

УДК 551.510.535

**О СПЕКТРЕ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
ВЫСОКОШИРОТНОЙ И ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ**

В. А. Алимов

Рассмотрены некоторые возможности измерений структуры мелко-масштабной плазменной турбулентности методом радиопросвечивания высокоширотной и экваториальной ионосферы. В результате теоретических расчетов получены выражения для спектров амплитудных флуктуаций ионосферных сцинтилляций радиосигналов и указаны способы диагностики спектральных характеристик специфической ионосферной турбулентности в районе высокоширотной впадины электронной концентрации и в областях пониженной электронной концентрации экваториальной ионосферы.

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям спектральных характеристик неоднородностей электронной концентрации в полярных и экваториальных районах. Так, например, в работе [1] представлены результаты исследования структуры спектра мелко-масштабной турбулентности верхней высокоширотной ионосферы и, в частности, получены сведения о форме этого спектра вдоль силовых линий геомагнитного поля. Здесь мы на основании соответствующих теоретических расчетов спектральных характеристик ионосферных сцинтилляций радиосигналов рассмотрим вопрос о возможности измерений структуры мелкомасштабной турбулентности высокоширотной и экваториальной ионосферы методом радиопросвечивания.

Как известно [2, 3], выражение для двумерного спектра слабых флуктуаций интенсивности сигнала, прошедшего под углом θ ионосферный слой с неоднородностями и принятого в точке наблюдения на расстоянии z от него, имеет вид

$$\Phi_I(x_x, x_y) = 4\Phi_S(x_x, x_y) \sin^2 [(x_x^2 + x_y^2 - \text{tg}^2 \theta (x_x \cos \varphi + x_y \sin \varphi)^2) \kappa_{\text{Фр}}^{-2}], \quad (1)$$

где $\Phi_S(x_x, x_y)$ — спектр флуктуаций фазы волны на выходе слоя, $\kappa_{\text{Фр}} = \sqrt{2k/z}$ — френелевское волновое число, $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны излучения), φ — азимут точки наблюдения в плоскости xy , отсчитываемый от плоскости магнитного меридиана xz (см. рис. 1).

Мы будем интересоваться одномерным спектром флуктуаций интенсивности, измеряемым в ходе экспериментальных исследований ионосферных сцинтилляций радиосигналов [1]. Если источник излучения движется вдоль координатной оси x , то соответствующий одномерный спектр имеет вид

$$\Phi_I(x_x) \simeq G_1 \int \Phi_S(x_x, x_y) dx_y, \quad (2)$$

где G — некоторая константа, зависящая от геометрических параметров задачи [2].

Соотношение (2) получено путем преобразований выражения (1) в предположении $\kappa_x \gg \kappa_{\text{Фр}}$ и справедливо с точностью до членов $O(\kappa_{\text{Фр}}/\kappa_x)$. Учитывая известную связь спектра фазовых флуктуаций сиг-

нала $\Phi_S(\kappa_x, \kappa_y)$ со спектром флуктуаций неоднородностей электронной концентрации $\Phi_N(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)$ [2],

$$\Phi_S(\kappa_x, \kappa_y) \simeq G_2 \Phi_N[\kappa_x, \kappa_y, -\operatorname{tg} \theta (\cos \varphi \kappa_x + \sin \varphi \kappa_y)],$$

из соотношения (2) имеем

$$\Phi_I(\kappa_x) \simeq G_3 \int \Phi_N[\kappa_x, \kappa_y, -\operatorname{tg} \theta (\cos \varphi \kappa_x + \sin \varphi \kappa_y)] d\kappa_y. \quad (3)$$

Соотношение (3) — исходное выражение для определения асимптотического поведения (при $\kappa_x \gg \kappa_{\text{фр}}$) измеряемого одномерного спектра амплитудных или фазовых [4] флуктуаций принимаемого излучения за ионосферным слоем с неоднородностями. Если толщина слоя $L \gtrsim z$, то соотношение (3) справедливо и для значений $\kappa_x \leq \kappa_{\text{фр}}$.

В настоящее время в работах различных исследователей широко распространена модель турбулентности ионосферной плазмы с трехмерным степенным спектром флуктуации вида [2]

$$\Phi_N(\kappa_t, \kappa_r, \kappa_s) = \Phi_N(\sqrt{\kappa_t^2 + (a\kappa_r)^2 + (b\kappa_s)^2}) \sim [\kappa_t^2 + (a\kappa_r)^2 + (b\kappa_s)^2]^{-p/2}, \quad (4)$$

где $\kappa_t, \kappa_r, \kappa_s$ — компоненты пространственного спектра неоднородности вдоль (s) и поперек (t, r) направлений силовых линий геомагнитного поля, а коэффициенты a, b учитывают возможную анизотропию формы ионосферных неоднородностей.

