

## **ФЛУКТУАЦИИ РАДИОВОЛН ПРИ СВЯЗИ С ЗАХОДЯЩИМИ ЗА СОЛНЦЕ КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ**

*А. И. Ефимов, Л. А. Луканина, В. К. Рудаиш, Л. Н. Самознаев, М. К. Берд*

*Фрязинский филиал Учреждения Российской академии наук*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

*Выполнен анализ экспериментальных данных о флуктуациях радиоволн в околосолнечной плазме, за период времени, превышающий два цикла солнечной активности. Установлено, что радиальные зависимости уровня частотных флуктуации описываются степенными функциями, показатель которых  $b$  изменяется в пределах от 1.6 до 2.3. Радиальные зависимости другой характеристики радиоволн - уровня амплитудных флуктуации в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазоне волн аппроксимируются тоже степенными функциями с показателями  $a$ , изменяющимися в пределах от 1.5 до 1.8. Метод радиозондирования позволяет эффективно изучать крупномасштабные структуры солнечного ветра, ответственные за формирование космической погоды.*

При радиосвязи со спутниками планет всегда наступает ситуация, когда связь нужно осуществлять через околосолнечную плазму. Период времени, в течение которого околосолнечная плазма влияет на радиосвязь с космическими аппаратами, составляет 20 – 30 дней. Это влияние выражается во флуктуациях частоты и фазы, сильном размытии спектральной линии сигнала и глубоких замираниях. Исследования флуктуаций частоты при дальней космической радиосвязи представляют особый интерес, так как они непосредственно определяют достижимую точность определения скорости движения аппаратов. Флуктуации амплитуды радиоволны также приводят к ухудшению качества радиосвязи через околосолнечную плазму. Целью работы являлось изучение зависимостей амплитудных и частотных флуктуаций радиоволн от прицельного расстояния радиолуча, т.е. дистанции между трассой распространения радиоволн в месте ее наибольшего приближения к Солнцу и центром Солнца.

Систематические исследования распространения радиоволн в околосолнечной плазме были начаты в 1966 г. при заходе за Солнце космического аппарата MARINER-4. Было установлено, что быстродвижущиеся потоки неоднородной плазмы вызывают уширение спектральной линии зондирующих радиосигналов, которое возрастало при приближении лучевой линии к Солнцу [1]. На рис. 1 показаны календарные даты проведения экспериментов и соответствующий им уровень солнечной активности, характеризуемый числами Вольфа  $W$ . Для получения информации о солнечном ветре в разных миссиях

использовались различные характеристики сигналов: частота (МАРС-2, MARINER-9, PIONEER-10,-11, HELIOS и др.), фаза (VIKING излучал когерентные между собой сигналы S- и X-диапазонов), дополнительное, связанное с плазмой, запаздывание радиосигналов при распространении их от космического аппарата до наземного пункта (MARINER-6,-7, ULYSSES), фарадеевское вращение плоскости поляризации, связанное с распространением радиоволн в замагниченной плазме солнечного ветра (PIONEER-6, HELIOS-1,-2), уширение спектральной линии (PIONEER-6, ВЕНЕРА-10,-15,-16).

### Эксперименты радиозондирования солнечного ветра

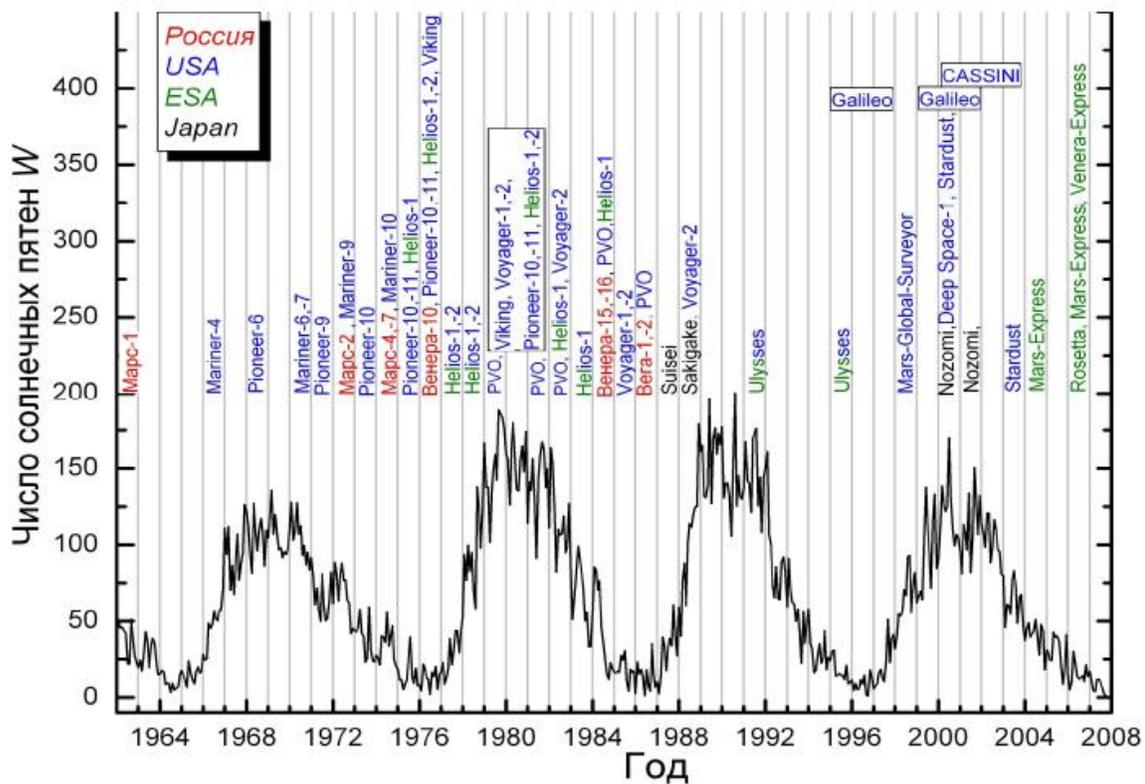


Рис. 1. Эксперименты радиозондирования солнечного ветра сигналами космических аппаратов.

### Основные теоретические соотношения

Анализ флуктуаций радиоволн, излучаемых заходящим за Солнце космическим аппаратом (КА), позволяет исследовать характеристики турбулентности плазмы солнечного ветра. Турбулентность плазмы на расстоянии  $r$  от центра Солнца характеризуется пространственным спектром неоднородностей электронной концентрации  $N(r)$ , который для изотропного случая имеет вид [2]:

$$\Phi_N(q, r) = \frac{C_N^2(r) \exp(-q^2 / q_m^2)}{(q_0^2 + q^2)^{p/2}}, \quad (1)$$

где  $q$  - пространственное волновое число.

Параметрами спектра являются  $q_m$  – пространственное волновое число, соответствующее внутреннему масштабу турбулентности  $\ell_m = 2\pi/q_m$ ;  $q_0$  - волновое число, соответствующее внешнему масштабу  $L_0 = 2\pi/q_0$ ;  $p$  - показатель пространственного степенного спектра (спектральный индекс);  $C_N^2(r)$  - множитель, характеризующий интенсивность флуктуаций. Можно показать, что  $C_N^2(r)$  связан с интенсивностью флуктуаций электронной концентрации  $\sigma_N^2$  выражением

$$C_N^2(r) = \sigma_N^2(r) \frac{p-3}{2\pi^{3/2}} \frac{\Gamma(p/2)}{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)} q_0^{p-3}, \quad (2)$$

$\Gamma(x)$  - гамма функция.

