

УДК 551 510 535.4

## О ТУРБУЛЕНТНОМ РАСПЛЫВАНИИ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Б. Н. Гершман, Ю. А. Рыжов

В условиях, характерных для области  $D$  ионосферы, рассматривается турбулентная релаксация искусственных периодических неоднородностей электронной концентрации (решеток). В случае изогральной и однородной турбулентности время релаксации определяется среднеквадратичной скоростью турбулентных движений и масштабом неоднородности.

При воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением на частотах, близких к критическим, возникают неоднородности электронной концентрации (решетки) [1]. Изучение таких неоднородностей по рассеянию на них пробных электромагнитных волн представляет собой перспективный метод диагностики состояния ионосферы [2-4]. Существенно, что этот метод успешно используется при исследовании нижней ионосферы [4, 5], определение параметров которой сопряжено с большими трудностями.

В связи с применением метода решеток возникает необходимость в решении задач двух типов. К первому относятся задачи по установлению зависимостей между параметрами ионосферы и искусственных структур. Характер этих зависимостей определяется механизмами образования и релаксации неоднородностей [6]. Ко второму типу относятся задачи, связывающие характеристики рассеяния со структурой решеток [7].

В данной работе рассматривается задача первого типа и ставится цель определить время релаксации решеток в нижней ионосфере в поле случайных турбулентных скоростей. При этом мы исходим из имеющихся в литературе экспериментальных данных, согласно которым на высотах 70—90 км в процессах релаксации неоднородностей турбулентные движения играют решающую роль.

При решении задачи исходим из известных представлений о перемешивании частиц примеси в заданном турбулентном потоке (в нижней ионосфере плазма является пассивной примесью). нас будет интересовать поведение созданной искусственно неоднородной структуры после выключения поля радиоволны, поддерживающего стационарный уровень регулярного распределения электронов  $N(\mathbf{r}, t)$  в поле случайных скоростей  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ . Эволюция заданного начального распределения  $N(t = t_0, \mathbf{r})$  такова, что должен выполняться закон сохранения числа примесных электронов:

$$\partial N / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{v} N = 0, \quad N(\mathbf{r}, t = 0) = N_0(\mathbf{r}) \quad (1)$$

Рассмотрим среднее значение случайной функции  $N(\mathbf{r}, t)$  по ансамблю реализаций случайного поля скоростей. Эта величина и определяет когерентное рассеяние от решетки. После усреднения по этому ансамблю в приближении, квадратичном по  $\langle v^2 \rangle$ , получаем обобщенное уравнение Эйнштейна—Фоккера—Планка—Колмогорова [8]. Однако не-

трудно убедиться в том, что критерий применимости необходимого для использования этого уравнения диффузионного приближения не соответствует условиям нашей задачи. Это приближение даст правильное описание при [8, 11]

$$\tau \ll l/\sigma, \quad \Delta t \gg \tau \quad (\Delta t = t - t_0),$$

где  $l$  и  $\tau$  — характерные пространственный и временной масштабы случайного поля скоростей,  $\sigma$  — средненкватричная турбулентная скорость и  $\Delta t$  — время наблюдения. В экспериментах с решетками ситуация скорее противоположная. Так, стандартные времена релаксации решетки, установленные из эксперимента, при масштабе периодичности  $\lambda = 2\pi/k = 25$  м составляют  $\tau_p \leq 1$  с. Согласно [9] для крупномасштабной турбулентности время  $\tau$  очень велико и доходит до  $\tau = 6 \cdot 10^3$  с. Таким образом, решетки исчезают за время, которое мало по сравнению с временем жизни неоднородностей.

Кроме того, время  $\tau_p$  мало по сравнению с лагранжевым временем  $\tau_l \simeq l/v_l$ , где  $v_l$  — скорость движений в неоднородности с размером  $l$  (при  $l \simeq 20$  м и  $v_l \simeq 1$  м/с  $\tau_l \simeq 20$  с). Таким образом, нам нужно рассматривать турбулентный поток как стационарный.

