

УДК 523.72

М. Р. Оляк

Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002 Харьков, ГСП, ул. Червонопрапорна, 4

**О возможности изучения тонкой структуры
внешних областей солнечного ветра
в декаметровом диапазоне радиоволн**

Методом фейнмановских интегралов по траекториям получены выражения для кросскорреляционного спектра и фазовой скорости слабых межпланетных мерцаний. Исследована возможность изучения тонкой структуры внешних областей солнечного ветра в декаметровом диапазоне волн при одновременных измерениях временных спектров мерцаний и дисперсионных зависимостей фазовой скорости.

ПРО МОЖЛИВІСТЬ ВИВЧЕННЯ ТОНКОЇ СТРУКТУРИ ЗОВНІШНІХ ОБЛАСТЕЙ СОНЯЧНОГО ВІТРУ У ДЕКАМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ РАДІОХВИЛЬ, Оляк М. Р. — За методом фейнманівських інтегралів по траєкторіях одержано вирази для кроскореляційного спектру та фазової швидкості слабких міжпланетних мерехтінь. Досліджено можливість вивчення тонкої структури зовнішніх областей сонячного вітру у декаметровому діапазоні радіохвиль при одночасних спостереженнях спектрів мерехтінь та дисперсійних залежностей фазової швидкості.

ON THE POSSIBILITY TO STUDY THE THIN STRUCTURE OF EXTERNAL SOLAR WIND IN DECAMETER RADIO WAVES, by Olyak M. R. — The Feynman path-integral technique is applied to calculate the cross-spectra and phase speed of weak interplanetary scintillations. The possibility to investigate the thin structure of the outer solar wind by simultaneous measurements of temporary scintillation spectra and the phase speed dispersion dependencies is considered for decameter radio waves.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в связи с изучением природы межпланетной турбулентности на больших расстояниях от Солнца возрос интерес к исследованию пространственного распределения скорости солнечного ветра (СВ) или тонкой структуры скорости СВ. Наличие тонкой структуры скорости СВ может быть связано как с физическим различием скоростей в тех областях среды, где формируется картина мерцаний, так и с геометрическим эффек-

том изменения проекции скорости на картинную плоскость [4, 5]. Особый интерес могут представлять наблюдения мерцаний в декаметровом диапазоне радиоволн, поскольку в этом диапазоне возможно изучение внешних областей межпланетной среды (МПС), расположенных на расстояниях от Солнца, больших одной астрономической единицы [8]. Определение распределения параметров солнечного ветра на больших расстояниях от Солнца обычно проводится путем сопоставления результатов наблюдений и теоретического расчета с использованием модели сферически-симметричного СВ с постоянной скоростью [1, 2, 8]. В ряде случаев [8] также использовалась более сложная двухскоростная модель [4], в рамках которой предполагалось, что на фоне близкого к сферически-симметричному СВ распространяется более узкий высокоскоростной поток. Следует, однако, отметить, что при сопоставлении экспериментальных и теоретических спектров мерцаний не всегда можно сделать выбор между моделью сферически-симметричного СВ с одной постоянной скоростью и двухскоростной моделью. Для определения наличия на луче зрения различных скоростей, в том числе не связанных с геометрическим эффектом протяженности среды, может служить метод дисперсионного анализа фазовой скорости мерцаний [4, 5]. Таким образом, целью настоящей работы является изучение возможности применения метода дисперсионного анализа для исследования тонкой структуры внешних областей МПС в декаметровом диапазоне волн.

**ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ
И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

Предположим, что в слое локально-однородной турбулентной плазмы средняя плотность электронов $N(R)$ и флуктуации плотности $\delta N(R)$ плавно убывают с расстоянием R от Солнца. Пусть в этом слое вдоль оси z распространяется монохроматическое излучение от удаленного космического радиоисточника. Будем считать, что относительные движения среды не сопровождаются изменениями локальной конфигурации. Введем скорость переноса неоднородностей перпендикулярно к лучу зрения $\mathbf{v}_\perp = \mathbf{v}_\perp(R)$ и определим пространственно-временные кросскорреляционные функции межпланетных мерцаний как [4]

$$B(\mathbf{r} - \mathbf{v}_\perp \tau, z) = \langle I(0, z) I^*(\mathbf{r} - \mathbf{v}_\perp \tau, z) \rangle - \langle I(0, z) \rangle \langle I^*(\mathbf{r} - \mathbf{v}_\perp \tau, z) \rangle$$

и кросс-спектры как

$$W(\mathbf{r}, f) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\mathbf{r} - \mathbf{v}_\perp \tau, z) \exp(2\pi i f \tau) d\tau .$$

Здесь r — расстояние между пунктами наблюдения (база), τ — временной сдвиг.