Будем полагать (а это в большинстве случаев выполняется), что  $p > 3$ . Максимальное значение  $\Phi_N$  достигается при  $q = 0$ , когда  $\Phi_N = C_N^2/q_0^p$ . Нормированный к максимальному значению спектр  $\Phi_N(q,r)$  может быть представлен в виде:

$$\Phi_{N_0}(q) = \frac{\exp(-q^2/q_0^2 A_N^2)}{(1+q^2/q_0^2)^{p/2}}, \quad (3)$$

где  $A_N = \ell_m/L_0$  - величина, изменяющаяся в пределах от  $10^{-5}$  на малых расстояниях от Солнца, когда  $\ell_m = 10$  км, а  $L_0 = 10^6$  км, до  $3 \cdot 10^{-5}$  на больших гелиоцентрических расстояниях, где  $\ell_m = 100$  км, а  $L_0 = 3 \cdot 10^6$  км.

Когда справедлива гипотеза замороженности турбулентности, временной энергетический спектр флуктуаций частоты радиоволн, прошедших через слой турбулентной плазмы толщины  $L_{eff}$ , определяется параметрами пространственного спектра [2]:

$$G_f(\nu) = \frac{1}{\pi} r_e^2 \cdot \lambda^2 \cdot \sigma_N^2 \cdot L_{eff} \cdot V_c \cdot \nu_0^{p-3} \cdot \nu^2 \cdot (p-3) \cdot \exp\left(-\frac{\nu^2}{\nu_m^2}\right) \nu_0^2 + \nu^2^{-\frac{p+1}{2}},$$

или

$$G_f(\nu) = \frac{1}{\pi} r_e^2 \cdot \lambda^2 \cdot \sigma_N^2 \cdot L_{eff} \cdot V_c \cdot \nu_0^{\alpha_f} \cdot \nu^2 \cdot \alpha_f \cdot \exp\left(-\frac{\nu^2}{\nu_m^2}\right) \nu_0^2 + \nu^2^{-\left(\frac{2+\alpha_f}{2}\right)}, \quad (4)$$

где  $r_e = 2.82 \cdot 10^{-13}$  см - классический радиус электрона;  $\alpha_f = p-3$  - спектральный индекс временного спектра флуктуаций частоты;  $\nu_0 = V/L_0$  - флуктуационная частота, соответствующая внешнему масштабу турбулентности;  $\nu_m = V/\ell_m$  - флуктуационная частота, соответствующая внутреннему масштабу турбулентности;  $V_c$  - конвективная скорость движения неоднородностей плазмы. Эффективная толщина рассеивающего слоя  $L_{eff}$  примерно равна  $R$ , где  $R$  - прицельное расстояние радиолуча, т.е. минимальное расстояние между лучевой линией и центром Солнца. Дифференцируя (4) по переменной  $\nu$  и учитывая, что  $L_0 \gg \ell_m$ , можно показать, что функция  $G_f(\nu)$  имеет максимум на флуктуационной частоте

$$\nu_{max} = \nu_0 \sqrt{2/\alpha_f}. \quad (5)$$

Интенсивность флуктуаций  $\sigma_f^2$  определяется путем интегрирования спектральной плотности (4) по флуктуационным частотам  $\nu$ . Верхняя частота временных спектров (частота Найквиста)  $\nu_n = 1/(2T_d)$ , где  $T_d$  - интервал дискретизации. Если  $\nu_n \ll \nu_m$ , то из (1.4) можно получить приближенное выражение для  $\sigma_f^2$ :

$$\sigma_f^2 = \frac{1}{\pi} r_e^2 \cdot \lambda^2 \cdot \sigma_N^2(r) \cdot L_{eff} \cdot V_c(r) \cdot \nu_0^{\alpha_f} \cdot \alpha_f \cdot \left( -\frac{\nu_n^{1-\alpha}}{1-\alpha} \right). \quad (6)$$

Из (4) и (5) можно найти нормированный к максимальному значению энергетический спектр флуктуаций частоты

$$G_{f_0}(\nu) = \frac{\nu^2}{\nu_{\max}^2} \left[ \frac{1 + \frac{\nu^2}{\nu_{\max}^2} \frac{2}{p-3}}{(p-1)(p-3)} \right]^{\frac{1-p}{2}} \exp \left[ \frac{2A_N^2}{p-3} \left( 1 - \frac{\nu^2}{\nu_{\max}^2} \right) \right]. \quad (7)$$

Особенностями пространственного спектра являются резкое уменьшение спектральной плотности с ростом  $q$  при  $q > q_0$  и уплощение при  $q < q_0$ . Спектральная плотность в инерционном интервале  $q_0 < q < q_m$  уменьшается с  $q$  по степенному закону с показателем степени  $p$ . Все эти свойства проявляются на спектре флуктуаций частоты. Влияние внутреннего масштаба заключается в том, что при  $\nu > \nu_m$  спектральная плотность быстро стремится к нулю. Влияние внешнего масштаба обуславливает появление на спектральной плотности  $G_{f_0}(\nu)$  максимума. В инерционном интервале спектральная плотность флуктуаций частоты  $G_{f_0}(\nu)$  также изменяется по степенному закону, но с показателем степени  $\alpha_f = p-3$ .

Временные спектры флуктуаций интенсивности  $G_I$  имеют следующий вид. На низких флуктуационных частотах  $\nu < \nu_F$ , где  $\nu_F$  - частота излома в спектре, связанная с размером зоны Френеля, спектральная плотность почти не изменяется,  $G_I(\nu) = G_{I0}(\nu)$  и определяется соотношением [2-3]:

$$G_{I_0} = \psi(p) \cdot r_e^2 \cdot \lambda^{\frac{p+3}{2}} \cdot \sigma_N^2(r) \cdot L_{eff} \cdot V_c^{-1} \cdot q_0^{\alpha_f} \cdot \left( \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{\frac{p-1}{2}}, \quad (8)$$

где  $\psi$ - функция, которая зависит только от спектрального индекса  $p$ .

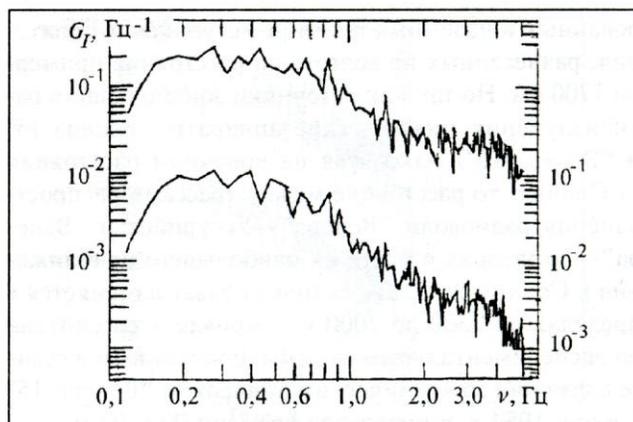
### Спектральный анализ флуктуаций уровня сигнала и частоты

Выполненные ранее многочисленные эксперименты показали, что и пространственные спектры космической плазмы, и временные спектры параметров зондирующих плазму радиоволн описываются степенными функциями, показатели которых связаны друг с другом линейными соотношениями:  $p = \alpha_s + 1$ ;  $p = \alpha_E + 1$ ;  $p = \alpha_f + 3$ , где  $p$  - спектральный индекс пространственного спектра неоднородностей,  $\alpha_s$ ,  $\alpha_E$ ,  $\alpha_f$  -

спектральные индексы временных спектров флуктуаций фазы, амплитуды и частоты соответственно [4].

