

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 523.7

**ОБ ЭФФЕКТИВНОМ И ИСТИННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ СКОРОСТЕЙ  
В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ**

В. А. Алимов

Рассмотрим дифракцию монохроматического излучения на движущемся сравнительно толстом слое со слабыми крупномасштабными неоднородностями диэлектрической проницаемости среды и произвольным профилем скоростей  $v(z)$  вдоль луча зрения на источник. Следуя [1], в случае слабых амплитудных флуктуаций для функции пространственно-временной корреляции принимаемого излучения на выходе неоднородного слоя получаем следующее выражение:

$$\Gamma_1(\xi, \eta, \tau) \approx \frac{k^2}{2} \int_0^L \overline{\Delta \varepsilon^2}(z) \rho_\varepsilon(\xi + v(z)\tau, \eta) dz. \quad (1)$$

Здесь  $k$  — волновое число,  $L$  — толщина слоя,  $\overline{\Delta \varepsilon^2} z$  — текущее значение среднего квадрата флуктуаций диэлектрической проницаемости среды\*,  $\xi, \eta, \tau$  — пространственное разнесение пунктов приема и временной сдвиг записей сигналов,  $\rho_\varepsilon(\xi, \eta) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_\varepsilon(x_1, x_2, 0) \cos(x_1\xi + x_2\eta) dx_1 dx_2$  — коэффициент пространственной корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости ( $f_\varepsilon(x_1, x_2, 0)$  — нормированный трехмерный спектр неоднородностей среды).

Если флуктуации скоростей движения отдельных слоев среды статистически независимы, то по аналогии с [2], используя эргодичность исследуемого случайного процесса, соотношение (1) можно записать в виде

$$\Gamma_1(\xi, \eta, \tau) \approx \frac{k^2 L}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_\varepsilon(\xi + v\tau, \eta) \varphi_{\text{эфф}}(v) dv, \quad (2)$$

где плотность эффективного распределения скоростей имеет вид

$$\varphi_{\text{эфф}}(v) = \frac{1}{L} \int_0^L \overline{\Delta \varepsilon^2}(z) \varphi(v, z) dz. \quad (3)$$

Здесь  $\varphi(v, z)$  — плотность истинного пространственно-нестационарного распределения скоростей отдельных слоев среды на луче зрения.

Из соотношения (3) видно, что эффективное распределение скоростей может существенным образом отличаться от истинного распределения. Проиллюстрируем это на примере гипотетического распределения скоростей в солнечном ветре. Пусть истин-

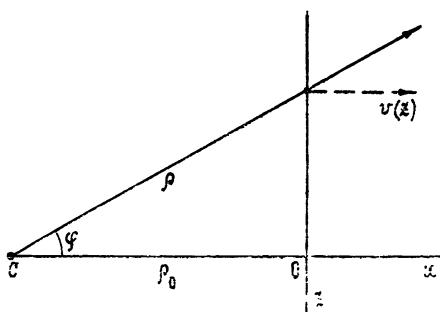


Рис. 1.

\* В общем случае флуктуации диэлектрической проницаемости могут зависеть от скорости  $\overline{\Delta \varepsilon^2}(z, v(z))$  [1]

ное распределение скоростей в солнечном ветре гауссово со средним значением  $v_0$  и дисперсией  $\sigma_0^2$ . Тогда, учитывая радиальную расходимость плазменного потока от Солнца (см рис 1), для истинного распределения скоростей потоков на луче зрения  $\varphi(v, z)$  получаем

$$\varphi(v, z) = \frac{1}{\cos \varphi} \varphi\left(\frac{v}{\cos \varphi}\right) = \frac{\sqrt{\rho_0^2 + z^2}}{\sqrt{2\pi} \sigma_0 \rho_0} \exp\left[-\left(\frac{v \sqrt{\rho_0^2 + z^2}}{\rho_0} - v_0\right)^2 / 2\sigma_0^2\right]. \quad (4)$$