Решение уравнения (1) запишем в виде

$$N(\mathbf{r}, t) = N_0[\varphi(t_0, t, \mathbf{r})], \quad (2)$$

где функция  $\mathbf{r} = \varphi(t, t_0, \mathbf{r}_0)$  является решением уравнения с начальными условиями

$$d\mathbf{r}/dt = \mathbf{v}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r}(t_0) = \mathbf{r}_0, \quad (3)$$

а  $N_0(\mathbf{r})$  — начальное распределение концентрации электронов. Выбирая это распределение в виде  $N_0(\mathbf{r}) = A \cos \mathbf{x} \cdot \mathbf{r}$ , получим

$$N(\mathbf{r}, t) = (A/2) [\exp(i\mathbf{x}\varphi(t_0, t, \mathbf{r})) + \exp(-i\mathbf{x}\varphi(t_0, t, \mathbf{r}))]. \quad (4)$$

Усредним это выражение по ансамблю реализаций случайного поля  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ . Если это поле статистически однородно и изотропно, то

$$\langle \varphi(t_0, t, \mathbf{r}) \rangle = \mathbf{r}, \quad (5)$$

$$\langle N(\mathbf{r}, t) \rangle = (A/2) [e^{i\mathbf{x} \cdot \mathbf{r}} \langle \exp[i\mathbf{x}\Delta\varphi(t_0, t, \mathbf{r})] \rangle + \text{к. с.}],$$

где

$$\Delta\varphi(t_0, t, \mathbf{r}) = \varphi(t_0, t, \mathbf{r}) - \langle \varphi(t_0, t, \mathbf{r}) \rangle = \mathbf{r}_0 - \mathbf{r}(t),$$

$$\Delta\varphi(t_0, t_0, \mathbf{r}) = 0, \quad \mathbf{r}_0 = \varphi(t_0, t_0, \mathbf{r}) = \mathbf{r}(t_0),$$

отсюда

$$\langle N(\mathbf{r}, t) \rangle = A \cos \mathbf{x} \cdot \mathbf{r} \langle \exp\{i\mathbf{x} [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(t_0)]\} \rangle. \quad (6)$$

Здесь при фиксированных  $\mathbf{r}, t$  вектор  $\mathbf{r}_0$  — случайная функция времени  $t_0$ . Согласно (6) задача о релаксации заданной начальной структуры  $N_0(\mathbf{r})$  сводится к вопросу о распределении смещений заданной частицы в турбулентном потоке. Допустим, что смещение  $\Delta\mathbf{r}(\tau) = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$  распределено по гауссову закону. Тогда для решеток, ориентированных в вертикальном направлении, имеем

$$\langle N(z, t) \rangle = A \cos \mathbf{x} z \exp[-\mathbf{x}^2 \langle (\Delta z)^2 \rangle / 2]. \quad (7)$$

Принимая во внимание указанные выше соображения о соотношении между временем релаксации решетки и характерным временем прохождения с турбулентными скоростями неоднородности, приходим к выводу о том, что нужно рассматривать только начальный момент дви-

жения. Тогда каждая точка движется со скоростью в данном месте так, что

$$\Delta z(\tau) = v_z(r) \tau \quad (\tau_p \ll \tau_1, \tau_p \ll \tau). \quad (8)$$

Отсюда  $\langle (\Delta z)^2 \rangle = \sigma_z^2 \tau^2$  и

$$\langle N(z, t) \rangle = A \cos kz \exp(-k^2 \sigma_z^2 t^2 / 2), \quad (9)$$

т. е. характерное время релаксации  $\tau_p = \sqrt{2}(\kappa \sigma_z)^{-1}$  ( $\kappa = 2\pi/\lambda$ ).

При  $\lambda = 25$  м,  $\tau_p = 1$  с приходим к приемлемым значениям  $\sigma_z = 5$  м/с.

При нашем рассмотрении мы учитывали только турбулентное перемешивание, пренебрегая вкладом молекулярной (амбиполярной) диффузии. На высотах 70—90 км это вполне оправдано. Обзор данных о коэффициенте турбулентной диффузии  $D_T$  показывает [10], что на этих высотах его значения много больше значений коэффициента амбиполярной диффузии.

Знание среднеквадратичной скорости  $\sigma$ , значения которой можно получить при определении времени релаксации  $\tau_p$  в (9), позволяет, если не вычислить, то, по крайней мере, оценить другие характеристики турбулентности. Важнейшей из них, вероятно, является диссипация энергии  $\epsilon$ , характеризующая потери энергии турбулентных движений в единицу времени и в единицу объема. В стационарных условиях  $\epsilon$  не зависит от масштаба  $l$  и постоянна во всей инерционной подобласти, а также при переходе из этой подобласти в вязкую. Знание  $\epsilon$  позволяет дать оценку внутреннему масштабу и скоростям для разных масштабов.