Для определения пространственного распределения параметров внешних областей МПС при углах элонгации $\varphi \geq 90^\circ$ целесообразно использование модели протяженной среды и методов теории многократного рассеяния [2], в частности, метода фейнмановских интегралов по траекториям в режиме слабых флуктуаций волнового поля [6, 7, 10]. Пространственный спектр неоднородностей электронной концентрации на больших расстояниях от Солнца предполагаем степенным и изотропным [1]:

$$\Phi_N(\kappa_\perp, 0) \propto \sigma_N^2(\xi) \exp(-\kappa_\perp^2 l_0^2) L_0^{3-n} \kappa_\perp^{-n}. \quad (1)$$

Здесь $\kappa_{\perp} = |\kappa_{\perp}|$, $\kappa_{\perp} = \{\kappa_x, \kappa_y\}$ — пространственный волновой вектор в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения, $\sigma_N^2(\zeta)$ — дисперсия относительных флуктуаций электронной концентрации вдоль луча зрения, l_0 и L_0 — соответственно внутренний и внешний масштабы турбулентности. Методика вычисления авто- и кросскорреляционных функций и спектров слабых межпланетных мерцаний на основе метода фейнмановских интегралов в режиме слабых флуктуаций волнового поля описана в работах [6, 7, 11]. Предположим, что скорость v_{\perp} параллельна вектору базы r . Пренебрегая нестационарностью процесса [7], получим следующее выражение для кросскорреляционного спектра слабых межпланетных мерцаний:

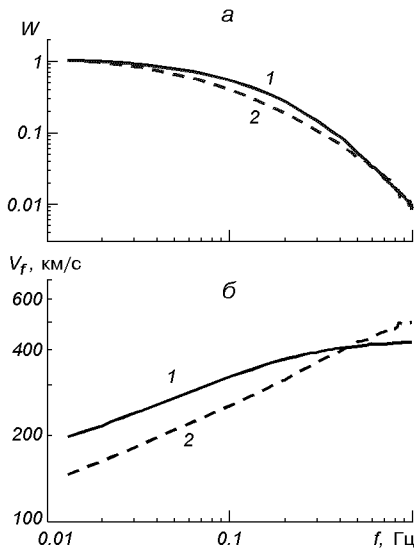
$$W(r, f) \approx \pi^2 \int_0^1 \frac{L\omega_p^4 d\zeta}{(c\omega)^2 \sqrt{\zeta}} \int_u^{\infty} \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp} [1 - \cos(\kappa_{\perp}^2 L\zeta/k)] \times \exp\left[i \frac{2\pi f r}{v_{\perp}(\zeta)}\right] \Phi_N(\kappa_{\perp}, 0) / [\kappa_{\perp}^2 v_{\perp}^2(\zeta) - 4\pi^2 f^2]^{1/2}, \quad (2)$$

где $u \equiv u(\zeta) = 2\pi f / v_{\perp}(\zeta)$, $\zeta = (1 - z/L)$, $v_{\perp}(\zeta) = v \sin\varphi / (R/R_0)$, R — радиус-вектор точки на луче зрения, R_0 соответствует одной астрономической единице. После интегрирования по пространственным волновым числам κ_{\perp} по аналогии с [6] получим

$$W(r, f) \approx \int_0^1 \frac{C_1 \sigma_N^2(\zeta) d\zeta}{\sqrt{\zeta} v_{\perp}(\zeta) u^{(n+1)/2}} \left\{ l_0^{n/2-3/2} \exp\left(-\frac{1}{2} u^2 l_0^2\right) W_{\mu, \mu}(u^2 l_0^2) - \operatorname{Re} \rho^{n/2-3/2} \exp\left(-\frac{1}{2} u^2 \rho^2\right) W_{\mu, \mu}(u^2 \rho^2) \right\}, \quad (3)$$

$$\rho = [l_0^2 + iL\zeta c/\omega]^{1/2},$$

где $W_{\mu, \mu}(x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Уиттекера [3], $\mu = 1/4 - n/2$, n — показатель степени трехмерного спектра неоднородностей электронной концентрации, $C_1 \approx 2.4 \cdot 10^{18} L L_0^{3-n} / (c\omega)^2$. Соотношения (2) и (3) получены для точечного источника. Для протяженного радиоисточ-