Наиболее полные данные о флуктуациях частоты и амплитуды сантиметровых и дециметровых радиоволн при связи через околосолнечную плазму были получены при слежении за аппаратами «Венера-15,-16» [5-7]. Уровень неоднородностей околосолнечной плазмы резко увеличивается с уменьшением гелиоцентрического расстояния, поэтому насыщение амплитудных флуктуаций будет наступать при определенном прицельном расстоянии, которое условно можно назвать критическим  $\rho_{кр}$  и которое зависит от длины волны  $\rho_{кр}/R_0 = 2\lambda^{0,64}$ , если длина волны выражается в сантиметрах [2]. При движении лучевой линии к Солнцу сначала наступает насыщение флуктуаций дециметровых волн, соответствующее прицельное расстояние  $\rho_{кр1}$  близко к 20 радиусам Солнца  $R_0$ . При дальнейшем приближении радиолинии к Солнцу происходит насыщение радиоволн диапазона  $\lambda_2 = 8$  см, для которых  $\rho_{кр2} = 7,3 R_0$ , а затем и для волны  $\lambda_3 = 5$  см ( $\rho_{кр3} = 5,5 R_0$ ).

На рис.2 представлены временные спектры амплитудных флуктуаций, полученные в сеансе связи с аппаратом «Венера-16», когда прицельное расстояние радиолуча составляло 14,1 радиуса Солнца  $R_0$  и с аппаратом «Венера-15» 3, прицельное расстояние -  $\rho = 13,2 R_0$ . Индексы мерцания  $m$ , определяемые как отношения среднеквадратичных значений флуктуаций



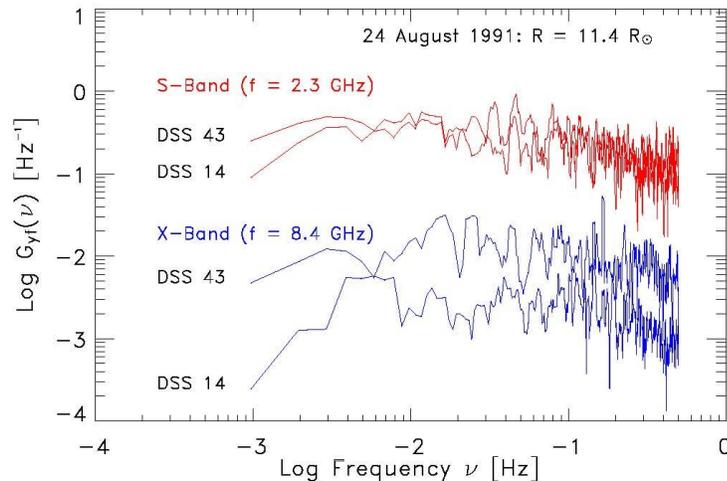
**Рис. 2.** Временные спектры амплитудных флуктуаций сигналов ( $\lambda = 8$  см), полученные в сеансе связи с аппаратом «Венера-16» 2 июня 1984 г., (нижняя кривая) и с аппаратом «Венера-15» 3 июня 1984 г. (верхняя кривая)

мощности  $\langle \Delta I^2 \rangle^{1/2}$  к средней мощности  $I_0$  составляли 0,38 и 0,48 для 2 и 3 июня 1984 г. соответственно, т.е. мерцания были близки к слабым. В низкочастотном участке флуктуационных частот  $\nu$  спектральная плотность флуктуаций мощности  $G_f$  приблизительно постоянна, а высокочастотный участок описывается степенной функцией. В обоих случаях показатели степенных функций, описывающих высокочастотные участки спектров флуктуаций (спектральные индексы) равны  $\alpha_f = 2,1 \pm 0,1$ . Следовательно, в соответствии с

теоретическими соотношениями, спектральный индекс пространственного спектра неоднородностей плазмы

$$p = \alpha_l + 1 = 3, 1 \pm 0, 1.$$

Спектры флуктуаций уровня сигнала изучались по материалам измерений, выполненных с использованием КА ULYSSES в 1991 г. и 1995 г. [8].

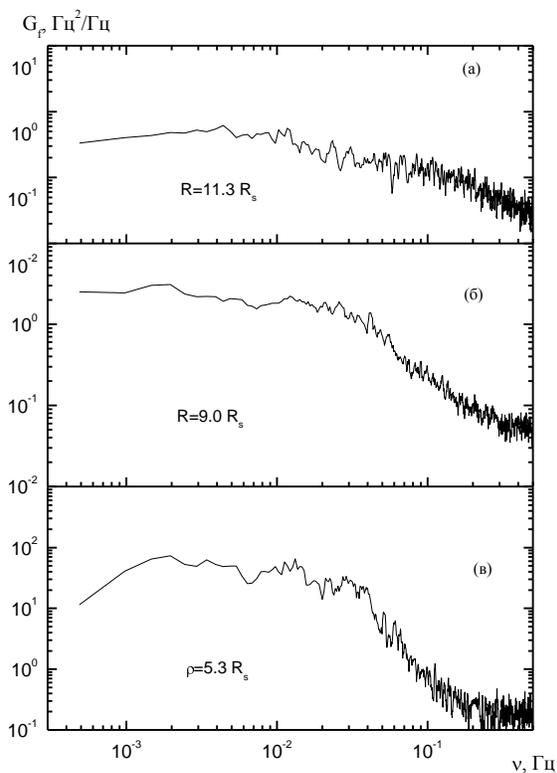


**Рис.3.** Временные спектры амплитудных флуктуаций сигналов, зарегистрированные в наземных пунктах слежения Canberra DSS 43 и Goldstone DSS 14 в S-диапазоне ( $\lambda = 13$  см), и X-диапазоне ( $\lambda = 3,6$  см). БПФ-1024.

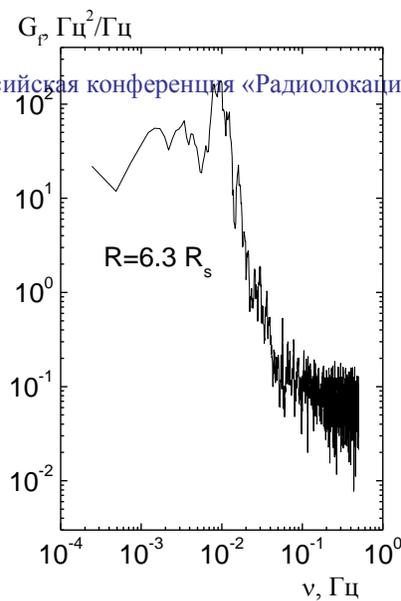
Как видно из рис. 3, во всех случаях спектральная плотность  $G_{yf}(v)$ , с  $f = s, x$ , примерно постоянная, т.е.  $G_{yf}(v) \approx G_{yof}$ , где  $G_{yof}$  определяется как средний уровень частотных флуктуаций в интервале  $0.02 \text{ Hz} < v < 0.3 \text{ Hz}$ . Это согласуется с теоретическим описанием спектра амплитудных флуктуаций при низких частотах, который предсказывает степенной закон спадаения в обоих S- и X-диапазонах только при временных частотах  $v > v_F$ , где  $v_F = V_{app}/d_F \geq 1 \text{ Hz}$  частота Френеля для кажущейся скорости движения неоднородностей  $V_{app}$  и размера зоны Френеля  $d_F \cong 773\sqrt{\lambda} \text{ km}$  (с  $\lambda$  в метрах).

