и k_{Ψ} определяют поляризацию волны. Таким образом, для каждой силовой линии уравнения (1)—(3) определяют однопараметрическое семейство баллонных возмущений с параметром $\lambda = k_{\varphi}/k_{\Psi} \in (-\infty; \infty)$. Следовательно, интересующая нас функция $\nabla\chi$ в общем случае определена с точностью до произвольного параметра λ :

$$\nabla\chi = \nabla\Psi + \lambda \nabla\varphi.$$

Поэтому ниже мы рассмотрим два наиболее интересных случая возбуждения баллонных возмущений:

$$k_{\varphi} = 0, \xi = 0, \tau = 0, \eta \neq 0, \mathbf{E} \parallel \nabla\Psi; \quad (14)$$

$$k_{\Psi} = 0, \eta = 0, \xi \neq 0, \tau \neq 0, \mathbf{E} \parallel \nabla\varphi. \quad (15)$$

Случай (14) описывает распространение хорошо известных тороидальных альвеновских мод [2], а (15) — связанных между собой полоидальных альвеновских и медленных магнитозвуковых мод. Как было показано в работе [5], случай $k_{\Psi} = 0$ ($\lambda \rightarrow \infty$) является наихудшим с точки зрения устойчивости баллонных мод и определяет наиболее мягкие условия возбуждения этих неустойчивых мод.

Из (14), (15) следует, что граничное условие (7) в этих двух случаях будет иметь различный вид. С учетом этого обстоятельства, используя выражение (13) и переходя в (6) и (7) к производным вдоль силовых линий магнитного поля, получаем следующие граничные условия:

— для тороидальных альвеновских мод

$$\Omega\eta + 2i\delta \operatorname{tg}\theta \left. \frac{\partial\eta}{\partial\theta} \right|_{\theta=\pm\theta_0} = 0, \quad (16)$$

где $\delta = c^2/4\pi\Sigma_p\omega_A$, $\omega_A = B_0/L\sqrt{\rho}$ — альвеновская частота, θ_0 — геомагнитная широта точки пересечения магнитной оболочки с верхней границей ионосферы;

— для связанных полоидальных альвеновских и медленных магнитозвуковых мод

$$\Omega\xi + \frac{i\delta}{a(\theta)} \left[2\text{tg}\theta \frac{\partial\xi}{\partial\theta} - \cos^{10}\theta \left(T_0 + \frac{\alpha\beta\xi}{\gamma} \right) \right] \Big|_{\theta=\pm\theta_0} = 0, \quad \xi + 2\tau\cos^2\theta\sin\theta \Big|_{\theta=\pm\theta_0} = 0. \quad (17)$$

Далее мы рассмотрим важные частные случаи тороидальных альвеновских мод с ограниченно проводящей ионосферой ($0 < \Sigma_p < \infty$) и желобковых мод с изолирующей ионосферой ($\Sigma_p = 0$).

ТОРОИДАЛЬНЫЕ АЛЬВЕНОВСКИЕ МОДЫ

Тороидальные альвеновские моды описываются уравнением (2), первоначально полученным в работе [2], и граничным условием (16). Спектр собственных колебаний этих мод, как было показано в работе [1], хорошо описывается приближением ВКБ. Используя это приближение, находим, что спектр собственных колебаний тороидальных альвеновских мод

$$\Omega_n = \frac{n\pi - \frac{i}{2}\ln(1 + 8\delta\text{tg}\theta_0\cos^7\theta_0)}{\theta_0 \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \cos^7\theta d\theta} \quad (18)$$

является слабозатухающим, поскольку для реальной магнитосферы с хорошей точностью выполняется неравенство $\delta \ll 1$.

ЖЕЛОБКОВЫЕ МОДЫ

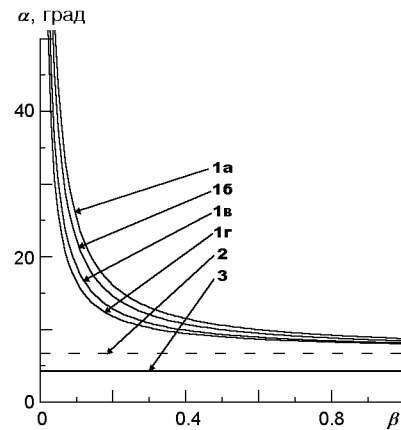
Рассмотрим возмущения, описываемые уравнениями (1), (3) в предположении, что ионосферный слой является изолятором ($\Sigma_p \rightarrow 0, \delta \gg 1$). В этом случае, как следует из указанных уравнений и граничных условий (17), в магнитосферной плазме возбуждаются желобковые моды ($\xi = \text{const}$) со следующим условием перехода в неустойчивый режим:

$$\frac{\alpha}{\gamma} \geq \frac{4 \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \frac{\cos^9\theta}{a^2(\theta)} d\theta + \frac{\cos^{10}\theta_0}{a(\theta_0)\sin\theta_0}}{\int_{-\theta_0}^{\theta_0} \cos^7\theta d\theta}. \quad (19)$$

Легко убедиться (см. рисунок), что условие возбуждения желобковых мод (19) является более мягким, чем условие Голда [4]

$$\alpha/\gamma \geq 4.$$

Поскольку в пределе $\Sigma_p \rightarrow \infty$ возбуждаются баллонные моды [1], то можно ожидать, что для



Границы устойчивости магнитосферных МГД-мод: 1а — баллонных мод при $\Sigma_p \rightarrow \infty$ и $\theta_0 = 45^\circ$ ($L = 2$), 1б — $\theta_0 = 50^\circ$ ($L = 2.8$), 1в — $\theta_0 = 60^\circ$ ($L = 4$), 1г — $\theta_0 = 68^\circ$ ($L = 7$), 2 — желобковых мод, критерий Голда (19), 3 — желобковых мод, уравнение (18). Область устойчивости лежит ниже границы, а область неустойчивости — выше