Вводя функцию спектральной плотности средней кинетической энергии  $E(k)$  и учитывая, что  $\sigma^2 = 2 \int_0^{\infty} E(k) dk$ , используем аппроксимацию  $E(k)$  в инерционном интервале из § 21 [12]. Ограничивая интегрирование минимальными  $k_{\min}$ , которым соответствуют максимальные масштабы ( $L_{\max} = 2\pi/k_{\min}$ ), можно получить, что

$$\sigma^2 \simeq 4\epsilon^{2/3} k_{\min}^{-2/3}. \quad (10)$$

В соответствии с (10) приближенно можно использовать для  $\epsilon$  простое соотношение  $\epsilon \simeq 0,8\sigma^3 L_{\max}$ . Значения  $L_{\max}$  точно определить трудно, но этот масштаб должен быть типичным для энергетического интервала и лежать на внешней границе инерционной подобласти. Полагая  $L_{\max} = 2$  км, при  $\sigma = 5$  м/с получаем  $\epsilon = 2500$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>. Эти значения выглядят допустимыми, хотя напрашивается вывод, что разрушение решеток происходит в присутствии достаточно развитой турбулентности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Игнатев Ю. А., Комраков Г. П.—Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, № 10, с 497
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Толмачева А. В., Шавин П. Б.—Изв. вузов—Радиофизика, 1977, 20, № 12, с 1821.
3. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1418.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 504
5. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1981, 24, № 7, с 905.
6. Толмачева А. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1980, 23, № 3, с 278.
7. Лапин В. Г., Рыжов Ю. А., Тамойкин В. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 529.
8. Рыжов Ю. А.—Изв. вузов—Радиофизика, 1976, 19, № 7, с. 945.

9. Татарский В. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1960, 3, № 4, с. 551.  
 10 Гинзбург Э. И., Жалковская Л. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 3, с. 301.  
 11 Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами — М.: Наука, 1975.  
 12 Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.

Научно-исследовательский  
 радиофизический институт

Поступила в редакцию  
 14 февраля 1983 г.

## ON TURBULENT SPREAD OF ARTIFICIAL PERIODICAL INHOMOGENEITIES OF LOWER IONOSPHERE

*B N Gershman, Yu. A Ryzhov*

Turbulent relaxation of artificial periodical inhomogeneities of electron density (lattices) is considered in conditions typical for *D*-region of ionosphere. For the case of isotropic and uniform turbulence the relaxation time is determined by r.m.s. velocity of turbulent motions and the scale of inhomogeneity.

### ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

**Астрофизика космических лучей.** Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л., Догель В. А., Птускин В. С. / Под ред. В. Л. Гинзбурга. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984 (IV кв.) — 25 л.

Книга посвящена астрофизике космических лучей, включая происхождение космических лучей, наблюдаемых у Земли. Обсуждается проблема распространения и ускорения космических лучей в межзвездной среде и вообще в Галактике. Особо рассмотрены космические лучи со сверхвысокой энергией. Резюмируются результаты наблюдений и экспериментов. Внимание сосредоточено на общих вопросах (выбор модели при анализе происхождения космических лучей и т. д.) и на теории процессов.

Для научных работников — физиков и астрофизиков, а также для аспирантов и студентов, специализирующихся в области астрофизики высоких энергий и физики космических лучей.

**Лонгейр М. Астрофизика высоких энергий:** Пер. с англ. — М.: Мир, 1984 (II кв.) — 26 л.

Видный английский астрофизик на основе курса лекций, прочитанных в Кембриджском университете, подробно рассмотрел процессы во Вселенной, происходящие с участием частиц и фотонов высокой и сверхвысокой энергии. Автор затрагивает протонную и электронную компоненты космических лучей, космическое рентгеновское и гамма-излучение, а также такие экзотические объекты, как пульсары, квазары, активные ядра галактик — наглядные свидетельства взрывных процессов чудовищной интенсивности.

Для астрономов и физиков — теоретиков и экспериментаторов, как специалистов, так и интересующихся новой проблематикой студентов.

**Флуктуации сверхдлинных радиоволн в волноводе Земля — ионосфера.** Безродный Б. Г., Блюх В. П., Шубова Р. С., Ямпольский Ю. М. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984 (II кв.) — 20 л.

В книге систематически изложены теоретические и экспериментальные данные о флуктуациях сверхдлинных радиоволн в волноводе Земля — ионосфера. Обсуждены различные стохастические модели волноводного канала. Проведен теоретический анализ флуктуаций амплитуды и фазы сигнала в плоском и сферическом волноводах. Наряду с процессами, происходящими на однородно освещенных трассах, рассмотрены вариации сигналов, возникающие в периоды восхода или захода Солнца, а также во время солнечного затмения.

Для радиофизиков и радионженеров, а также для студентов и аспирантов радиотехнических специальностей.