В результате массовой обработки данных радиозондирования сверхкороны Солнца установлено, что поведение временного энергетического спектра флуктуаций частоты сигнала  $G_f(v)$  в значительной степени зависит от гелиоцентрического расстояния и слабо зависит от уровня солнечной активности для цикла № 23. Особенностью всех спектров является наличие степенной зависимости в интервале флуктуационных частот  $10^{-3} \leq v \leq 10^{-1}$  Гц, продолжающейся до частот, где измеренные флуктуации становятся соизмеримыми с уровнем шума. Влияние внутреннего масштаба на спектрах незаметно, поскольку ожидаемая частота излома (порядка 10 Гц) существенно превышает частоту Найквиста 0.5 Гц. С приближением лучевой линии к Солнцу спектральный индекс  $\alpha_f$  уменьшается и спектры уплощаются. На рис.4 показаны 3 спектра БПФ-2048, найденные по материалам измерений 1999 и 2000 г.г. при  $R=11.3; 8.0$  и  $5.3 R_s$ . Из графиков рис.4 следует, что в интервале флуктуационных частот  $v=(1\div 4)10^{-2}$  Гц спектральная плотность слабо зависит от  $v$ . Другой

особенностью такого типа спектров является резкое, почти скачкообразное уменьшение спектральной плотности  $G_f(\nu)$  на частоте  $\nu \approx 4 \cdot 10^{-2}$  Гц. С увеличением прицельного расстояния  $R$  крутизна излома имеет тенденцию возрастать. При малых ( $R < 7 R_s$ ) наблюдается еще одна особенность временных спектров частотных флуктуаций, заключающаяся в том, что вблизи излома спектральная плотность может иметь четко выраженный максимум при  $\nu \approx 0.02$  Гц (рис.5). Появление максимума свидетельствует о наличии внешнего масштаба турбулентности. Как следует из (5) частота  $\nu_0$ , соответствующая внешнему масштабу, быстро возрастает при приближении спектрального индекса  $p$  к 3, а  $\alpha_f$  к 0. Отметим, что обнаруженные особенности временных спектров флуктуаций частоты наблюдаются при всех фазах 11-летнего цикла активности Солнца.



**Рис. 4.** Спектры флуктуаций частоты сигналов КА GALILEO при малых прицельных расстояниях радиолуча (область ускорения солнечного ветра).



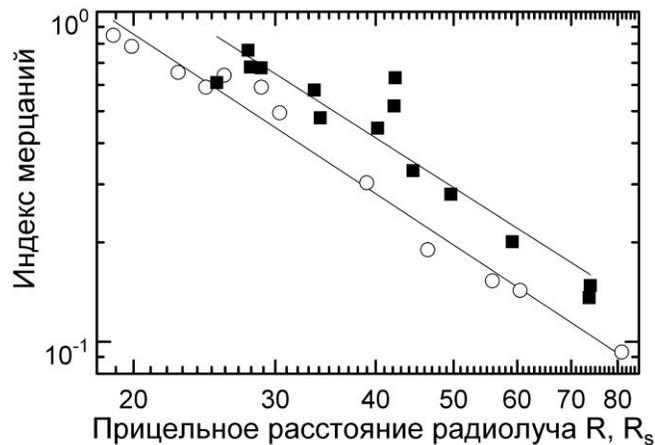
**Рис. 5.** Временной спектр флуктуаций частоты (БПФ–4096) по данным измерений наземного пункта Канберра 17 января 1997 г., прицельное расстояние радиолуча  $R=6.3 R_s$ .

### Радиальные зависимости флуктуационных характеристик радиоволн

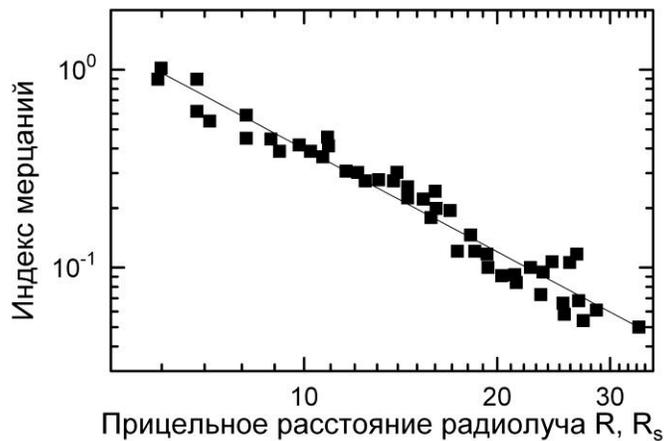
В период с мая по июль 1984 г. (умеренная солнечная активность) были выполнены эксперименты по радиозондированию солнечного ветра сигналами спутников ВЕНЕРА-15,-16 в трех диапазонах: L (частота 928 МГц, длина волны 32 см), С1 (частота 3712 МГц, длина волны 8 см) и С2 (частота 5860 МГц, длина волны 5 см). Выполненная нами обработка первичных экспериментальных данных позволила получить зависимости от прицельного расстояния радиолуча  $R$  уровня флуктуаций интенсивности, определяемого индексом мерцаний  $m = \sqrt{\langle \Delta I^2 \rangle} / \langle I \rangle$ . Радиальные зависимости индекса мерцаний оказались близкими к степенной функции вида  $m = A(R/R_s)^{-\alpha}$ , где  $R_s = 0.697 \cdot 10^6$  км – радиус Солнца. Численный коэффициент  $A$ , определяющий относительный уровень флуктуаций, зависит от длины волны зондирующих сигналов. Результаты обработки экспериментальных данных о флуктуациях уровня сигналов представлены в виде зависимостей индекса мерцаний от прицельного расстояния радиолуча на рис. 6 (частота 928 МГц) и рис. 7 (частота 5860 МГц). Зависимость  $m(R)$  для дециметровых радиоволн (темные квадраты на рис. 6) с достаточной степенью точности может быть аппроксимирована степенной функцией  $m = A(R/R_s)^{-\alpha}$ , параметры которой  $A = 1.28 \cdot 10^2$ ;  $\alpha = 1.55$ . Для сравнения на этом же рисунке полыми кружками даны значения индекса мерцаний, полученные при обработке материалов КА ВЕНЕРА-10, полученных в 1976 г. (минимум солнечной активности). При сопоставлении двух массивов данных видно, что уровень флуктуаций в 1984 г. (умеренная солнечная активность) был в 1.45 раза выше, чем в 1976 г. (минимальная активность). Величины  $A$  и  $\alpha$  оказались близкими друг к другу для обоих циклов. Обе зависимости  $m(R)$  справедливы для широкого диапазона прицельных расстояний, в котором флуктуации еще можно считать слабыми – от  $20 R_s$  до  $70 R_s$ .

На рис. 6 в зависимости от прицельного расстояния радиолуча  $R$  даны значения индекса мерцаний радиоволн другого диапазона – сантиметрового ( $\lambda=5$  см). В двойном логарифмическом масштабе представленные данные в интервале прицельных расстояний

$R=(5...34R_s)$  аппроксимируются степенной функцией с показателем степени  $\alpha = 1.73$  и коэффициентом  $A = 21.3$ .



**Рис. 6.** Радиальные зависимости индекса мерцаний дециметровых ( $\lambda=32$  см) радиоволн в период минимума солнечной активности (КА ВЕНЕРА-10, 1976 – кружки) и в период умеренной солнечной активности (КА ВЕНЕРА-15,-16, 1984 – квадраты).

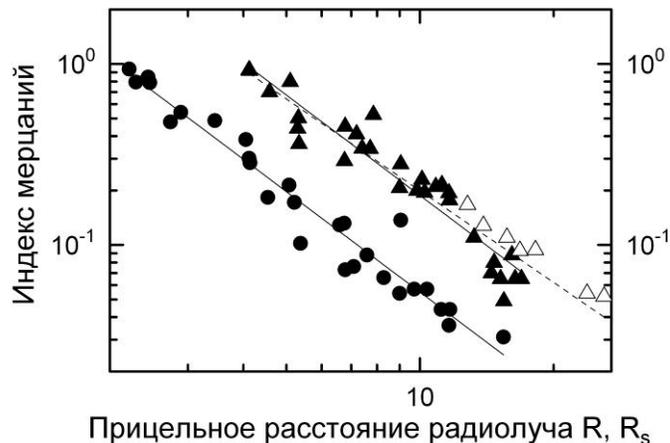


**Рис. 7.** Радиальная зависимость индекса мерцаний сантиметровых ( $\lambda=5$  см) радиоволн в период умеренной солнечной активности по данным КА ВЕНЕРА-15,-16, 1984.