реальной ситуации ионосферной плазмы с конечной проводимостью ($0 < \Sigma_p < \infty$) граница устойчивости МГД-возмущений будет лежать между двумя этими границами (рисунок).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ свидетельствует о существенной зависимости границы устойчивости баллонных возмущений от проводимости ионосферы. Показано, что более устойчивая ситуация имеет место в случае, когда проводимость ионосферы близка к идеальной ($\Sigma_p \rightarrow \infty$). В противоположном случае изолирующей ионосферы ($\Sigma_p \rightarrow 0$) может возбуждаться особый класс баллонных возмущений — желобковые моды с более мягким условием перехода в неустойчивый режим. На примере тороидальных альвеновских мод показано, что конечная проводимость ионосферы приводит к слабому затуханию собственных магнитосферных МГД-колебаний.

Отметим, что проведенный нами анализ устойчивости баллонных мод для случаев $\Sigma_p \rightarrow \infty$ и $\Sigma_p \rightarrow 0$ с математической точки зрения соответствует исследованию спектральных свойств самосопряженного оператора. В этом случае нет энергетических потерь от распространения волновых возмущений в ионосфере, и это обстоятельство существенно упрощает анализ спектра. В случае, когда ионосферная плазма обладает конечной проводимостью ($0 < \Sigma_p < \infty$), вопрос об исследовании устойчивости магнито-

сферных МГД-мод становится более сложным [6] и требует, по-видимому, применения модифицированного энергетического принципа для исследования устойчивости.

1. Черемных О. К., Бурдо О. С., Кременецкий И. А., Парновский А. С. К теории МГД-волн во внутренней магнитосфере Земли // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 44—63.
2. Cheng C. Z., Chang T. C., Lin C. A., Tsai W. H. Magnetohydrodynamic theory of field line resonances in the magnetosphere // J. Geophys. Res.—1993.—98, N A7.—P. 11339—11347.
3. Cheremnykh O. K., Parnowski A. S. The theory of ballooning perturbations in the inner magnetosphere of the Earth // Adv. Space Res.—2004.—33, N 5.—P. 769—773.
4. Gold T. Motions in the magnetosphere of the Earth // J. Geophys. Res.—1959.—64.—P. 1219—1226.
5. Hameiri E. The equilibrium and stability of rotating plasmas // Phys. Fluids.—1983.—26.—P. 230—241.
6. Hameiri E. Ballooning modes on open magnetic field lines // Phys. Plasmas.—1999.—6, N 3.—P. 674—685.

7. Hasegawa A., Sato T. Space plasma physics. 1. Stationary Processes. — Springer-Verlag, 1989.—P. 165—170.

BALLOONING MODES IN THE INNER MAGNETOSPHERE OF THE EARTH WITH FINITE IONOSPHERIC CONDUCTIVITY

O. K. Cheremnykh, A. S. Parnowski

We investigate the problem of generation of MHD ballooning eigenperturbations in the inner magnetosphere of the Earth in the dipole geometry of the geomagnetic field with consideration for the ionospheric boundary conditions. The ionosphere is supposed to be a thin layer with finite conductivity. We put the particular attention to the study of the influence of ionospheric conductivity on the stability of the above-mentioned perturbations. It is demonstrated that in the case of insulating ionosphere flute perturbations are generated. An analytical instability criterion for the perturbations is derived. When the ionosphere is conductive, unstable MHD perturbations are provided mostly by ballooning modes. Their instability criterion is stricter than that of flute modes. In the case of resistive ionosphere, stable toroidal Alfvén waves are slowly decaying.

УДК 550.388.2

© Ю. В. Кызыюров

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

О ВОЗМОЖНЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ В СПЕКТРАХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ, ПОЛУЧАЕМЫХ ПРИ РАКЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ В СПОРАДИЧЕСКОМ Е-СЛОЕ

На прикладі неоднорідностей електронної концентрації, поява яких у середньозірному спорадичному Е-шарі викликана атмосферною турбулентністю, досліджена можлива залежність форми їхнього одновимірного спектру, що отримується під час ракетних експериментів, від траєкторії польоту ракети. Розглянуто два варіанти траєкторії та два напрями запуску ракети: вздовж осей північ — південь та захід — схід. Вважалося, що ракета перетинає неоднорідний шар двічі, коли рухається вгору та вниз. Показано, що для напрямку північ — південь має спостерігатися систематична відмінність у спектрах, які вимірюються на висхідній та низхідній частинах траєкторій. Відмінність виявляється в області великих хвильових чисел, тобто для неоднорідностей, при формуванні яких переважає процес взаємодії заряджених частинок, що занурені в турбулентний потік атмосферного газу, із магнітним полем. Для напрямку захід — схід такої відмінності немає.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что для ионосферы характерна развитая хаотическая неоднородная структура, которая имеет масштабы от сотен километров до десятков и единиц метров [1]. Изучение такой структуры входит в число актуальных направлений ионосферных исследований [2—8]. К настоящему времени установлено, что в ионосфере появление неоднородностей электронной концентрации может быть связано как с атмосферной турбулентностью на

ионосферных высотах, так и с многочисленными неустойчивостями ионосферной плазмы. В нижней ионосфере из-за больших значений частот столкновений заряженных частиц с молекулами и малой концентрации плазмы по сравнению с концентрацией нейтрального газа развитие неустойчивостей плазменного типа затруднено, плазма является пассивной примесью, а турбулентные движения в ней определяются характером атмосферной турбулентности [4]. Степень неоднородности концентрации в основном зависит от величины турбулентных