

К исследованию крупномасштабной структуры солнечного ветра на пространственно разнесенных радиотелескопах

М. Р. Оляк

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: marinaolyak@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 18 июля 2011 г.

С помощью метода фейнмановских интегралов по траекториям получены выражения для вторых и четвертых моментов поля, учитывающие потоковую структуру солнечного ветра. На их основе найдены и проанализированы выражения для спектров флуктуаций интенсивности радиоизлучения, принимаемого с помощью одиночной антенны и на двух пространственно разнесенных антеннах. На примере различных моделей солнечного ветра показано, что метод дисперсионного анализа фазовой скорости наряду с методом мерцаний позволяет наиболее полно исследовать потоковую структуру солнечного ветра на расстояниях от Солнца, превышающих 1 а. е., и дает возможность определить не только присутствие на луче зрения потоков солнечного ветра с различными скоростями, но и их параметры и протяженность.

Ключевые слова: межпланетная среда, спектр мерцаний, кросс-спектр мерцаний, спектр флуктуаций мощности отклика интерферометра

1. Введение

Многочисленные наблюдения (см., например, работы [1-3] и приведенную в них литературу) подтверждают существование неоднородностей в распределениях плотности и скорости солнечного ветра как на близких расстояниях от Солнца, так и за орбитой Земли. Значительную часть информации о параметрах солнечного ветра получают методами радиопросвечивания, наиболее распространенными из которых являются метод мерцаний [4], метод дисперсионного анализа фазовой скорости [5] и радиоинтерферометрический метод [6]. Наблюдения мерцаний радиоизлучения компактных источников на неоднородностях межпланетной плазмы позволяют определять спектр и скорость дрейфа преимущественно мелкомасштабных неоднородностей плазмы солнечного ветра с масштабами, не превышающими размер зоны Френеля для данной длины волны [1].

Синхронные наблюдения межпланетных мерцаний в двух пунктах и последующий анализ дисперсионных зависимостей фазовой скорости позволяют также определить присутствие на луче зрения различных скоростей солнечного ветра [5]. При интерферометрических наблюдениях радиоизлучение просвечивающего источника принимается разнесенными на значительные расстояния антеннами, что дает возможность определять скорость дрейфа и показатель спектра для неоднородностей с масштабами, сравнимыми с размерами проекций баз радиоинтерферометрического комплекса [7, 8]. Максимальный размер базы в системе декаметровых радиоинтерферометров УРАН Радиоастрономического института Национальной академии наук Украины значительно меньше, чем у высокочастотных интерферометров, и сопоставим с размером первой зоны Френеля (см., например, [6, 9]). Вместе с тем использование декаметрового диапазона длин

волн позволяет исследовать не только внутренние, но и внешние области межпланетной среды при углах элонгации $\varphi \geq \pi/2$, где протяженность рассеивающего слоя может составлять $3 \div 4$ а. е. и охватывать области быстрого и медленного солнечного ветра [10]. В этом случае расстояние, пройденное радиоизлучением в случайно-неоднородной среде, достаточно велико и при теоретическом анализе оправдано применение метода фейнмановских интегралов по траекториям, позволяющего учесть как влияние крупномасштабных структур, так и эффект дифракции [11-13]. Целью настоящей работы является изучение влияния турбулентных течений в солнечном ветре на флуктуации интенсивности принимаемого сигнала и получение выражений для обобщенной пространственной корреляционной функции, спектра флуктуаций интенсивности сигнала (мерцаний), кросс-спектра и спектра флуктуаций мощности отклика интерферометра при распространении радиоизлучения в межпланетной среде с крупномасштабной потоковой структурой. В работе также на примере различных моделей солнечного ветра сопоставляются возможности методов мерцаний, дисперсионного анализа фазовой скорости и длиннобазовой интерферометрии по исследованию крупномасштабной структуры межпланетной среды на расстояниях от Солнца, превышающих 1 а. е.

2. Постановка задачи

Рассмотрим распространение радиоизлучения в межпланетной среде с выраженной потоковой структурой. Предположим, что плоская монохроматическая волна с частотой ω распространяется от удаленного компактного космического радиосточника в межпланетной среде вдоль оси z и пересекает K областей случайно-неоднородной плазмы. Область с номером j характеризуется толщиной l_j , скоростью перемещения неоднородностей \vec{v}_j и плотностью электронов $N_j(\vec{P}_j) = \langle N_j(\vec{P}_j) \rangle + \delta N_j(\vec{P}_j)$, где $\langle N_j(\vec{P}_j) \rangle$ – средняя плотность электронов, $\delta N_j(\vec{P}_j)$ – флуктуации плотности электронов, $\langle \delta N_j(\vec{P}_j) \rangle = 0$, $\langle \delta N_j^2(\vec{P}_j) \rangle^{1/2} \propto \langle N_j(\vec{P}_j) \rangle$, угловыми скобками $\langle \dots \rangle$ обозначено усреднение по ансамблю реализаций случайной среды,

$\vec{P}_j = \{\vec{\rho}_j, z\}$ – радиус-вектор точки на луче зрения в цилиндрической системе координат, $j = 1, \dots, K$.

Введем обобщенную пространственную корреляционную функцию на выходе из K -й области межпланетной среды,

$$B(\vec{\rho}^{(1)}, \vec{\rho}^{(2)}, \vec{\rho}^{(3)}, \vec{\rho}^{(4)}, L) = \\ = \langle \Gamma^{(4)}(\vec{\rho}^{(1)}, \vec{\rho}^{(2)}, \vec{\rho}^{(3)}, \vec{\rho}^{(4)}, L) \rangle - \\ - \langle \Gamma^{(2)}(\vec{\rho}^{(1)}, \vec{\rho}^{(2)}, L) \rangle \langle \Gamma^{(2)*}(\vec{\rho}^{(3)}, \vec{\rho}^{(4)}, L) \rangle,$$

и рассмотрим второй, $\langle \Gamma^{(2)} \rangle \equiv \langle \Gamma^{(2)}(\vec{\rho}^{(1)}, \vec{\rho}^{(2)}, L) \rangle = \langle U(\vec{\rho}^{(1)}, L) U^*(\vec{\rho}^{(2)}, L) \rangle$, и четвертый, $\langle \Gamma^{(4)} \rangle \equiv \langle \Gamma^{(4)}(\vec{\rho}^{(1)}, \vec{\rho}^{(2)}, \vec{\rho}^{(3)}, \vec{\rho}^{(4)}, L) \rangle = \langle U(\vec{\rho}^{(1)}, L) \times U^*(\vec{\rho}^{(2)}, L) U^*(\vec{\rho}^{(3)}, L) U(\vec{\rho}^{(4)}, L) \rangle$, моменты поля ($L = \sum_{j=1}^K l_j$, U – медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля). С помощью метода фейнмановских интегралов по траекториям [11-13] запишем для второго момента поля на выходе из j -й области следующее выражение:

$$\Gamma_j^{(2)}(\vec{\rho}_j^{(1)}, \vec{\rho}_j^{(2)}, L_j) = \\ = \int d^2 \vec{\rho}_{j-1}^{(1)} \int d^2 \vec{\rho}_{j-1}^{(2)} \Gamma_{j-1}^{(2)}(\vec{\rho}_{j-1}^{(1)}, \vec{\rho}_{j-1}^{(2)}, L_{j-1}) \times \\ \times G_j^{(2)}(\vec{\rho}_{j-1}^{(1)}, \vec{\rho}_j^{(1)}, \vec{\rho}_{j-1}^{(2)}, \vec{\rho}_j^{(2)}, L_{j-1}, L_j), \quad (1)$$