В то же время, учитывая специфику флуктуаций электронной концентрации в анизотропной ионосферной плазме, вообще говоря, можно ожидать существования в высокоширотной ионосфере специфической анизотропной турбулентности со спектром вида

$$\Phi_N(\kappa_t, \kappa_r, \kappa_s) = \Phi_{N\perp}(\sqrt{\kappa_t^2 + \kappa_r^2}) \Phi_{N\parallel}(\kappa_s). \quad (5)$$

Здесь $\Phi_{N\perp, \parallel}$ — составляющие спектра ионосферной турбулентности в направлении поперек и вдоль силовых линий геомагнитного поля*. Компоненты пространственного спектра флуктуаций неоднородностей ($\kappa_t, \kappa_r, \kappa_s$) выражаются через соответствующие компоненты ($\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z$) в новой системе декартовых координат с помощью известных соотношений [2].

В результате несложных преобразований выражения (3) в случае турбулентности ионосферной плазмы вида (4) для измеряемого спектра флуктуаций принимаемого излучения получаем (см. также [2] и приведенные там выражения для коэффициентов A_0, B_0, C_0)

$$\Phi_I(\kappa_x) \simeq G_3 \int \Phi_N(\sqrt{A_0 \kappa_x^2 + B_0 \kappa_x \kappa_y + C_0 \kappa_y^2}) d\kappa_y \sim \kappa_x^{-(p-1)} \quad (6)$$

практически для всех значений углов θ .

В случае анизотропной ионосферной турбулентности вида (5) соответствующие вычисления приводят к следующему выражению для одномерного спектра флуктуаций принимаемого сигнала:

$$\Phi_I(\kappa_x) \simeq G_3 \int \Phi_{N\perp}(\sqrt{A \kappa_x^2 + B \kappa_x \kappa_y + C \kappa_y^2}) \Phi_{N\parallel}(D \kappa_x + E \kappa_y) d\kappa_y, \quad (7)$$

где

$$A = \sin^2 \psi + \operatorname{tg}^2 \theta \cos^2 \psi \cos^2 \varphi - \operatorname{tg} \theta \cos \varphi \sin(2\psi) \cos(2\delta),$$

$$B = \operatorname{tg}^2 \theta \cos^2 \psi \sin 2\varphi + 2 \sin \psi \sin 2\delta - \operatorname{tg} \theta \sin \varphi \sin 2\psi \cos 2\delta,$$

* Частный случай спектра (5) исследовался в [1].

$$C = 1 + \operatorname{tg}^2 \theta \cos^2 \psi \sin^2 \varphi, \quad (8)$$

$$D = \cos \psi - \operatorname{tg} \theta \cos \varphi \sin \psi,$$

$$E = -\operatorname{tg} \theta \sin \varphi \sin \psi.$$

Здесь ψ — угол $\widehat{x\delta}$ в плоскости xz , δ — угол, составляемый осью t с плоскостью магнитного меридиана (см. рис. 1).

Из соотношений (7), (8) получаем, что при распространении радиоволн в плоскости магнитного меридиана ($\varphi = 0$)

$$\Phi_I(x_x) \simeq G_3 \Phi_{N\parallel} ([\cos \psi - \operatorname{tg} \theta \sin \psi] x_x) \times \quad (9)$$

$$\times \int \Phi_{N\perp} (\sqrt{A(\varphi=0)x_x^2 + B(\varphi=0)x_x x_y + C(\varphi=0)x_y^2}) dx_y.$$

Откуда непосредственно следует, что если волна распространяется вдоль силовых линий геомагнитного поля ($\theta = \pi/2 - \psi$), то спектр ионосферных сцинтилляций сигнала идентичен спектру (6). Вместе с тем, можно показать, что в области значений параметров $x_x < x_{\text{фр}}$, $L \ll z$, $\theta \neq \pi/2 - \psi$ и при условии, что $\Phi_{N\perp}(x_r, x_t) \sim (x_r^2 + x_t^2 - r^2)^{1/2}$ (см. (1), (7), (9)),

$$\Phi_I(x_x) \simeq G_4 \Phi_{N\perp}([\cos \psi - \operatorname{tg} \theta \sin \psi] x_x), \quad (10)$$

и одномерный спектр флуктуаций интенсивности принимаемого излучения воспроизводит спектр флуктуаций электронной концентрации ионосферной плазмы вдоль направления силовых линий геомагнитного поля.