Подставляя это выражение в (3) и учитывая степенную зависимость флуктуаций диэлектрической проницаемости среды от расстояния [3]  $\overline{\Delta \varepsilon^2}(\rho) = \overline{\Delta \varepsilon^2}(\rho_0) (\rho_0/\rho)^4$ , имеем

$$\varphi_{\text{эфф}}(v) = \frac{\overline{\Delta \varepsilon^2}(\rho_0) \rho_0}{v_0 L} \frac{1}{\sqrt{\pi} b} \int_0^{L/\rho_0} \frac{1}{(1+x^2)^{3/2}} \exp\left[-\left(\frac{a\sqrt{1+x^2}-1}{b}\right)^2\right] dx, \quad (5)$$

где  $a = v/v_0$ ,  $b = \sqrt{2}\sigma_0/v_0$ . Заметим, что в пределе при  $\sigma_0 \rightarrow 0$  соотношение (5) преобразуется к виду (ср. [3])

$$\varphi_{\text{эфф}}(v) = \frac{\overline{\Delta \varepsilon^2}(\rho_0) \rho_0}{v_0 L} \begin{cases} a^2/\sqrt{1-a^2} & \text{при } a < 1 \\ 0 & \text{при } a > 1 \end{cases}. \quad (6)$$

Некоторые результаты численных расчетов нормированной функции  $\varphi_{\text{эфф}}(v)$  по формуле (5) приведены на рис 2 (зависимость  $\varphi_{\text{эфф}}(v)$  для случая регулярного истечения ( $b=0$ ) практически совпадает с левой ветвью кривой 1). Из рисунка видно, что по сравнению с истинным гауссовым распределением скоростей в солнечном ветре, симметричном относительно значения  $v_0$ , эффективное распределение скоростей имеет резко выраженный максимум вероятности появления в области низких скоростей, который растет с увеличением дисперсии флуктуаций в истинном распределении скоростей

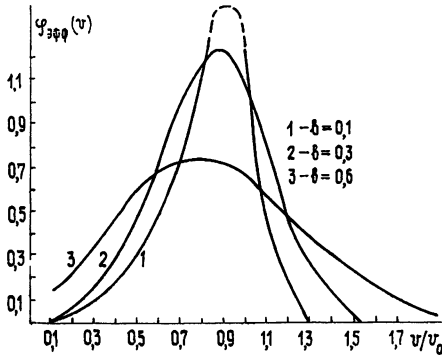


Рис. 2.

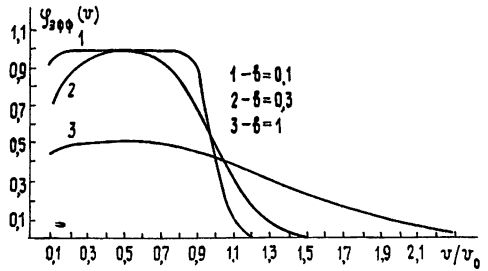


Рис. 3

Заметим, что, вообще говоря, исходное распределение скоростей в солнечном ветре может быть негауссовым, пространственно-нестационарной функцией. Кроме того, может иметь место и неравномерное распределение величины флуктуаций диэлектрической проницаемости солнечной плазмы по пространству. Допустим, что при нормальном распределении скоростей дисперсия их в плазменном потоке растет по закону  $\sigma(\rho) = \sigma_0(\rho/\rho_0)$ , а флуктуации диэлектрической проницаемости на луче зрения телескопа пренебрежимо малы в области  $z < \rho_0$  и падают по закону  $\overline{\Delta \varepsilon^2}(z) = \overline{\Delta \varepsilon^2}(\rho_0) \times (\rho_0/\rho)^2$  при  $z \geq \rho_0$ . Тогда находим

$$\varphi(v, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_0} \exp\left[-\left(\frac{v - v_0(\rho_0/\sqrt{\rho_0^2 + z^2})}{\sqrt{2} \sigma_0}\right)^2\right]$$

и соответственно (см. (3))

$$\varphi_{\text{эфф}}(v) = \frac{1}{2} \frac{\overline{\Delta \varepsilon^2}(\rho_0) \rho_0}{v_0 L} \left[ \Phi\left(\frac{\sqrt{2} a}{b}\right) - \Phi\left(\frac{\sqrt{2}(a-1)}{b}\right) \right], \quad (7)$$