где

$$G_j^{(2)}(\vec{\rho}_{j-1}^{(1)}, \vec{\rho}_j^{(1)}, \vec{\rho}_{j-1}^{(2)}, \vec{\rho}_j^{(2)}, L_{j-1}, L_j) = \\ = \int D\vec{s}_j^{(1)}(z) \int D\vec{s}_j^{(2)}(z) \times \\ \times \exp \left[\frac{ik}{2} \int_{L_{j-1}}^{L_j} dz \left(\left(\frac{d\vec{s}_j^{(1)}(z)}{dz} \right)^2 - \left(\frac{d\vec{s}_j^{(2)}(z)}{dz} \right)^2 \right) + \right. \\ \left. + \delta \epsilon_j(\vec{s}_j^{(1)}(z), z) - \delta \epsilon_j(\vec{s}_j^{(2)}(z), z) \right] -$$

функция Грина для второго момента поля [11]; $L_j = L_{j-1} + l_j$, $j = 1, \dots, K$, $L_0 = 0$, $L \equiv L_K$ – общая протяженность рассеивающей области;

$\Gamma_{j-1}^{(2)}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, \bar{\rho}_{j-1}^{(2)}, L_{j-1}) = U_{j-1}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, L_{j-1}) \times U_{j-1}^*(\bar{\rho}_{j-1}^{(2)}, L_{j-1})$, $U_{j-1}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, L_{j-1})$ – поле на входе в j -ю область межпланетной среды; $D\bar{s}_j^{(1,2)}(z)$ – дифференциалы в пространстве непрерывных траекторий $\bar{s}_j^{(1,2)}(z)$; $\delta\epsilon_j(\bar{s}_j^{(1,2)}(z), z) = 4\pi r_e \times \delta N_j(\bar{s}_j^{(1,2)}(z), z)/k^2$ – флуктуации диэлектрической проницаемости, $k = \omega/c$, r_e – классический радиус электрона. На границе двух областей $z = L_{j-1}$ выполняется условие $U_{j-1}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1,2)}, L_{j-1}) = U_j(\bar{\rho}_{j-1}^{(1,2)}, L_{j-1})$, интегрирование ведется по всем возможным траекториям с граничными условиями $\bar{s}_{j-1}^{(1,2)}(L_{j-1}) = \bar{s}_j^{(1,2)}(L_{j-1})$, $\bar{s}_0^{(1,2)}(0) = \bar{\rho}_0^{(1,2)}$, $\bar{s}_j^{(1,2)}(L_j) = \bar{\rho}_j^{(1,2)}$, $\bar{s}_K^{(1,2)}(L) = \bar{\rho}^{(1,2)}$. Подставляя последовательно в (1) для $\Gamma_j^{(2)}(\bar{\rho}_j^{(1)}, \bar{\rho}_j^{(2)}, L_j)$ соответствующие значения $\Gamma_{j-1}^{(2)}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, \bar{\rho}_{j-1}^{(2)}, L_{j-1})$, $\Gamma_{j-2}^{(2)}(\bar{\rho}_{j-2}^{(1)}, \bar{\rho}_{j-2}^{(2)}, L_{j-2})$ и т. д., получим следующее выражение:

$$\Gamma_j^{(2)} = \int \dots \int d^2\bar{\rho}_0^{(1)} \dots d^2\bar{\rho}_{j-1}^{(2)} U_0(\bar{\rho}_0^{(1)}, 0) \times U_0^*(\bar{\rho}_0^{(2)}, 0) G_1^{(2)}(\bar{\rho}_0^{(1)}, \bar{\rho}_1^{(1)}, \bar{\rho}_0^{(2)}, \bar{\rho}_1^{(2)}, L_0, L_1) \dots \times G_j^{(2)}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, \bar{\rho}_j^{(1)}, \bar{\rho}_{j-1}^{(2)}, \bar{\rho}_j^{(2)}, L_{j-1}, L_j),$$

где $U_0(\bar{\rho}_0^{(1,2)}, 0)$ – поле на входе в первую область. Аналогично на выходе из K -й области межпланетной среды получим:

$$\Gamma^{(2)} = \int \int \dots \int d^2\bar{\rho}_0^{(1)} \dots d^2\bar{\rho}_{K-1}^{(2)} U_0(\bar{\rho}_0^{(1)}, 0) U_0^*(\bar{\rho}_0^{(2)}, 0) \times \prod_{j=1}^K G_j^{(2)}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, \bar{\rho}_j^{(1)}, \bar{\rho}_{j-1}^{(2)}, \bar{\rho}_j^{(2)}, L_{j-1}, L_j).$$

Предположим, что флуктуации диэлектрической проницаемости в j -й области распределены по нормальному закону и случайный процесс является марковским. Следуя [11, 12], перейдем к суммарным, $\bar{S}_j(z) = \frac{1}{2}(\bar{s}_j^{(1)}(z) + \bar{s}_j^{(2)}(z))$, и разностным, $\bar{s}_j(z) = \bar{s}_j^{(1)}(z) - \bar{s}_j^{(2)}(z)$, траекториям и получим для $\langle \Gamma^{(2)} \rangle$ следующее выражение:

$$\langle \Gamma^{(2)} \rangle = \int \int \dots \int d^2\bar{\rho}_0^{(1)} \dots d^2\bar{\rho}_{K-1}^{(2)} \times \int d^2\bar{\theta} B(\bar{\theta}) \exp(ik\bar{\theta}(\bar{\rho}_0^{(1)} - \bar{\rho}_0^{(2)})) \times \prod_{j=1}^K \int D\bar{S}_j(z) \int D\bar{s}_j(z) \exp\left(ik \int_{L_{j-1}}^{L_j} \left(\frac{d\bar{S}_j(z)}{dz}\right) \times \left(\frac{d\bar{s}_j(z)}{dz}\right) dz - \frac{1}{8} k^2 \int_{L_{j-1}}^{L_j} D_j(\bar{s}_j(z), z) dz\right).$$

Здесь $D_j(\bar{s}_j(z), z) = 4\pi(4\pi r_e/k^2)^2 \int d^2\bar{\kappa}_{j\perp} \times$

$\Phi_{N_j}(\bar{\kappa}_{j\perp}, 0, z)(1 - \cos(\bar{\kappa}_{j\perp} \bar{s}_j(z)))$ – структурная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости в j -й области, $\Phi_{N_j}(\bar{\kappa}_{j\perp}, 0, z)$ – трехмерный пространственный спектр изотропных флуктуаций плотности электронов, $\bar{\kappa}_{j\perp} = \{\kappa_{jx}, \kappa_{jy}\}$ – перпендикулярная компонента волнового вектора, $B(\bar{\theta})$ – угловое распределение радиояркости источника, угол $\bar{\theta}$ отсчитывается от направления на центр источника.