На рис. 8 представлены в виде зависимостей от прицельного расстояния радиолуча  $R$  индексы мерцаний  $m$  сантиметровых (темные треугольники) и миллиметровых (темные кружки) радиоволн. Светлыми треугольниками показаны значения индекса мерцаний сантиметровых радиоволн, зарегистрированные в 2000-2001 годах при радиозондировании солнечного ветра сигналами японского космического аппарата NOZOMI [9]. Применение метода наименьших квадратов к представленным на рис. 8 данным позволило получить следующие характеристики аппроксимирующих степенных функций:

$A = 13.07$ ;  $\alpha = 1.84$  – для сантиметровых (X-диапазон) радиоволн;  
 $A = 3.83$ ;  $\alpha = 1.84$  – для миллиметровых (Ka-диапазон) радиоволн.

Если к материалам измерений 2000-2001 годов, проведенных с использованием КА CASSINI в сантиметровом диапазоне, добавить данные КА NOZOMI за те же годы, параметры степенной функции изменятся следующим образом:  $A = 9.61$ ;  $\alpha = 1.68$ .

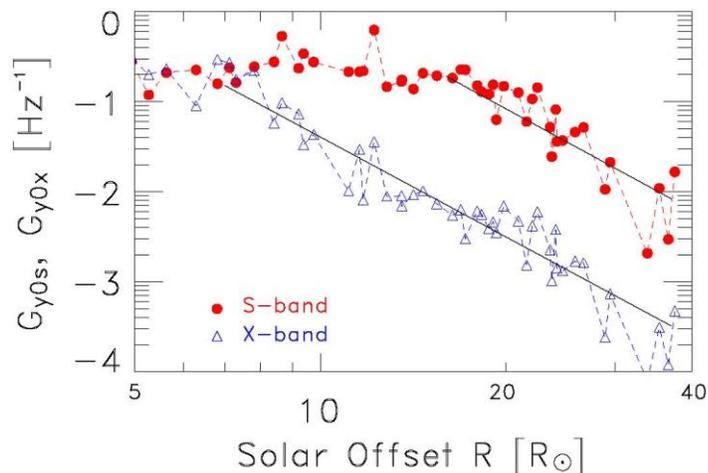


**Рис. 8.** Радиальные зависимости индекса мерцаний сантиметровых радиоволн X-диапазона (CASSINI, DEEP SPACE-1, STARDUST – темные треугольники, NOZOMI – светлые треугольники) и Ka-диапазона (CASSINI – темные кружки) по данным 2000-2001 годов [10].

Рис.9 показывает радиальную зависимость уровня амплитудных флуктуаций  $G_{y,of}$ ,  $f = s, x$ , сигналов КА ULYSSES, записанных одновременно на двух наземных станциях слежения DSS 43 (CANBERRA) и DSS 14 (GOLDSTONE) в августе 1991 г. Измерения для S-диапазона представлены как сплошные кружки; X-диапазона данные изображены как треугольники. На рис. 9. видно изменение режима флуктуаций, переход от слабых к насыщенным. Гелиоцентрическое расстояние этого перехода составляет примерно  $16 R_S$  для S-диапазона и  $7 R_S$  для X-диапазона. Оба ряда экспериментальных данных могут быть аппроксимированы степенной функцией вида

$$G_{y,of} = B_f \left[ \frac{R}{R_S} \right]^{-b_f}. \text{ Коэффициенты степенного закона найденные}$$

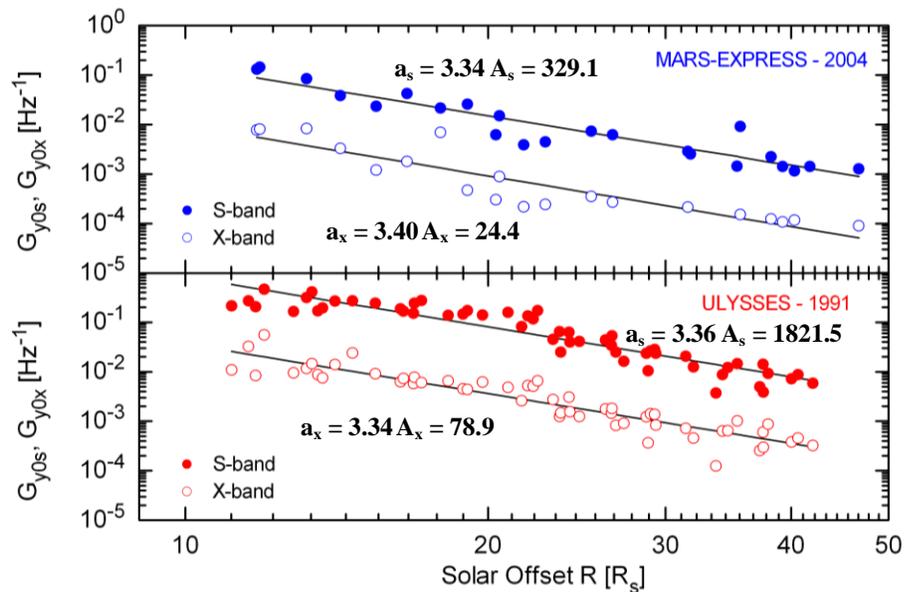
по методу наименьших квадратов составляют:  $B_s = 5.01 \times 10^3$ ;  $b_s = 3.73$ . Для расстояний  $16 R_S < R < 37 R_S$  (слабые к умеренным флуктуациям), и  $B_x = 1.98 \times 10^3$ ;  $b_x = 3.69$  для интервала  $7 R_S < R < 37 R_S$ . В то время как спектральные индексы  $b_s$  и  $b_x$  степенного закона примерно одинаковые, коэффициент  $B_s$  существенно больше, чем  $B_x$ .



**Рис. 9.** Спектральная плотность амплитудных флуктуаций в зависимости от расстояния в солнечных радиусах (КА ULYSSES – 1991 г.). Линейная аппроксимация для двух массивов данных изображена в режиме слабых флуктуаций (S-диапазон (сплошные кружки): 16-37  $R_S$ ; X-диапазон (треугольники): 7-37  $R_S$ ).

На рис. 10 представлены радиальные зависимости спектральных плотностей флуктуаций дециметровых (S – диапазон -  $\lambda=13$  см) и сантиметровых радиоволн (X – диапазон -  $\lambda=13$  см) в период высокой и низкой солнечной активности по данным КА ULYSSES - 1991 г. и КА MARS – EXPRESS - 2004 г. В режиме слабых флуктуаций полученные результаты аппроксимируются функциями вида  $G_{y0i} = A_i(R/R_S)^{-a_i}$ ,  $i = s, x$ , которые справедливы для следующих прицельных расстояний радиолуча: S-диапазон: 16-42  $R_S$ ; и X-диапазон: 7-42  $R_S$ . Методом наименьших квадратов получены параметры степенных функции. КА ULYSSES - 1991 г.:  $a_s = 3.36$ ;  $A_s = 1821.5$ ;  $a_x = 3.34$ ;  $A_x = 78.9$ ; КА MARS – EXPRESS - 2004 г.:  $a_s = 3.34$ ;  $A_s = 329.1$ ;  $a_x = 3.40$ ;  $A_x = 24.4$ . Численный коэффициент  $A$ , определяющий относительный уровень флуктуаций, зависит от длины волны зондирующих сигналов и солнечной активности. Спектральный анализ одновременных записей амплитуды сигналов S – и X – диапазонов КА ULYSSES и КА MARS – EXPRESS, зондировавших солнечный ветер в разные циклы солнечной активности показывает, что показатель степени  $a$  практически постоянен при изменении прицельного расстояния от 7 до 42 солнечных радиусов.