Временные спектры мерцаний (а) и дисперсионные зависимости фазовой скорости мерцаний (б) для сферически симметричного СВ при $\varphi = 120^\circ$, $n = 3.6$, $b = 2.0$, $v = 550$ км/с (кривая 1) и для двухпотоковой модели при $n_1 = 3.7$, $b_1 = 2.0$, $v_1 = 350$ км/с, $n_2 = 3.6$, $b_2 = 3.3$, $v_2 = 800$ км/с (кривая 2)

ника с гауссовым распределением яркости и угловым размером θ подынтегральная функция в (2) содержит множитель $\exp[-(\kappa_{\perp} L \zeta \theta)^2/2]$. Соответственно в выражении (3) параметр l_0^2 следует заменить выражением $l_0^2 + (L \zeta \theta)^2/2$ [6].

Вслед за [4, 5] введем скорость гармоники f соотношением

$$V_f(f) = 2\pi f r / \Delta\Phi(f), \quad (4)$$

где $\Delta\Phi = \arctg[\text{Im}W(r, f)/\text{Re}W(r, f)]$ — фаза кросскорреляционного спектра. При малых углах элонгации ($\varphi < 30^\circ$) ответственный за мерцания слой является достаточно тонким [9], и при отсутствии физического разброса скоростей движение неоднородностей в слое можно приближенно рассматривать как движение с постоянной проекцией скорости на картинную плоскость. Дисперсионная зависимость фазовой скорости мерцаний в этом случае имеет вид прямой, параллельной оси f [5]. Наклон дисперсионной кривой фазовой скорости при малых углах элонгации определяется физическим разбросом скоростей в потоке солнечного ветра [4, 5]. При углах элонгации $\varphi \geq 90^\circ$ ответственный за мерцания слой может достигать трех астрономических единиц [8]. В этом случае становится существенным геометрический эффект изменения проекции скорости на картинную плоскость вследствие протяженности среды, а наклон дисперсионной кривой определяется как физическим разбросом скоростей, так и параметрами турбулентности и геометрией потоков СВ [7].

**ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВНЕШНИХ ОБЛАСТЕЙ
МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ**

Рассмотрим модель сферически-симметричного солнечного ветра. В этом случае выражение для дисперсии относительных флуктуаций электронной концентрации в (1) можно представить в виде [1]

$$\sigma_N(R) \propto \langle \delta N_0^2 \rangle^{1/2} (R/R_0)^{-b},$$

где $R = [R_0^2 + L^2 \zeta^2 - 2R_0 L \zeta \cos\varphi]^{1/2}$, $\langle \delta N_0^2 \rangle$ — дисперсия относительных флуктуаций электронной концентрации на уровне орбиты Земли, $b \approx 2$. На рисунке приведены графики нормированного временного спектра мерцаний $W(f) \equiv W(0, f)$ и дисперсионной зависимости фазовой скорости $V_f(f)$ (4) при $r = 100$ км, $\theta = 0$ для сферически-симметричной модели СВ (кривые 1). Кривые 2 соответствуют двухпотоковой модели [4, 8]. Предполагается, что луч зрения пересекает два потока: близкий к сферически-симметричному медленный с параметрами v_1, n_1, b_1 и быстрый с параметрами v_2, n_2 и $\sigma_N(\zeta) \propto [R_0 + L \zeta]^{-b_2}$. Согласно [4] спектр слабых мерцаний можно представить в виде суммы

$$W(r, f) = W_1(r, f, v_1, n_1, b_1) + W_2(r, f, v_2, n_2, b_2),$$

где $W_{1,2}$ определяются из выражения (3). Параметры $v_{1,2}, n_{1,2}, b_{1,2}$ быстрого и медленного потоков выбраны таким образом, чтобы разность временных спектров $W(f)$ для двух моделей была минимальной и укладывалась в рамки возможных погрешностей измерений. В то же время, как видно из рисунка, дисперсионные кривые $V_f(f)$ для обеих моделей существенно отличаются. Связано это с тем, что значения фазовой скорости $V_f(f)$ на низких