Аналогично для четвертого момента на выходе из K -й области получим:

$$\Gamma^{(4)} = \int \int \dots \int d^2\bar{\rho}_0^{(1)} \dots d^2\bar{\rho}_{K-1}^{(4)} U_0(\bar{\rho}_0^{(1)}, 0) \times U_0^*(\bar{\rho}_0^{(2)}, 0) U_0^*(\bar{\rho}_0^{(3)}, 0) U_0(\bar{\rho}_0^{(4)}, 0) \times \prod_{j=1}^K G_j^{(4)}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, \bar{\rho}_j^{(1)}, \dots, \bar{\rho}_{j-1}^{(4)}, \bar{\rho}_j^{(4)}, L_{j-1}, L_j),$$

где

$$G_j^{(4)}(\bar{\rho}_{j-1}^{(1)}, \bar{\rho}_j^{(1)}, \dots, \bar{\rho}_{j-1}^{(4)}, \bar{\rho}_j^{(4)}, L_{j-1}, L_j) = \int \dots \int D\bar{S}_j^{(1)}(z) \dots D\bar{S}_j^{(4)}(z) \times \exp\left(\frac{ik}{2} \int_{L_{j-1}}^{L_j} dz \left(\left(\frac{d\bar{S}_j^{(1)}(z)}{dz}\right)^2 - \left(\frac{d\bar{S}_j^{(2)}(z)}{dz}\right)^2 - \left(\frac{d\bar{S}_j^{(3)}(z)}{dz}\right)^2 + \left(\frac{d\bar{S}_j^{(4)}(z)}{dz}\right)^2 \right)\right) +$$

$$\left. + \frac{ik}{2} \int_{L_{j-1}}^{L_j} dz \left(\delta \varepsilon_j \left(\bar{s}_j^{(1)}(z), z \right) - \delta \varepsilon_j \left(\bar{s}_j^{(2)}(z), z \right) - \delta \varepsilon_j \left(\bar{s}_j^{(3)}(z), z \right) + \delta \varepsilon_j \left(\bar{s}_j^{(4)}(z), z \right) \right) - 2H_j \left(\bar{S}_j^{(2)}(z), \bar{S}_j^{(3)}(z), \bar{S}_j^{(4)}(z), z \right) dz \right),$$

где

$$H_j \left(\bar{S}_j^{(2)}(z), \bar{S}_j^{(3)}(z), \bar{S}_j^{(4)}(z), z \right) = 4\pi \left(\frac{4\pi r_e}{k^2} \right)^2 \int d^2 \bar{\kappa}_{j\perp} \Phi_{N_j}(\bar{\kappa}_{j\perp}, 0, z) \times \exp \left(i \bar{\kappa}_{j\perp} \bar{S}_j^{(2)}(z) \right) \left(\cos \left(\frac{\bar{\kappa}_{j\perp}}{2} \bar{S}_j^{(4)}(z) \right) - \cos \left(\frac{\bar{\kappa}_{j\perp}}{2} \bar{S}_j^{(3)}(z) \right) \right),$$

Следуя [11], для вычисления четвертого момента перейдем к траекториям:

$$\begin{aligned} \bar{S}_j^{(1)}(z) &= \frac{1}{2} \left(\bar{s}_j^{(1)}(z) + \bar{s}_j^{(2)}(z) + \bar{s}_j^{(3)}(z) + \bar{s}_j^{(4)}(z) \right), \\ \bar{S}_j^{(2)}(z) &= \frac{1}{2} \left(\bar{s}_j^{(1)}(z) + \bar{s}_j^{(2)}(z) - \bar{s}_j^{(3)}(z) - \bar{s}_j^{(4)}(z) \right), \\ \bar{S}_j^{(3)}(z) &= \frac{1}{2} \left(\bar{s}_j^{(1)}(z) - \bar{s}_j^{(2)}(z) + \bar{s}_j^{(3)}(z) - \bar{s}_j^{(4)}(z) \right), \\ \bar{S}_j^{(4)}(z) &= \frac{1}{2} \left(\bar{s}_j^{(1)}(z) - \bar{s}_j^{(2)}(z) - \bar{s}_j^{(3)}(z) + \bar{s}_j^{(4)}(z) \right). \end{aligned} \quad (2)$$

$D\bar{S}_j^{(m)}(z)$ – дифференциал в пространстве непрерывных траекторий $\bar{S}_j^{(m)}(z)$, $m=1, \dots, 4$. Интегрирование ведется по всем возможным траекториям с граничными условиями: $\bar{S}_0^{(m)}(0) = \bar{R}_0^{(m)}$, $\bar{S}_j^{(m)}(L_j) = \bar{R}_j^{(m)}$, $\bar{S}_K^{(m)}(L) = \bar{R}^{(m)}$, $\bar{S}_{j-1}^{(m)}(L_{j-1}) = \bar{S}_j^{(m)}(L_{j-1})$. Величина $\bar{R}_j^{(m)}$ выражается через $\bar{\rho}_j^{(m)}$ по аналогии с (2).

С учетом методики, изложенной в [12], получим следующее выражение:

Рассмотрим режим слабых флуктуаций волнового поля, при котором измеряемые величины линейно связаны с параметрами рассеивающей среды [1, 14]. В этом случае траектории лучей $\bar{s}_j^{(m)}(z)$ и, соответственно, $\bar{S}_j^{(m)}(z)$ внутри каждой области практически не отличаются от невозмущенных траекторий $\bar{\rho}_j^{(m)}(z)$ и $\bar{R}_j^{(m)}(z)$, определяемых уравнениями Эйлера, $\bar{\rho}_j^{(m)}(z) = \bar{\rho}_{j-1}^{(m)} + (\bar{\rho}_j^{(m)} - \bar{\rho}_{j-1}^{(m)})z/l_j$ и $\bar{R}_j^{(m)}(z) = \bar{R}_{j-1}^{(m)} + (\bar{R}_j^{(m)} - \bar{R}_{j-1}^{(m)})z/l_j$, где $z \in (L_{j-1}, L_j)$ [12]. Для декаметрового диапазона режим слабого рассеяния в межпланетной среде реализуется при углах элонгации $\varphi \geq \pi/2$ (см., например, [4]). Методика вычисления вторых и четвертых моментов поля в режиме слабых флуктуаций с помощью метода фейнмановских интегралов по траекториям подробно описана в работе [12]. Используя методику [12, 13], получим для $B(\bar{\rho}^{(1)}, \bar{\rho}^{(2)}, \bar{\rho}^{(3)}, \bar{\rho}^{(4)}, L)$ на выходе из K -й области межпланетной плазмы:

$$\begin{aligned} \langle \Gamma^{(4)} \rangle &= \iint \dots \int d^2 \bar{R}_0^{(1)} d^2 \bar{R}_0^{(2)} \dots d^2 \bar{R}_{K-1}^{(4)} \times \\ &\times \int d^2 \bar{\theta}_1 \int d^2 \bar{\theta}_2 B(\bar{\theta}_1) B(\bar{\theta}_2) \times \\ &\times \exp \left(ik \bar{\theta}_1 \left(\bar{R}_0^{(3)} + \bar{R}_0^{(4)} \right) - ik \bar{\theta}_2 \left(\bar{R}_0^{(3)} - \bar{R}_0^{(4)} \right) \right) \times \\ &\times \prod_{j=1}^K \iiint \int D\bar{S}_j^{(1)}(z) D\bar{S}_j^{(2)}(z) D\bar{S}_j^{(3)}(z) D\bar{S}_j^{(4)}(z) \times \\ &\times \exp \left(\frac{ik}{2} \int_{L_{j-1}}^{L_j} \left(\frac{d\bar{S}_j^{(1)}(z)}{dz} \frac{d\bar{S}_j^{(4)}(z)}{dz} + \frac{d\bar{S}_j^{(2)}(z)}{dz} \frac{d\bar{S}_j^{(3)}(z)}{dz} \right) dz - \right. \\ &\left. - \frac{1}{8} k^2 \int_{L_{j-1}}^{L_j} \left(D_j \left(\bar{S}_j^{(3)}(z) + \bar{S}_j^{(4)}(z), z \right) + D_j \left(\bar{S}_j^{(3)}(z) - \bar{S}_j^{(4)}(z), z \right) - \right. \end{aligned}$$

$$\left. B(\bar{\rho}^{(1)}, \bar{\rho}^{(2)}, \bar{\rho}^{(3)}, \bar{\rho}^{(4)}, L) \approx \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \times$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_{j=1}^K l_j \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta}} \int d^2 \bar{\kappa}_{j\perp} \Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta) \sin^2 \left(\frac{\kappa_{j\perp}^2 l_j \zeta}{2k} - \right. \\ & \left. - \frac{\bar{\kappa}_{j\perp}}{4} (\bar{\rho}_j^{(1)}(\zeta) - \bar{\rho}_j^{(2)}(\zeta) + \bar{\rho}_j^{(3)}(\zeta) - \bar{\rho}_j^{(4)}(\zeta)) \right) \times \\ & \times \exp \left(\frac{i \bar{\kappa}_{j\perp}}{2} (\bar{\rho}_j^{(1)}(\zeta) + \bar{\rho}_j^{(2)}(\zeta) - \bar{\rho}_j^{(3)}(\zeta) - \bar{\rho}_j^{(4)}(\zeta)) \right) \times \\ & \times \exp \left(- \frac{\kappa_{j\perp}^2 L^2 \zeta^2 \theta_0^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\zeta = (1 - z/l_j)$, θ_0 – угловой размер источника с гауссовым распределением яркости.

3. Исследование потоковой структуры солнечного ветра методом мерцаний

Определим автокорреляционную функцию флуктуаций интенсивности $I(\vec{r}, t) = U(\vec{r}, t)U^*(\vec{r}, t)$ как $B(\tau) = \langle I(\vec{r}, t)I^*(\vec{r}, t + \tau) \rangle - \langle I(\vec{r}, t) \rangle \langle I^*(\vec{r}, t + \tau) \rangle$, \vec{r} – радиус-вектор центра приемной антенны. Предположим, что локальные параметры неоднородностей солнечного ветра изменяются медленно по сравнению с характерным временем изменения дифракционной картины (см., например, [5]), скорость перемещения неоднородностей внутри каждой области \vec{v}_j постоянна и направлена вдоль радиального направления от Солнца. Введем перпендикулярную лучу зрения компоненту скорости переноса неоднородностей $\vec{v}_{j\perp}$ и рассмотрим режим слабых мерцаний. Используя приближение квазистационарности [14], гипотезу локальной вмороженности неоднородностей [5] и подставив в (3) значения $\bar{\rho}_j^{(1)}(\zeta) = \bar{\rho}_j^{(2)}(\zeta) = \vec{r} - \vec{v}_{j\perp}(\zeta)t$ и $\bar{\rho}_j^{(3)}(\zeta) = \bar{\rho}_j^{(4)}(\zeta) = \vec{r} - \vec{v}_{j\perp}(\zeta)(t + \tau)$, с учетом изотропии функции $\Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, z)$ получим на выходе из K -й области межпланетной плазмы:

$$B(\tau) \approx 2\pi \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \times$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_{j=1}^K l_j \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta}} \int_0^\infty \kappa_{j\perp} \Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta) J_0(\kappa_{j\perp} v_{j\perp}(\zeta) \tau) \times \\ & \times \exp \left(- \frac{1}{2} \kappa_{j\perp}^2 L^2 \zeta^2 \theta_0^2 \right) \sin^2 \left(\frac{\kappa_{j\perp}^2 l_j \zeta}{2k} \right) d\kappa_{j\perp}, \end{aligned}$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя.

Для вычисления спектра мерцаний $W(f) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\tau) \exp(2\pi i f \tau) d\tau$ используем методику расчѐта спектра флуктуаций амплитуды [14]. Получим

$$W(f) = \sum_{j=1}^K W_j(v_j, f), \quad (4)$$

$$W_j(v_j, f) \approx 2\pi l_j \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \int_0^1 M_j(v_j, \zeta, f) d\zeta,$$

$$\begin{aligned} M_j(v_j, \zeta, f) &= \int_{u_j}^{\infty} \sin^2 \left(\frac{\kappa_{j\perp}^2 l_j \zeta}{2k} \right) \times \\ & \times \frac{\kappa_{j\perp} \Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta)}{\sqrt{\zeta(\kappa_{j\perp}^2 v_{j\perp}^2(\zeta) - 4\pi^2 f^2)}} \exp \left(- \frac{1}{2} \kappa_{j\perp}^2 L^2 \zeta^2 \theta_0^2 \right) d\kappa_{j\perp}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $W_j(v_j, f)$ – составляющая спектра, обусловленная рассеянием на неоднородностях j -й области; $u_j = 2\pi f / v_{j\perp}(\zeta)$; $v_{j\perp}(\zeta) = v_j \sin \varphi(P_{AU} / P_j(\zeta))$, $P_j(\zeta) = (P_{AU}^2 - 2P_{AU}(l_j \zeta + L_{j-1}) \cos \varphi + (l_j \zeta + L_{j-1})^2)^{1/2}$ – радиус-вектор точки на луче зрения, $P_{AU} = 1$ а. е., φ – угол элонгации. Пространственный спектр неоднородностей электронной концентрации можно представить в виде [1]:

$$\begin{aligned} \Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta) &= \\ &= C_{N_j}^2(\zeta) (\kappa_{j\perp}^2 + \kappa_{0j}^2)^{-n_j/2} \exp(-\kappa_{j\perp}^2 \lambda_{0j}^2), \end{aligned} \quad (6)$$

где $C_{N_j}(\zeta) = C_{0j} (\mathbf{P}_{AU} / \mathbf{P}_j(\zeta))^{\alpha_j}$ – структурная постоянная флуктуаций электронной концентрации вдоль луча зрения, пропорциональная дисперсии флуктуаций электронной концентрации (см., например, [1, 7]), C_{0j} – структурная постоянная флуктуаций электронной концентрации на уровне орбиты Земли, показатель α_j характеризует убывание дисперсии флуктуаций электронной концентрации с расстоянием от Солнца; $\kappa_{0j} = 1/\Lambda_{0j}$, Λ_{0j} и λ_{0j} – внешний и внутренний масштабы турбулентности.