На рис. 11 показаны среднеквадратичные значения флуктуаций частоты  $\sigma_f$  для радиоволн дециметрового диапазона для фазы захода за Солнце космических аппаратов (КА) ВЕНЕРА-15,-16, происходившего к западу от Солнца в период с 5 мая по 12 июня 1984 г. Методом наименьших квадратов была получена следующая функция, аппроксимирующая экспериментальные данные в зависимости от прицельного расстояния луча  $R$ , выраженного в единицах солнечного радиуса:  $\sigma_{f1} = B_1(R/R_S)^{-b_1}$ , где  $B_1 = 89.75$  Гц;  $b_1 = 1.70$ . Эта аппроксимация применима для прицельных расстояний  $R = 5 \dots 40 R_S$ .



**Рис. 10** Радиальные зависимости спектральных плотностей флуктуаций сантиметровых ( $\lambda=3,6$  см) и дециметровых радиоволн ( $\lambda=13$  см) в период высокой и низкой солнечной активности по данным КА ULYSSES - 1991 г. и КА MARS - EXPRESS - 2004 г.

Аналогичная аппроксимация была получена из измерений частоты в сантиметровом диапазоне  $\sigma_{f2} = B_2(R/R_s)^{-b_2}$ , для этого диапазона  $B_2 = 13.94$  Гц;  $b_2 = 1.63$ , а сама аппроксимация степенной функцией справедлива для прицельных расстояний  $R = 2.5 \dots 20 R_s$ . Отметим также, что для оценки уровня флуктуаций частоты в обоих диапазонах используется вертикальная ось, указанная справа. На рис. 11 представлены также среднеквадратичные значения флуктуаций частоты дециметровых сигналов (S-диапазон, длина волны  $\lambda=13$  см), излучавшихся космическим аппаратом VIKING в 1976 г. На рис. 12 представлены радиальные зависимости интенсивности частотных флуктуаций, зарегистрированных при зондировании восточных областей солнечной короны сигналами тех же космических аппаратов. Для частотных флуктуаций дециметрового диапазона КА ВЕНЕРА-15,-16 (период наблюдений с 20 июня по 13 июля 1984 г.)  $B_1 = 48.25$  Гц;  $b_1 = 1.58$ , для сантиметрового диапазона получено  $B_2 = 9.51$  Гц;  $b_2 = 1.72$ . Уникальная геометрия движения КА ULYSSES в 1995 г. позволила в течение короткого времени получить информацию о полярных и экваториальных областях околосолнечной плазмы и таким образом, провести прямое сравнение характеристик солнечного ветра, эмиттируемого высокоширотными и низкоширотными районами Солнца. При проведении сеансов радиозондирования регистрация флуктуаций частоты и амплитуды сигнала в ряде случаев проводилась одновременно на двух разнесенных на большое расстояние наземных пунктах.

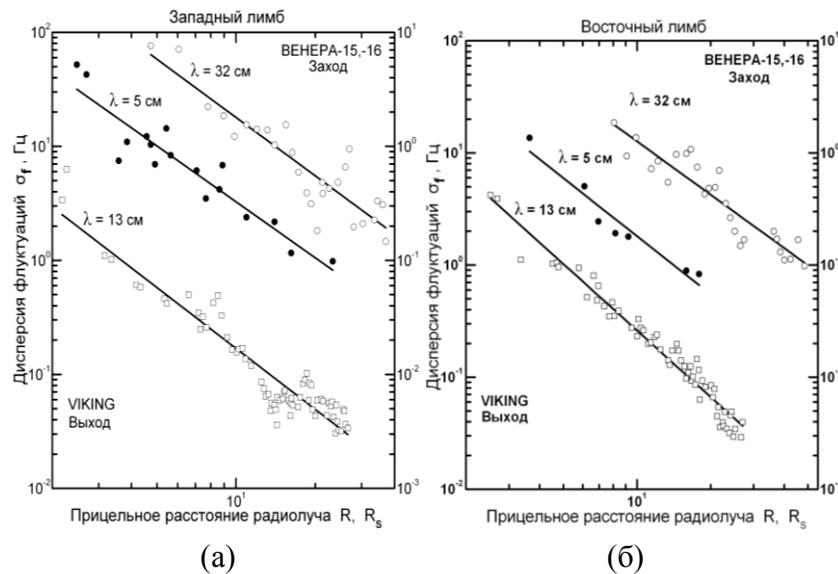
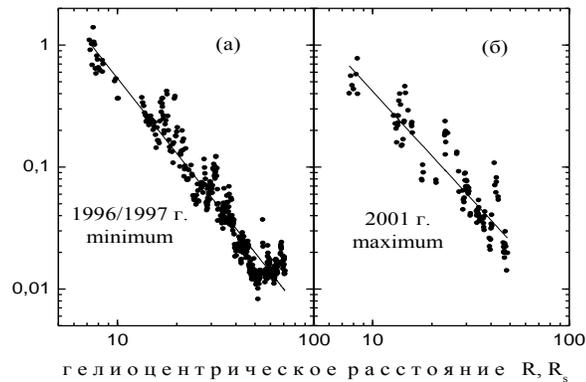


Рис. 11 а, б. Радиальные зависимости интенсивности флуктуаций частоты  $\sigma_f$  дециметровых (светлые кружки) и сантиметровых (темные кружки) сигналов КА ВЕНЕРА-15,-16 и дециметровых сигналов (квадраты) при зондировании западных (рис.11а) и восточных (рис.11б) областей солнечной короны.

На рис. 12 а, б показаны зависимости  $\sigma_f$  в функции прицельного расстояния для минимальной солнечной активности (левая панель рисунка) и максимальной (правая панель). Данные для левой панели (фаза радиозахода) получены по материалам зондирования, выполненного в 1996/1997 гг. с использованием КА GALILEO [10 -12]. Зависимость  $\sigma_f$  для высокой солнечной активности получена по материалам измерений, осуществленных в 2001 г. на участке радиовыхода. Сравнение данных левой и правой панелей показывает, что нет заметной разницы в поведении  $\sigma_f(R)$  при низкой и высокой активности Солнца, близкими являются и радиальные зависимости и абсолютные значения  $\sigma_f$ . Радиальные зависимости, полученные в разных циклах, были аппроксимированы методом наименьших квадратов степенным законом  $\sigma_{fi} = B_i(R/R_S)^{-b_i}$ . Для данных, представленных на рис.13, значения  $B$  и  $b$  равны:  $B_{97} \approx 57.6$  Гц,  $b_{97} \approx 2.0$ ,  $B_{01} \approx 25.7$  Гц,  $b_{01} \approx 1.8$ . Подобная аппроксимация была проделана и для спектральной плотности:  $G_{f0i} = D_i(R/R_S)^{-d_i}$ , причем  $D_{97} \approx 1.0 \cdot 10^5$  Гц<sup>2</sup>/Гц,  $d_{97} \approx 4.0$ ;  $D_{01} \approx 1.3 \cdot 10^4$  Гц<sup>2</sup>/Гц,  $d_{01} \approx 3.3$ .

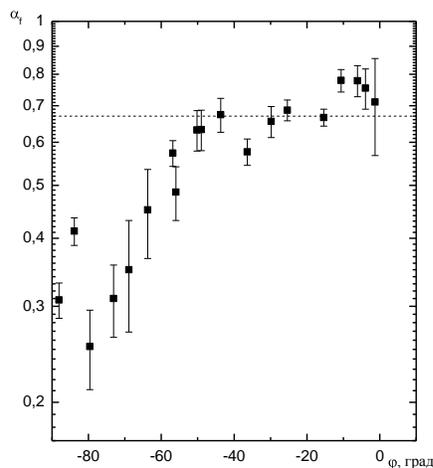
Уплотнение спектров, т.е. уменьшение спектрального индекса  $\alpha_f$  наблюдается не только при малых гелиоцентрических расстояниях, но и на высоких гелиоширотах. Об этом свидетельствуют результаты обработки данных уникального эксперимента, проведенного в 1995г. с помощью КА ULYSSES. Значение спектрального индекса временных спектров флуктуаций частоты для различных гелиоширот даны на рис.13. Для всех данных этого рисунка прицельная точка луча зрения находилась в достаточно узком интервале гелиоцентрических расстояний (от  $22 R_S$  до  $32 R_S$ ), поэтому можно утверждать, что рис.13 характеризует реальную зависимость показателя  $\alpha_f$  от широты. Это же подтверждается и

тем фактом, что в данном интервале гелиоцентрических расстояний радиальная зависимость  $\alpha_f$  для низкоширотных и среднеширотных данных отсутствует.