В общем случае ($E \neq 0$) соотношение (7) может быть преобразовано к виду

$$\Phi_I(x_x) \simeq G_3 \int \Phi_{N\parallel}(x) \Phi_{N\perp} [x_x \sqrt{A' + B'(x/x_x) + C'(x^2/x_x^2)}] dx, \quad (7a)$$

из которого при условии, что внешний масштаб ионосферной турбулентности вдоль силовых линий геомагнитного поля много больше соответствующего пространственного размера спектральной компоненты искомой мелкомасштабной структуры ($x_{0\parallel} \ll x_{\text{фр}}$), имеем

$$\Phi_I(x_x) \simeq G_5 \Phi_{N\perp}(x_x). \quad (11)$$

Таким образом, в случае анизотропной турбулентности вида (5) спектр мелкомасштабной компоненты флуктуаций принимаемого излучения воспроизводит структуру мелкомасштабной турбулентности ионосферной плазмы в направлении, перпендикулярном направлению силовых линий геомагнитного поля. В специальных условиях (см. (9), (10))* может быть измерена компонента спектра ионосферной турбулентности в направлении вдоль силовых линий магнитного поля Земли.

Необходимо отметить также следующее. В работах [5, 6] с помощью наблюдения «высышек» ионосферных сцинтилляций радиосигналов ИСЗ

* Для высоких широт ($\psi \geq 75^\circ$) и «немалых» углов падения радиоволны на ионосферный слой ($\theta > x_{0\parallel}/x_{\text{фр}}$) соотношение (9) справедливо при $\varphi < x_{0\parallel}/x_{\text{фр}} \operatorname{ctg} \theta$, выражение (10) — при $\varphi < \min \{x_x/x_{\text{фр}}; (x_{0\parallel}/x_{\text{фр}}) \operatorname{ctg} \theta\}$. Формула (9) преобразуется в (6), если $|\theta - (\pi/2 - \psi)| < x_{0\parallel}/x_{\text{фр}}$.

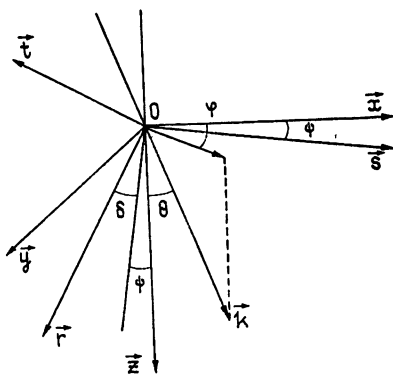


Рис. 1.

Р76-5 было обнаружено существование листообразных неоднородностей в районе впадины квазирегулярной электронной концентрации плазмы на границе полярной и среднеширотной ионосферы (геомагнитная широта $\lambda_m \simeq 65^\circ$ с. ш.). Результаты наблюдений в [5, 6] интерпретировались в рамках модели ионосферной турбулентности вида (4) с $a = b \gg 1$ и $\delta = 0$.

К сожалению, в [5, 6] не был проведен спектральный анализ полученных записей мерцаний радиосигналов. В то же время, учитывая специфическую анизотропию формы ионосферных неоднородностей в районе авроральной впадины электронной концентрации, можно ожидать появления в этой области ионосферы специфической анизотропной турбулентности со спектром вида (ср. (5))

$$\Phi_N(x_t, x_r, x_s) = \Phi_{N\parallel} \left(\sqrt{x_t^2 + x_s^2} \right) \Phi_{N\perp}(x_r), \quad (12)$$

где $\Phi_{N\parallel, \perp}$ — составляющие спектра ионосферной турбулентности вдоль и поперек плоскости высокоширотной впадины электронной концентрации.