Рассмотрим двухпоточковую модель солнечного ветра, характерную для периода минимума солнечной активности [1, 15]. Предположим, что вблизи Земли проходит поток медленного солнечного ветра шириной l_S с параметрами v_S , δN_S , n_S , α_S . Далее по лучу зрения расположена область квазистационарного высокоскоростного солнечного ветра с параметрами v_F , δN_F , n_F , α_F . На рис. 1 приведены результаты численных расчетов спектров мерцаний (4). Кривая 1 соответствует двухпоточковой модели солнечного ветра при $\varphi = 90^\circ$, $\theta_0 = 2''$ и значениях параметров, характерных для данных типов солнечного ветра (см., например, [10, 15, 16]). Кривая 2 соответствует случаю, когда вблизи

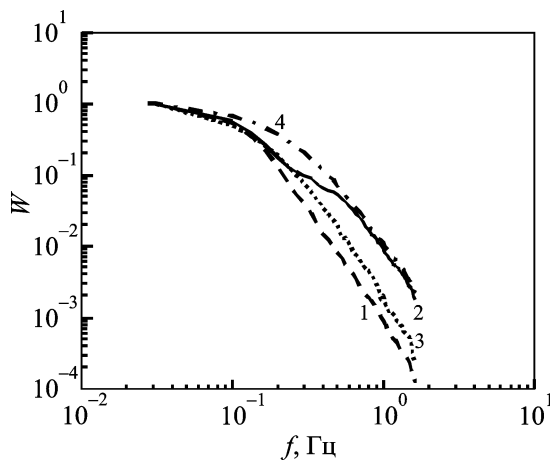


Рис. 1. Спектры мерцаний для потоковых моделей солнечного ветра (кривые 1, 2) при $v_S = 350$ км/с, $n_S = 3.8$, $\alpha_S = 1$, $l_S = 1$ а. е., $v_F = 700$ км/с, $n_F = 3.5$, $\alpha_F = 2$, $v_C = 600$ км/с, $n_C = 3.6$, $\alpha_C = 2$, $l_C = 0.8$ а. е. и для сферически симметричной модели солнечного ветра с параметрами, соответствующими параметрам медленного (кривая 3) и быстрого спорадического (кривая 4) потоков

Земли проходит связанный с выбросом корональной массы спорадический поток солнечного ветра шириной l_C с параметрами v_C , δN_C , n_C , α_C , отделяющий от Земли области медленного и быстрого квазистационарного солнечного ветра с теми же параметрами, что и в двухпоточковой модели. При выполнении модельных расчетов для определенности предполагалось (см., например, [1]), что $\langle N_S(\mathbf{P}_{AU}) \rangle v_S \approx \langle N_F(\mathbf{P}_{AU}) \rangle v_F$, $\langle N_C(\mathbf{P}_{AU}) \rangle v_C \approx \langle N_S(\mathbf{P}_{AU}) \rangle v_S$. На рис. 1 приведены также графики $W(f)$ для сферически симметричных ($K = 1$, $\alpha \equiv \alpha_1 = 2$) моделей солнечного ветра с параметрами, соответствующими параметрам медленного (кривая 3) и быстрого спорадического (кривая 4) потоков. Как видно из рисунка, спектр мерцаний для случая, представленного кривой 2, когда вблизи наблюдателя проходит относительно узкий спорадический поток солнечного ветра, отличается по форме от спектров для остальных моделей. Подобный эффект может быть использован для диагностики потоковой структуры солнечного ветра. Следует отметить, что при распространении межпланетного возмущения, вызванного корональным выбросом массы, возможна также ситуация $\langle N_C(\mathbf{P}_{AU}) \rangle v_C > \langle N_S(\mathbf{P}_{AU}) \rangle v_S$. Согласно модельным расчетам в этом случае наибольший вклад в спектр мерцаний вносит проходящий вблизи Земли спорадический поток и можно использовать односкоростную модель солнечного ветра при $K = 1$.

4. Исследование потоковой структуры солнечного ветра методом дисперсионного анализа фазовой скорости мерцаний

Определим пространственно-временную кросскорреляционную функцию флуктуаций интенсивности сигнала как $B(\vec{b}, \tau) = \langle I(\vec{r}^{(1)}, t) I^*(\vec{r}^{(2)}, t + \tau) \rangle - \langle I(\vec{r}^{(1)}, t) \rangle \langle I^*(\vec{r}^{(2)}, t + \tau) \rangle$, где $\vec{r}^{(1)}$ и $\vec{r}^{(2)}$ – радиус-векторы центров антенн, $\vec{b} = \vec{r}^{(2)} - \vec{r}^{(1)}$ – расстояние между пунктами наблюдения (база), и кросс-спектр мерцаний как $W(\vec{b}, f) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\vec{b}, \tau) \exp(2\pi i f \tau) d\tau$. Положим в (3) $\vec{p}_j^{(1)}(\zeta) = \vec{p}_j^{(2)}(\zeta) = \vec{r}^{(1)} - \vec{v}_{j\perp}(\zeta)t$, $\vec{p}_j^{(3)}(\zeta) = \vec{p}_j^{(4)}(\zeta) = \vec{r}^{(1)} + \vec{b} - \vec{v}_{j\perp}(\zeta)(t + \tau)$ и будем считать, что пер-

пендикулярная лучу зрения компонента скорости в j -й области $\vec{v}_{j\perp}$ параллельна вектору базы \vec{b} . Используя [5, 13, 14], получим на выходе из K -й области межпланетной плазмы:

$$B(b, \tau) \approx 2\pi \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \sum_{j=1}^K l_j \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta}} \int_0^\infty \kappa_{j\perp} d\kappa_{j\perp} \times$$

$$\times \Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta) J_0(\kappa_{j\perp}(b - v_{j\perp}(\zeta)\tau)) \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{1}{2} \kappa_{j\perp}^2 L^2 \zeta^2 \theta_0^2\right) \sin^2\left(\frac{\kappa_{j\perp}^2 l_j \zeta}{2k}\right),$$

$$W(b, f) = \sum_{j=1}^K W_j(b, v_j, f),$$

$$W_j(b, v_j, f) \approx 2\pi l_j \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \times$$

$$\times \int_0^1 d\zeta M_j(v_j, \zeta, f) \exp\left(\frac{2\pi i f b}{v_{j\perp}(\zeta)}\right).$$

Здесь $M_j(v_j, \zeta, f)$ определяется выражением (5).