где  $\Phi(x) = 2/\sqrt{2\pi} \int_0^x e^{-t^2/2} dt$  — интеграл вероятности. Зависимость нормированной

функции  $\varphi_{\text{эфф}}(v)$ , рассчитанной по формулам (7), от параметра  $v/v_0$  приведена на рис. 3. Из него следует, что в данном случае эффективное распределение скоростей в солнечном ветре резко отличается от истинного нормального распределения. Интересно заметить, что относительная дисперсия флуктуаций эффективного распределения скоростей велика даже при малых значениях параметра  $b = \sqrt{2} \sigma_0/v_0$ .

Последний результат еще раз подчеркивает то обстоятельство, что истинное распределение скоростей в солнечном ветре может существенным образом отличаться от соответствующего эффективного распределения скоростей, восстанавливаемого с помощью соотношения (2) по кросс-корреляционным характеристикам флуктуаций излучения дискретных радиоисточников на неоднородностях межпланетной плазмы [4]\*. Кстати, следует заметить, что условию эргодичности исследуемого процесса флуктуаций скоростей движения отдельных слоев среды (см выше) не противоречат как гипотеза о струйном течении солнечного ветра [4], так и предположение о сферически симметричном пульсирующем истечении плазменных потоков («порывы» ветра), а также гипотеза о смешанной модели струйного и пульсирующего истечения плазмы из Солнца

В заключение отметим следующее. В случае сравнительно толстого слоя с неоднородностями, имеющими степенной спектр  $f_{\xi}(x_1, x_2, 0) \sim (x_1^2 + x_2^2)^{-\alpha/2}$ , спектр принимаемого излучения  $F_1(\xi, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_1(\xi, \tau) \cos(\omega\tau) d\tau$ , как легко показать, исходя из соотношения (2), при  $\xi \equiv 0$  не зависит от функции  $\varphi_{\text{эфф}}(v)$ , а при  $\xi \neq 0$  связан фурье-преобразованием с этой функцией так, что с точностью до постоянного множителя

$$\varphi_{\text{эфф}}(v) \approx \int_0^{\infty} F_1(\xi, \omega) \left(\frac{\omega\xi}{v}\right)^{\alpha} \cos\left(\frac{\omega\xi}{v}\right) \frac{d\omega}{\omega}. \quad (8)$$

Соотношение (8) может быть использовано для определения эффективного распределения скоростей движения отдельных слоев среды по измеренному спектру  $F_1(\xi, \omega)$ . При этом априорные сведения о виде функции  $\varphi_{\text{эфф}}(v)$ , которые, как отмечалось выше, зачастую отсутствуют, не нужны (ср. [4]).

Автор благодарен Н. Г. Денисову за постановку задачи и обсуждение ее результатов

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч II. — М.: Наука, 1978 — С 308.
- 2 Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч I. — М.: Наука, 1976 — С 124.
- 3 Лотова Н. А., Чашей И. В. — Радиотехника и электроника, 1975, 20, с 1977
- 4 Лотова Н. А., Чашей И. В. — Геомагнетизм и аэрномия, 1978, 18, с. 809.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
8 августа 1980 г.

УДК 551.510.535

### ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН ОТ ИСКУССТВЕННО ВОЗМУЩЕННОЙ E-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

*В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, С. А. Дмитриев, Г. И. Терина*

Весной 1980 г. в г. Горьком были проведены эксперименты по воздействию на E-область ионосферы интенсивным потоком радиоизлучения. Возмущающий передатчик с эквивалентной мощностью 1,5 МВт излучал обыкновенную компоненту на частоте 3 МГц. Он включался в непрерывном режиме на интервалы времени от долей секунды

\* Для модели фазового экрана [3, 4] в интеграле (2) выражение  $(k^2/2) \rho_{\xi}(\xi + v\tau, \eta)$  следует заменить на  $\rho_1(\xi + v\tau, \eta)$ .