Используя соотношения (1), (3), (12), несложно провести соответствующие расчеты одномерного спектра мелкомасштабных флуктуаций принимаемого излучения $\Phi_I(x_x)$. В результате оказывается, что в общем случае ($\varphi, \theta \neq 0, \psi \neq \pi/2$) спектр флуктуаций принимаемых сигналов пропорционален $\Phi_{N\parallel}(x_x)$ (при условии, что внешний масштаб ионосферной турбулентности поперек впадины $x_{0\perp}^{-1}$ много больше характерного масштаба x_x^{-1}). В случае же наблюдений за сигналами ИСЗ в плоскости магнитного меридиана ($\varphi \simeq 0$) спектр флуктуаций ионосферных сцинтилляций в области $x_x < x_{\text{фр}}, L \ll z$ описывается спектром флуктуаций электронной концентрации $\Phi_{N\perp}([\sin \psi - \text{tg } \theta \cos \psi] x_x)$. Таким образом, синхронные наблюдения за ионосферными сцинтилляциями сигналов ИСЗ при различной ориентации радиотрасс в плоскости высокоширотной впадины электронной концентрации и соответствующая спектральная обработка их дают возможность определения формы спектра ионосферной анизотропной турбулентности вдоль и поперек плоскости впадины электронной концентрации.

Наконец, кратко остановимся на вопросе измерений спектров неоднородностей верхней ионосферы в экваториальных районах. Как известно (см. [7] и цитированную там литературу), в областях пониженной электронной концентрации экваториальной ионосферы существует развитая мелкомасштабная структура в форме листообразных неоднородностей, расположенных преимущественно в плоскости магнитного меридиана. Учитывая специфическую анизотропию этих неоднородностей, можно ожидать наличия в этой области экваториальной ионосферы мелкомасштабной турбулентности со спектром вида (ср. (5) и (12))

$$\Phi_N(x_t, x_r, x_s) = \Phi_{N\parallel} \left(\sqrt{x_t^2 + x_s^2} \right) \Phi_{N\perp}(x_r), \quad (13)$$

где $\Phi_{N\parallel, \perp}$ — составляющие спектра турбулентности вдоль и поперек геомагнитной меридиональной плоскости.

В результате соответствующих вычислений по формулам (1), (3), (13) для измеряемого спектра флуктуаций интенсивности от источника, движущегося в плоскости геомагнитного меридиана, имеем ($\psi \simeq 0, \delta \simeq 0$)

$$\Phi_I(x_x) \simeq G_3 \int \Phi_{N\parallel} \left(\sqrt{A_1 x_x^2 + B_1 x_x x_y + C_1 x_y^2} \right) \Phi_{N\perp}(x_y) dx_y, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= 1 + \text{tg}^2 \theta \cos^2 \varphi, \\ B_1 &= 2 \text{tg}^2 \theta \cos \varphi \sin \varphi, \\ C_1 &= \sin^2 \varphi. \end{aligned}$$

Из соотношения (14) следует, что в общем случае спектр амплитудных сцинтилляций принимаемого сигнала идентичен спектру (6) (при условии, что внешний масштаб поперечной составляющей ионосферной турбулентности $\Phi_{N\perp} \sim \kappa_{10}^{-1}$, много меньше характерного масштаба κ_x^{-1}). В случае же наблюдений за сигналами ИСЗ в плоскости магнитного меридиана ($\varphi \simeq 0$) спектр флуктуаций экваториальных сцинтилляций описывается спектром флуктуаций продольной составляющей ионосферной турбулентности $\Phi_{N\parallel}(\kappa_x)$. Таким образом, измеряемый спектр флуктуаций интенсивности от источника, движущегося вблизи плоскости геомагнитного меридиана, при радиопросвечивании областей пониженной электронной концентрации экваториальной ионосферы не зависит от структуры спектра неоднородностей $\Phi_{N\perp}(\kappa_y)$. Возможно, что именно с этим обстоятельством и связано различие в измеряемых спектральных характеристиках мелкомасштабной турбулентности экваториальной ионосферы зондовым методом на ИСЗ АЕ — Е (измерение $\Phi_{N\perp}(\kappa_y)$) и методом радиопросвечивания ионосферы с борта ИСЗ Р76-5 (измерение $\Phi_I(\kappa_x)$) [7].

Вместе с тем, нетрудно убедиться, что поперечная составляющая спектра плазменной турбулентности $\Phi_{N\perp}(\kappa_y)$ может быть измерена при наблюдениях за сигналами геостационарного ИСЗ в меридиональной плоскости ($\varphi \simeq 0$)*.