Следуя [5], введем фазовую скорость мерцаний $V(f) = 2\pi f b / \arctg(\text{Im}W(b, f)/\text{Re}W(b, f))$. На рис. 2 приведены результаты численных расчетов дисперсионных зависимостей $V(f)$ для рассмотренных выше моделей солнечного ветра при $b = 150$ км. Как показано в [17], для сферически симметричного солнечного ветра при $\varphi \geq 90^\circ$ дисперсионные кривые монотонно возрастают от значения средней вдоль луча зрения проекции скорости на картинную плоскость V_{\min} при $f \rightarrow 0$ до значения скорости вблизи орбиты Земли $V_{\max} = v \sin \varphi$, при этом величина дисперсионного разброса $\delta V = (V_{\max} - V_{\min})/V_{\max}$ характеризует наклонный участок дисперсионной кривой. Как видно из рис. 2, значения δV для сферически симметричного солнечного ветра заметно отличаются от значений δV для потоковых моделей. Присутствие на луче зрения высокоскоростного потока со скоростью v_F увеличивает V_{\min} по отношению к V_{\min} в сферически симметричной модели для медленного солнечного ветра и тем самым уменьшает величину дисперсионного разброса для кривой 1, поскольку в этом случае $V_{\max} = v_S \sin \varphi$ [13].

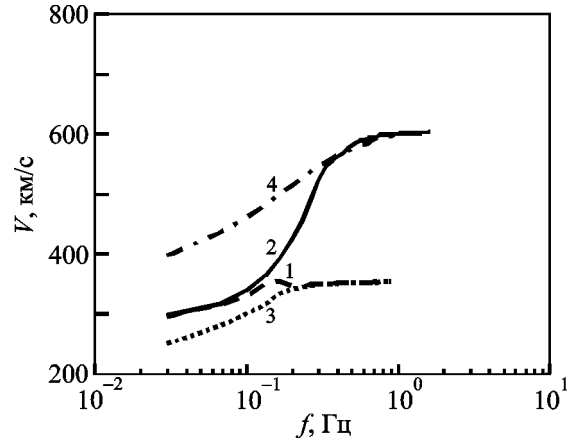


Рис. 2. Дисперсионные зависимости фазовой скорости мерцаний для тех же моделей солнечного ветра, что использовались при построении кривых 1–4 на рис. 1

Для дисперсионной кривой 2 величина $V_{\max} = v_C \sin \varphi$, при этом V_{\min} из-за присутствия на луче зрения медленного потока ниже, чем для сферически симметричной модели со скоростью v_C . В ряде случаев различия между дисперсионными зависимостями фазовой скорости могут быть более заметными, чем между спектрами мерцаний для тех же моделей [17]. Следует, однако, учесть, что дисперсионная зависимость фазовой скорости межпланетных мерцаний ограничена критическим значением спектральной частоты $f_0 = V_{\max}/2b$ [17]. С учетом этого при наблюдениях в декаметровом диапазоне длин волн для получения дисперсионной зависимости в достаточно широкой полосе спектральных частот величина базы не должна превышать $200 \div 250$ км.

5. Исследование потоковой структуры солнечного ветра радиоинтерферометрическим методом

Определим автокорреляционную функцию флуктуаций мощности отклика интерферометра как $B_b(\tau) = \langle K_b(t)K_b^*(t+\tau) \rangle - \langle K_b(t) \rangle \langle K_b^*(t+\tau) \rangle$, где $K_b(t) = U(\vec{r}^{(1)}, t)U^*(\vec{r}^{(2)}, t)$ – сигнал на выходе из комплексного коррелятора [7], $\vec{b} = \vec{r}^{(2)} - \vec{r}^{(1)}$. Используя приближение квазистационарности [14], гипотезу локальной вмороженности неоднородностей [5] и подставив в (3)

$\bar{\rho}_j^{(1)}(\zeta) = \bar{r}^{(1)} - \bar{v}_{j\perp}(\zeta)t$, $\bar{\rho}_j^{(2)}(\zeta) = \bar{r}^{(1)} + \bar{b} - \bar{v}_{j\perp}(\zeta)t$,
 $\bar{\rho}_j^{(3)}(\zeta) = \bar{r}^{(1)} - \bar{v}_{j\perp}(\zeta)(t + \tau)$, $\bar{\rho}_j^{(4)}(\zeta) = \bar{r}^{(1)} + \bar{b} - \bar{v}_{j\perp}(\zeta)(t + \tau)$, получим следующее выражение для $B_b(\tau)$:

$$B_b(\tau) \approx \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \sum_{j=1}^K l_j \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta}} \int d^2 \bar{\kappa}_{j\perp} \Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta) \times \\ \times \exp(-i \bar{\kappa}_{j\perp} \bar{v}_{j\perp}(\zeta) \tau) \sin^2 \left(\frac{\kappa_{j\perp}^2 l_j \zeta}{2k} + \frac{\bar{\kappa}_{j\perp} \bar{b}}{2} \right) \times \\ \times \exp \left(-\frac{1}{2} (\kappa_{j\perp} L \zeta \theta_0)^2 - \frac{1}{2} (kb\theta_0)^2 \right).$$

Пусть перпендикулярная лучу зрения компонента скорости в j -й области $\bar{v}_{j\perp}$ параллельна вектору базы \bar{b} . Тогда

$$B_b(\tau) \approx \pi \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \sum_{j=1}^K l_j \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta}} \int d\kappa_{j\perp} \Phi_{N_j}(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta) \times \\ \times \exp \left(-\frac{1}{2} (\kappa_{j\perp} L \zeta \theta_0)^2 - \frac{1}{2} (kb\theta_0)^2 \right) \times \\ \times \left(J_0(\kappa_{j\perp} v_{j\perp}(\zeta) \tau) - \frac{1}{2} \cos(\kappa_{j\perp}^2 l_j \zeta / k) \times \right. \\ \left. \times (J_0(\kappa_{j\perp} v_{j\perp}(\zeta) \tau + \kappa_{j\perp} b) + J_0(\kappa_{j\perp} v_{j\perp}(\zeta) \tau - \kappa_{j\perp} b)) \right).$$

Спектр флуктуаций мощности отклика интерферометра $W_b(f)$ вычисляется путем фурье-преобразования функции $B_b(\tau)$ [7, 14]:

$$W_b(f) \approx \pi \left(\frac{4\pi^2 r_e}{k} \right)^2 \times \\ \times \sum_{j=1}^K l_j \int_0^1 d\zeta \int_{u_j} d\kappa_{j\perp} \frac{\kappa_{j\perp} \Phi_N(\kappa_{j\perp}, 0, \zeta)}{\sqrt{\zeta (\kappa_{j\perp}^2 v_{j\perp}^2(\zeta) - 4\pi^2 f^2)}} \times \\ \times \left(1 - \cos \left(\frac{\kappa_{j\perp}^2 l_j \zeta}{k} \right) \cos \left(\frac{2\pi f b}{v_{j\perp}(\zeta)} \right) \right) \times$$

$$\times \exp \left(-\frac{1}{2} (\kappa_{j\perp} L \zeta \theta_0)^2 - \frac{1}{2} (kb\theta_0)^2 \right). \quad (7)$$