спектральных частотах (при $f \rightarrow 0$) определяются средней вдоль луча зрения скоростью [5]:

$$\bar{V}_{\perp} = \frac{\int_0^L v_{\perp}(z)W(0)dz}{\int_0^L W(0)dz}.$$

Средняя скорость \bar{V}_{\perp} , в свою очередь, определяется потоком более низкоскоростного сферически-симметричного СВ [7], скорость которого для второй модели значительно ниже. Из выражений (2), (3) следует, что кросскорреляционный спектр $W(r, f)$ и, соответственно, средняя скорость \bar{V}_{\perp} в общем случае зависят от показателя пространственного спектра турбулентности n и эффективной толщины $\bar{L} = R_0(10^{2/b} - 1)$ рассеивающего слоя [7]. Следовательно, наклон дисперсионных кривых также зависит от параметров n , b и $n_{1,2}$, $b_{1,2}$, различных для первой и второй моделей. На высоких спектральных частотах фазовая скорость стремится к максимальному значению скорости вдоль луча зрения: $v\sin\varphi$ для первой модели и $v_2\sin\varphi > v\sin\varphi$ для второй. Увеличение углового размера источника приводит к искажению формы дисперсионной кривой фазовой скорости на высоких спектральных частотах, и в итоге — к обрезанию кривой на частотах, значительно меньших критической частоты $f_0 = v_{\max}/(2r)$, на которой происходит обрезание дисперсионной кривой для точечного источника. Для изучения межпланетных мерцаний обычно используются источники малых угловых размеров, близкие к точечным источникам. Следовательно, можно ожидать, что отличия между дисперсионными кривыми для двух моделей будут заметными даже при высоком уровне помех, характерном для декаметрового диапазона. Это позволит определить возможное наличие на луче зрения быстрого и медленного потоков СВ.

Таким образом, при углах элонгации $\varphi \geq 90^\circ$ наклон дисперсионной кривой определяется не только разбросом скоростей в потоке СВ, но и другими параметрами турбулентной плазмы. В связи с этим метод дисперсионного анализа при больших углах элонгации можно рекомендовать не как самостоятельный метод исследования тонкой структуры МПС по аналогии с [4, 5], а для уточнения получаемых из наблюдений спектров мерцаний в одном пункте параметров солнечного ветра. Одновременные наблюдения мерцаний в двух пунктах позволят заметить наличие на луче зрения ускоренных потоков и определить их параметры в тех случаях, когда измерения в одном пункте не дают однозначного ответа на вопрос: есть ли во внешних областях межпланетной среды потоки СВ с различными скоростями.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта INTAS 03-5727.

1. Алексеев Г. А., Гельфрейх Г. Б., Зайцев В. В. и др. Советские радиотелескопы и радиоастрономия Солнца. — М.: Наука, 1990.—212 с.
2. Брауде С. Я., Галанин В. В., Инютин Г. А. и др. Турбулентная структура солнечного ветра по наблюдениям в декаметровом диапазоне радиоволн // Астрон. журн.—1995.—72, № 5.—С. 761—766.
3. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971.—1094 с.
4. Лотова Н. А. Радиоастрономические исследования тонкой структуры солнечного ветра // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1988.—33.—С. 121—144.

5. Лотова Н. А., Чашей И. В. Тонкая структура скорости солнечного ветра в модели степенного спектра неоднородностей // Геомагнетизм и аэрономия.—1975.—15, № 5.—С. 769—776.
6. Оляк М. Р. О методах интерпретации межпланетных мерцаний декаметровых радиосточников // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—20, № 5.—С. 416—421.
7. Оляк М. Р. Об особенностях применения метода дисперсионного анализа при исследованиях солнечного ветра в декаметровом диапазоне радиоволн // Радиофизика и радиоастрономия.—2005.—10, № 4.—С. 385—391.
8. Фалькович И. С., Коноваленко А. А., Калининченко Н. Н. и др. Вариации параметров струйной структуры солнечного ветра на расстояниях более 1 а. е. в 2003—2004 гг. // Радиофизика и радиоастрономия.—2006.—11, № 1.—С. 31—41.
9. Шишов В. И., Шишова Т. Д. Влияние размеров источников на спектры межпланетных мерцаний. Теория // Астрон. журн.—1978.—55, № 2.—С. 411—418.
10. Frehlich R. G. Space-time fourth moment of waves propagating in random media // Radio Sci.—1987.—22, N 4.—P. 481—492.
11. Kukushkin A., Olyak M. Propagation effects in the radio interferometry of polarized radiation // Waves in Random Media.—1994.—4, N 1.—P. 59—81.

Поступила в редакцию 20.07.06