**Рис. 12 а, б.** Зависимость среднеквадратичных значений флуктуаций частоты  $\sigma_f$  КА GALILEO от прицельного расстояния радиолуча  $R$ . (а) минимум солнечной активности; (б) максимум солнечной активности

Как видно из рис.13, значение  $\alpha_f$  составляет 0.6...0.7 на низких широтах ( $\varphi < 40^\circ$ ), а с приближением к полюсам спектральный индекс обнаруживает тенденцию к систематическому уменьшению. Таким образом, турбулентность остается неразвитой для широт более  $50^\circ$  и лишь для низкоширотных областей ( $\varphi < 40^\circ$ ) турбулентность близка к колмогоровской.



**Рис.13.** Зависимость спектрального индекса  $\alpha_f$  временных спектров флуктуаций частоты от гелиошироты зондируемой области (по данным КА ULYSSES, 1995 г.). Пунктирная прямая  $\alpha_f = 0.67$  соответствует турбулентности Колмогорова-Обухова.

Спектральный анализ частоты и амплитуды позволил определить внешний  $L_0$  и внутренний  $\ell_m$  масштабы турбулентности плазмы при различных гелиоцентрических расстояниях в цикле измерений 1995/96 гг. и 1996/97 гг. (КА GALILEO). Значения внешнего масштаба  $L_0$  изменяются в значительных пределах (от 1 до  $20R_S$ ), но явно просматривается тенденция к его возрастанию с гелиоцентрическим расстоянием. Значения  $L_0$  были аппроксимированы степенными зависимостями. Показатель степени для данных 1995/96 гг. составил  $\sim 0.80$ , а для 1996/97 –  $0.44$ . Если спектральный индекс  $\alpha$ , скорость  $V$  и внешний масштаб турбулентности  $L_0$  не зависят от расстояния  $R$ , интенсивность флуктуаций частоты, создаваемых фоновым солнечным ветром, будет изменяться по степенному закону  $\sigma_f = AR^{-\gamma_1}$  показатель которого  $\gamma_1 = 1.5$ . Если же принять во внимание установленную недавно зависимость внешнего масштаба турбулентности от гелиоцентрического расстояния  $L_0 = AR^{0.8}$ , изменение  $\sigma_f$  с радиальным расстоянием окажется более сильным:  $\sigma_f = AR^{-\gamma_2}$ , где  $\gamma_2 = 1.77$ . Этот вывод был подтвержден при анализе большого объема информации, полученной при радиозондировании солнечного ветра сигналами «Galileo» в период с 1995 по 2002 г.

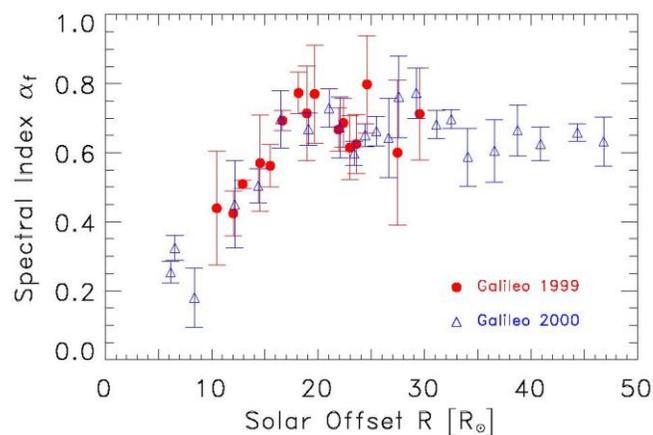


Рис.14. Радиальные зависимости спектрального индекса частотных флуктуаций  $\alpha_f$  в измерениях радиозондирования с помощью КА Galileo в 1999 г. и 2000 г.

Величины спектрального индекса измерений, выполненных в 1999 г. показаны на рис.14 кружками, в 2000 г. - треугольниками, при этом каждая точка является средней величиной по 3...5 измерениям, зарегистрированным в пределах интервала солнечного радиуса (отличие не превосходит  $1.5 R_S$ ). Радиальные зависимости показывают одинаковые особенности. На расстоянии примерно  $R = 16 R_S$ , величина спектрального индекса  $\alpha_f$  стабилизируется на уровне соответствующим спектральному индексу спектра Колмогорова – Обухова. Измерения 1999 (расстояния в диапазоне  $16 R_S < R < 30 R_S$ ) дают среднюю величину  $\alpha_f = 0.711$ . Соответствующая величина для 2000 ( $16 R_S < R < 33 R_S$ ) составляет  $\alpha_f = 0.667$ . Таким образом, на основе анализа одновременных записей амплитуды сигналов  $S$  –

и X – диапазонов аппарата ULYSSES, зондировавших солнечный ветер, установлено, что переход из режима слабых мерцаний в режим насыщения происходит на гелиоцентрическом расстоянии около 16 радиусов Солнца  $R_s$  для частоты 2,3 ГГц и около 7 радиусов  $R_s$  для частоты 8,4 ГГц.

Эксперименты по радиозондированию околосолнечной плазмы с использованием КА MARS – EXPRESS выполнялись в течение периода с 18 августа по 22 октября 2004 г., в интервале гелиоцентрических расстояний от 3,6  $R_s$  до 49  $R_s$ . Эксперименты осуществлялись при помощи двухчастотной системы, работающей в дециметровом и сантиметровом диапазонах в режиме когерентного ответа. Оба когерентных сигнала S–диапазона (2.3 ГГц) и X-диапазона (8.4 ГГц) принимались наземными пунктами Мадрид (DSS 63) и Голдстоун (DSS 15), где производились измерения их частоты, амплитуды, а также приведенной разности частот  $\Delta f_{SX} = f_S - K_S/K_X f_X$ . Наблюдаемые частотные флуктуации были записаны в течение периода низкой солнечной активности  $\langle W \rangle = 28$ . Данные применимы к низким гелиографическим широтам, то есть к медленному солнечному ветру. На рис. 15а представлена зависимость среднеквадратичного значения флуктуаций дифференциальной частоты  $\sigma_f$  от прицельного расстояния радиолуча  $R_s$ . Экспериментальная зависимость аппроксимируется степенной функцией  $\sigma_f = B(R/R_s)^{-b}$ , где  $R_s$  – солнечный радиус. Анализ дает  $B = 13.53$  Гц,  $b = 1.77$  для фазы входа и  $B = 18.02$  Гц,  $b = 1.92$  для фазы выхода. Средняя величина показателя степени для этого периода составляет  $\langle b \rangle = 1.83$  и среднеквадратичное значение флуктуаций частоты  $\sigma_f$  при 10  $R_s$   $\sigma_f(10R_s) = 0.21$  Гц (вход) и 0.22 Гц (выход). Этот вывод согласуется с результатами подобного анализа, полученного от GALILEO коронального радио-зондирующие эксперимента в течение низкой солнечной активности в 1994 и 1995 г. Значения спектрального индекса  $\alpha_f$  спектров флуктуаций частоты для различных гелиоцентрических расстояний приведены на рис. 15 б. Видно, что уплощение спектров, т.е. уменьшение спектрального индекса  $\alpha_f$  наблюдается при малых гелиоцентрических расстояниях. Величина  $\alpha_f = 0.3 - 0.4$  в интервале расстояний от Солнца  $R < 13 R_s$ . Об этом же свидетельствуют результаты обработки другого эксперимента, проведенного в 1995 г. с помощью КА ULYSSES. В интервале гелиоцентрических расстояний (от 22  $R_s$  до 32  $R_s$ ), значение  $\alpha_f$  составляет 0.6...0.7 на низких широтах ( $\varphi < 40^\circ$ ), а с приближением к полюсам спектральный индекс обнаруживает тенденцию к систематическому уменьшению.