На рис. 3 представлен нормированный на спектральную плотность нулевой гармоники, $W_0 = W(0)$, спектр мерцаний при наблюдениях в одном пункте (4) для односкоростной модели солнечного ветра ($K = 1$) при следующих значениях параметров: $\theta_0 = 2''$, $v = v_1 = 500$ км/с, $n = n_1 = 11/3$, $\alpha = \alpha_1 = 2$, $\varphi = 90^\circ$, – и несущей частоте 25 МГц (кривая 1). Кривые 2 и 3 соответствуют спектрам флуктуаций мощности отклика интерферометра (7) для тех же значений параметров при величине базы 50 км и 700 км соответственно. Расчеты показали, что в декаметровом диапазоне длин волн при $\varphi \geq \pi/2$ форма спектра зависит от соотношения между величиной базы интерферометра и размером первой зоны Френеля $R_{FR} = \sqrt{L/k}$ [1, 14]. Согласно оценкам для декаметрового диапазона волн при $\varphi \geq \pi/2$ значение $R_{FR} \geq 800 \div 1000$ км. При $b \ll R_{FR}$ (кривая 2) спектр флуктуаций мощности отклика интерферометра незначительно отличается от спектра мерцаний при наблюдениях в одном пункте (кривая 1). С увеличением размера базы (кривая 3) возрастает влияние флуктуаций разности фаз сигналов в пунктах приема на спектр $W_b(b, f)$, что приводит к

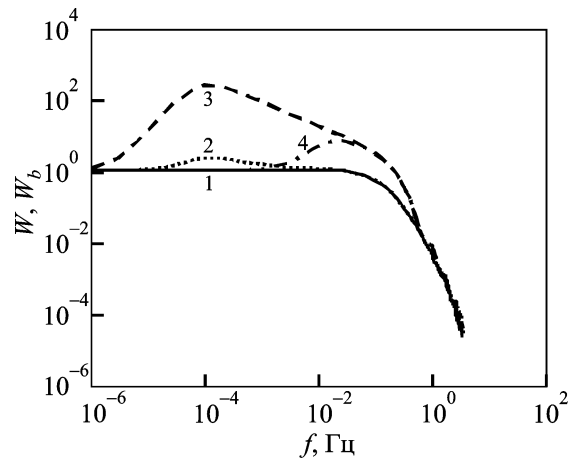


Рис. 3. Спектр флуктуаций интенсивности сигнала при наблюдениях в одном пункте (кривая 1) и спектры флуктуаций мощности отклика интерферометра для различных значений базы и времени когерентного накопления (кривые 2–4)

искажению формы спектра. Известно [18, 19], что в реальных наблюдениях влияние неоднородной структуры среды существенно ограничивает время когерентного накопления сигнала T . Вследствие этого максимальные масштабы флуктуаций электронной концентрации в (6) ограничены величиной $L_T = v_{\perp} T$, где v_{\perp} – скорость перемещения турбулентного потока поперек луча зрения [18]. Кривые 2 и 3 на рис. 3 получены для случая, когда время когерентного накопления $T \rightarrow \infty$ и максимальный масштаб флуктуаций электронной концентрации равен внешнему масштабу турбулентности $\Lambda_0 = \Lambda_{01} = 10^6$ км. Кривая 4 соответствует случаю, когда время когерентного накопления $T = 10$ с, $L_T = 5 \cdot 10^3$ км и $b = 700$ км. Как видно из рисунка, уменьшение времени когерентного накопления и, соответственно, максимального масштаба флуктуаций электронной концентрации приводит к смещению главного максимума кривой в сторону высоких спектральных частот, что согласуется с результатами работы [7].

На рис. 4 приведены графики спектров флуктуаций мощности отклика интерферометра, полученные для рассмотренной выше двухпоточковой модели солнечного ветра при различных значениях ширины проходящего вблизи Земли медленного потока солнечного ветра (кривые 1 – 4 соответственно), время когерентного накопления предполагается бесконечным. Как видно из рис. 4, а и 4, б, с увеличением ширины проходящего вблизи Земли потока форма спектра для двухпоточковой модели приближается к спектру для односкоростной модели с параметрами, соответствующими параметрам медленного потока (кривая 5). Можно предположить, что с увеличением базы интерферометра уменьшается толщина плазменного слоя, оказывающего влияние на флуктуации принимаемого сигнала. При величине базы $b \sim 700$ км преимущественный вклад в флуктуации отклика интерферометра вносит прилегающий к Земле слой межпланетной среды толщиной порядка 1 а. е. (см. рис. 4, б). Отсюда следует, что наблюдения с помощью длиннобазового интерферометра позволяют достаточно точно определить параметры солнечного ветра вблизи орбиты Земли. В то же время возможность использования длиннобазового интерферометра с размером базы, сопостави-

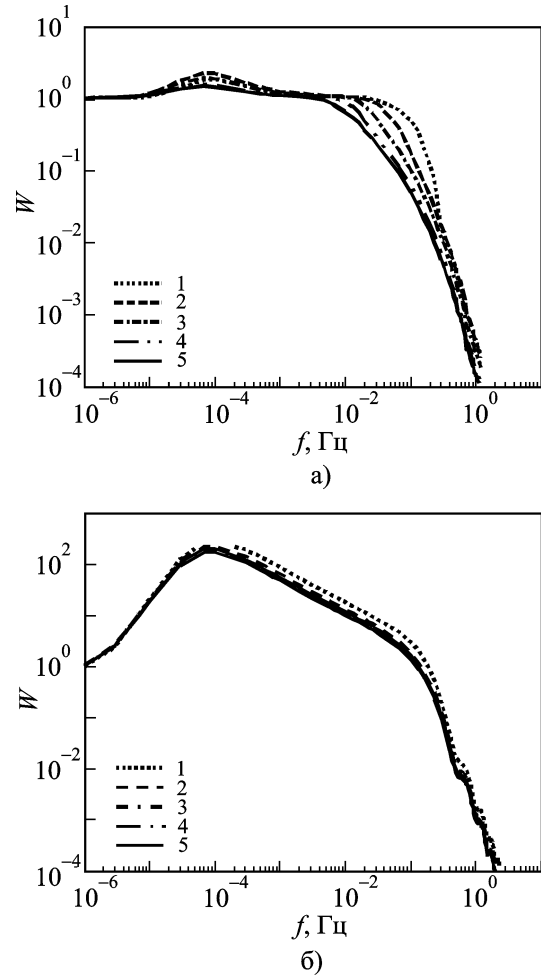


Рис. 4. Спектры флуктуаций мощности отклика интерферометра для двухпоточковой модели солнечного ветра при $l_S = 0.5, 1, 1.5$ и 2 а. е. (кривые 1–4 соответственно), $v_S = 350$ км/с, $n_S = 3.8$, $\alpha_S = 1$, $v_F = 700$ км/с, $n_F = 3.5$, $\alpha_F = 2$, и для односкоростной модели солнечного ветра с параметрами, соответствующими параметрам медленного потока (кривая 5) при размерах базы интерферометра: а) – $b = 50$ км; б) – $b = 700$ км

мым с размером первой зоны Френеля, для исследования потоковой структуры солнечного ветра ограничена.