В заключение заметим, что наиболее вероятными источниками специфической анизотропии мелкомасштабной турбулентности ионосферной плазмы (см. (5) и (12)) на высоких широтах, по-видимому, являются потоки высыпающихся заряженных частиц вдоль направления геомагнитного поля из магнитосферы Земли с цилиндрической (на широтах $\lambda_m \geq 75^\circ$ с. ш.) и квазидвумерной (в районе впадины электронной концентрации $\lambda_m \simeq 65^\circ$ с. ш.) структурой потоков во время слабой (локальной) и резко выраженной геомагнитной активности в полярной ионосфере. В пользу этой гипотезы говорят соответствующих геофизических наблюдений [6] и результаты пространственных измерений структуры дифракционной картины в [1, 6]. На высоких геомагнитных широтах ($\lambda_m \simeq 75^\circ$ с. ш.) во время «вспышек» интенсивности флуктуаций излучения сигналов ИСЗ при наблюдениях под большими углами места была зарегистрирована изотропная дифракционная картина сцинтилляций [1], а в районе авроральной впадины электронной концентрации ($\lambda_m \simeq 65^\circ$ с. ш.) — листообразная структура дифракционной картины с ориентацией поперек геомагнитной меридиональной плоскости [6]. В связи с ограниченными сведениями о неоднородной структуре экваториальной ионосферы [7] вопрос о существовании в ней мелкомасштабной плазменной турбулентности вида (13) в настоящее время является открытым. Необходимы дальнейшие комплексные экспериментальные исследования структуры экваториальной ионосферы различными методами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов Л. М., Лернер А. М., Косолапенко В. И., Мясников Е. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 524.
2. Rino C. L., Fremouw E. J. — J. Atm. Terr. Phys, 1977, 39, № 8, p. 859.
3. Алимов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 1, с. 122.
4. Fremouw E. J. et. al. — Radio Sci., 1978, 13, № 1, p. 167.

* Здесь следует учесть, что области пониженной электронной концентрации в экваториальной ионосфере имеют восточно-западное и вертикальное направления дрейфа [7]. В конечном счете это приводит к замене переменной интегрирования в соотношении (14).

5. Fremouw E. J. et. al. — Geophys. Res. Lett., 1977, 4, № 11, p. 539.
6. Rino C. L. et. al. — Geophys. Res. Lett., 1978, 5, № 12, p. 1039.
7. Basu S. et al. — J. Geophys. Res., 1980, 85, № A10, p. 5119.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
6 мая 1981 г.

ON THE SPECTRUM OF SMALL-SCALE TURBULENCE OF HIGH LATITUDE AND EQUATORIAL IONOSPHERE

V. A. Alimov

Some possibilities are considered for measurements of the structure of small-scale plasma turbulence by the method of radio transillumination of high latitude and equatorial ionosphere. As a result of theoretical calculations expressions have been derived for the spectra of amplitude fluctuations of ionosphere radio signal scintillations. Diagnostics methods are indicated of spectral characteristics of specified ionosphere turbulence in the region of high latitude cavity of the electron concentration and in the region of the decreased electron concentration of the equatorial ionosphere.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Бассани Ф., Пастори-Парравичини Дж. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах: Пер. с англ./Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича.— М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982.— 35 л.

В книге излагается современное состояние исследований электронных зонных структур, оптических переходов и эффектов, обусловленных внешними возмущениями, в полупроводниках. Строение книги дает возможность как первоначального ознакомления с предметом, так и изучения более тонких вопросов. Подробно рассматриваются свойства симметрии электронных состояний, строение энергетических зон важнейших типов кристаллов, экситонные эффекты. Приведено детальное исследование свойств примесных состояний, в которое значительный вклад внесен авторами — известными итальянскими физиками-теоретиками. Изложение теории сопровождается конкретными примерами и справочным материалом.

Книга предназначена для физико-экспериментаторов, желающих углубить познания в области теории твердого тела, а также для аспирантов и студентов старших курсов университетов и вузов.

Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров.— М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982.— 20 л.

Перспективы широкого развития оптических средств передачи, обработки и хранения информации связаны с применениями полупроводниковых инжекционных лазеров, уникально сочетающих в себе свойства генераторов и модуляторов когерентного излучения. Возросшие потребности в компактных и эффективных источниках на основе инжекционных лазеров в волоконно-оптических системах связи, спектроскопии, голографии, вычислительной технике, специальной автоматике вызывают новое пополнение рядов специалистов в этой области. Книга содержит изложение физических основ работы, описание разновидностей лазеров этого типа и особенностей режимов генерации.

Рассмотрены физические явления, сопровождающие преобразование электрической энергии в энергию лазерного излучения, в частности, обсуждаются факторы, влияющие на эффективность преобразования, линейность и малую инерционность процесса.

Книга предназначена для научных работников и инженеров в области электроники, а также для студентов старших курсов и аспирантов соответствующих специальностей.