6. Заключение

В представленной работе рассмотрены наиболее часто используемые радиоастрономические методы изучения межпланетной среды. Показано, что метод дисперсионного анализа фазовой скорости наряду с традиционным ме-

тодом мерцаний позволяет наиболее полно исследовать потоковую структуру солнечного ветра и дает возможность определить не только присутствие на луче зрения потоков с различными скоростями, но и их параметры и протяженность. За последние десятилетия в Украине была создана уникальная сеть радиотелескопов УРАН с базами от 40 до 950 км, позволяющая проводить исследования внешних областей межпланетной среды в декаметровом диапазоне длин волн. Использование наблюдений солнечного ветра на пространственно разнесенных радиотелескопах позволяет более точно, чем при наблюдениях с помощью одиночной антенны, определять параметры потоков солнечного ветра на расстояниях от Солнца, превышающих 1 а. е.

Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке целевой программы НАН Украины “Комплексное исследование процессов на Солнце, в солнечном ветре и ионосфере Земли путем радиоастрономических наблюдений на радиотелескопах системы УРАН”.

Литература

1. Алексеев Г. А., Гельфрейх Г. Б., Зайцев В. В., Илясов Ю. П., Кайдановский Н. Л., Матвеев Л. И., Мень А. В., Молчанов А. П., Степанов А. П., Шишов В. И. Советские радиотелескопы и радиоастрономия Солнца. – М.: Наука, 1990. – 212 с.
2. Hayashi K., Kojima M., Tokumaru M., and Fujiri K. MHD tomography using interplanetary scintillation measurement // *Geophys. Res.* – 2003. – Vol. 108, No. A3. – P. 1102-1123.
3. Bruno R. and Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // *Living Rev. Sol. Phys.* – 2005. – 178 p. – < <http://www.libingreviews.org/lrsp-2005-4>.
4. Бовкун В. П., Жук И. Н. Спектр турбулентности и скорость солнечного ветра на элонгация 90 – 150 // *Изв. вузов. Радиофизика.* – 1982. – Т. 25, №7. – С. 732-740.
5. Лотова Н. А. Радиоастрономические исследования тонкой структуры солнечного ветра // *Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.* – 1988. – Т. 33. – С. 121-144.
6. Брауде С. Я., Галанин В. В., Инютин Г. А., Мень А. В., Мори Х., Рашковский С. Л., Синицын В. Г., Шарыкин Н. К. Турбулентная структура солнечного ветра по наблюдениям в декаметровом диапазоне радиоволн // *Астрон. ж.* – 1995. – Т. 72, №5. – С. 761-766.
7. Гавриленко В. Г., Нечаева М. Б., Пушкарев А. Б., Мологов И. Е, Туккари Дж., Чеботарев А. С., Горшенков Ю. Н., Самодуров В. А., Хонг Ш., Куик Дж., Доугхерти Ш., Анантакришнан С. Результаты теоретических и экспериментальных исследований солнечного ветра и активных ядер галактик на РСДБ-сети LFVN с использованием системы регистрации S2 // *Изв. вузов. Радиофизика.* – 2007. – Т. 50, №4. – С. 275-294.
8. Gothoskar P., Anantharamahaia K. R., Desai K., and Rao A. P. VLA observations of angular broadening close to the Sun // *Astrophys. Space Sci.* – 2001. – Vol. 278, No. 1-2. – P. 193-196.
9. Коноваленко А. А. Перспективы декаметровой радиоастрономии // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2005. – Т. 10, спец. выпуск. – С. S86-S114.
10. Фалькович И. С., Коноваленко А. А., Калиниченко Н. Н., Оляк М. Р., Гридин А. А., Бубнов Н. И., Лекашо А, Рукер Х. Вариации параметров струйной структуры солнечного ветра на расстояниях более 1 а. е. в 2003–2004 гг. // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2006. – Т. 11, №1. – С. 31-41.
11. Frehlich R. G. Space-time fourth moment of waves propagating in random media // *Radio Sci.* – 1987. – Vol. 358, No. 4 – P. 481-492.
12. Kukushkin A. and Olyak M. Propagation effects in the radio interferometry of polarized radiation // *Waves in Random Media.* – 1994. – Vol. 4, No. 1. – P. 59-81.
13. Оляк М. Р. О влиянии турбулентных течений в солнечном ветре на мерцания в декаметровом диапазоне длин волн // *Кинематика и физика небесных тел.* – 2009. – Т. 25, №4. – С. 297-306.
14. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
15. Коваленко В. А. Солнечный ветер. – М.: Наука, 1983. – 272 с.
16. Фалькович И. С., Оляк М. Р., Калиниченко Н. Н., Бубнов И. Н. Связь между вариациями параметров солнечного ветра и индексом геомагнитной активности A_p в 2003–2005 гг. // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2011. – Т. 16, №1. – С. 15-21.
17. Оляк М. Р. О возможности изучения тонкой структуры внешних областей солнечного ветра в декаметровом диапазоне радиоволн // *Кинематика и физика небесных тел.* – 2006. – Т. 22, №5. – С. 340-345.
18. Кукушкин А. В. Флуктуации функции когерентности поля радиоволн метрового диапазона при рассеянии в случайно-неоднородной космической плазме // *Изв вузов. Радиофизика.* – 1991. – Т. 34, №5. – С. 492-500.
19. Мень А. В., Рашковский С. Л., Шепелев В. А., Белов А. С., Шевченко В. В. Система декаметровых радиоинтерферометров УРАН (ч. II). Аппаратура и методика наблюдений // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 1998. – Т. 3, №3. – С. 284-293.

**Щодо дослідження великомасштабної
структури сонячного вітру
на просторово рознесених
радіотелескопах**

М. Р. Оляк

За методом фейнманівських інтегралів за траєкторіями отримано вирази для других та четвертих моментів поля, що враховують потокову структуру сонячного вітру. На їхній основі отримано й проаналізовано вирази для спектрів флуктуацій інтенсивності радіовипромінювання, прийнятого одиночною антеною та двома просторово рознесеними антенами. На прикладі різних моделей сонячного вітру показано, що метод дисперсійного аналізу фазової швидкості разом з методом мерхтінг дозволяє найповніше досліджувати потокову структуру сонячного вітру на відстанях від Сонця, що перевищують 1 а. о., та уможливає визначення не лише присутності на промені зору потоків сонячного вітру з різними швидкостями, але і їх параметрів та протяжності.

**Investigation of Large-Scale Structure
of Solar Wind
on Spatially Separated
Radiotelescopes**

M. R. Olyak

The expressions for the second and fourth field moments which take into account the solar wind flow structure are obtained with the Feynman path-integrals method. The expressions for scintillations of power spectra for the radiation received by a single antenna and by two spatially separated antennas are obtained and analyzed. It was shown for different solar wind models that the method of the dispersion analysis of phase speed, alongside with the scintillations method, allows to most fully investigate the solar wind flow structure at distances from the Sun exceeding 1 AU. This method enables to define not only the presence of solar wind flows with various speeds but also their extent and parameters.