На рис. 15а максимальное значение  $\sigma_f$  связано с прохождением переднего фронта коронального выброса масс, наблюдавшегося 21 сентября 2004 г., которое сопровождалось резким возрастанием средней частоты на величину около 2.5 Гц, а спустя 5 минут таким же резким уменьшением. Из выражения (6) для  $\sigma_f^2$  видно, что интенсивность флуктуаций радиоволн, проходящих через трассу радиозондирования, пропорциональна интенсивности неоднородностей электронной концентрации и примерно пропорциональна скорости движения неоднородностей. Оба эти фактора имеют повышенные значения для

возмущенных плазменных образований типа КВМ, следовательно, при прохождении КВМ через трассу радиосвязи с заходящими за Солнце космическими аппаратами следует ожидать резкого увеличения интенсивности флуктуаций частоты зондирующих плазму радиосигналов.

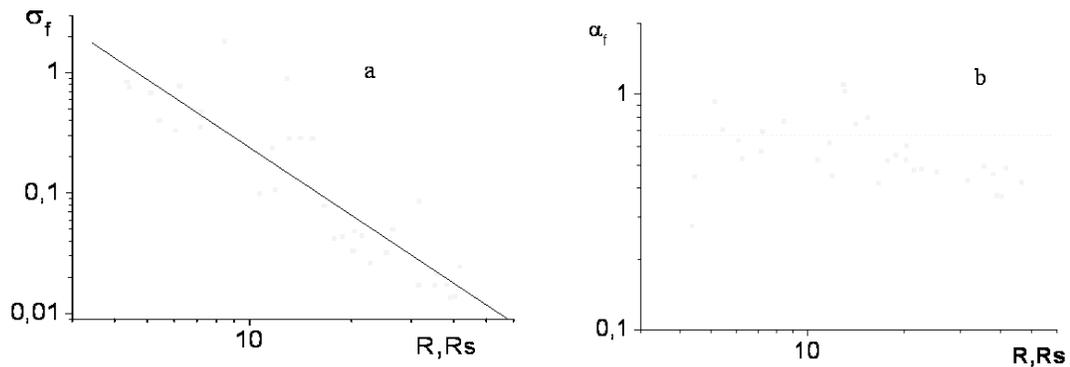


Рис. 15 a, b. Зависимость среднеквадратичного значения флуктуаций частоты  $\sigma_f$  сигналов (a) и спектрального индекса временных спектров частотных флуктуаций БПФ-1024 (b) КА MARS – EXPRESS от прицельного расстояния радиолуча  $R_S$ ; Пунктирная прямая  $\alpha_f = 0.67$  соответствует турбулентности Колмогорова-Обухова (b) . 2004 г.

Разработанная методика позволяет обнаруживать движущиеся от Солнца возмущенные плазменные образования (корональные выбросы масс, транзиенты и др.). Эксперименты по радиозондированию околосолнечной плазмы с использованием Европейского космического аппарата “ULYSSES” выполнялись с 6 августа по 6 сентября 1991 г. в период, когда уровень солнечной активности был очень высок. Общее время прохождения распространяющегося от Солнца плазменного возмущения, зарегистрированного 28/29 августа 1991 г., составило 5 час.16 мин., что при средней скорости движения потоков плазмы  $V = 350$  км/с дает протяженность этого плазменного образования в радиальном направлении  $6.64 \cdot 10^6$  км (около 10 солнечных радиусов).

В работах [8,14]. режимы истечения плазмы для внутренней гелиосферы впервые определялись с использованием эффекта дифференциальной рефракции монохроматических радиоволн дециметрового и сантиметрового диапазонов КА «Венера-15,-16» ULYSSES, связанного с дисперсионными свойствами околосолнечной плазмы. Результаты спектральной и корреляционной обработки сигналов КА ULYSSES показывают, что в области формирования солнечного ветра (гелиоцентрические расстояния 5-7 радиусов Солнца) скорость движения потоков плазмы составляет 160-200 км/с. В областях ускорения и установившегося течения (гелиоцентрические расстояния 20-40 радиусов Солнца) обнаружена двухскоростная структура потоков плазмы с характерными величинами (300-400) км/с и (150-200) км/с. Можно предположить, что неоднородности плазмы связаны с медленными магнитозвуковыми волнами, распространяющимися в противоположных

направлениях с локальной скоростью звука в системе координат, движущейся со средней скоростью солнечного ветра [15].

Данные радиопросвечивания позволяют получать дополнительную информацию о характере движения и анизотропии неоднородностей. В частности, это касается магнитных полей, которые в значительной мере определяют структуру и динамику солнечного ветра и могут проявляться в анизотропии неоднородностей, модулирующих просвечивающие радиосигналы. В эффектах мерцаний временные флуктуации являются результатом трансформации пространственных флуктуаций за счет движения неоднородностей относительно луча зрения, поэтому параметры мерцаний могут быть чувствительными как к анизотропии, так и к скоростям неоднородностей.

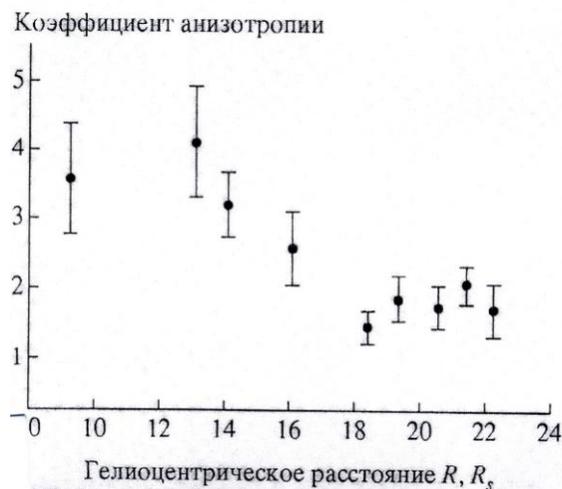


Рис. 16. Коэффициент анизотропии  $\xi$  в зависимости от гелиоцентрического расстояния по данным измерений Венера -15, - 16, 1984 г.

На рис. 16 приведен коэффициент анизотропии  $\xi$  в зависимости от гелиоцентрического расстояния по данным измерений, выполненных в 1984 г. с помощью космических аппаратов Венера- 15,- 16 [6]. Результаты получены в течение 6 дней мая (25 – 29 и 31) и 3 дней июня (2, 3, 7) 1984 г. Радиоволны зондировали внешнюю корону Солнца к западу от фотосферы. Безразмерный параметр  $\xi = V_{dr} / V_{ap}$  вычислялся по измеренным значениям скоростей  $V_{ap}$  (спектр флуктуаций амплитуды) и  $V_{dr}$  (взаимная корреляция флуктуаций частоты). Как следует из этого рисунка, значения параметра  $\xi$  в среднем близки к  $\xi = 3 - 4$  на гелиоцентрических расстояниях  $R = 10 - 15 R_s$  и уменьшаются до  $\xi \leq 2$  при  $R > 15 R_s$ .

Наличие анизотропии неоднородностей и ее изменение с радиальным расстоянием свидетельствуют о том, что магнитные поля играют важную роль в как процессах формирования и эволюции турбулентности, так и в формировании самого течения. В частности, уменьшение степени анизотропии мелкомасштабных неоднородностей от

значений  $\mu \approx 10$  при  $R < 10 R_s$  до  $\mu \leq 2$  при  $R > 10 R_s$  указывает на то, что режимы турбулентности в области дозвукового и сверхзвукового течений существенно различаются. Это различие может быть связано как с изотропизацией углового спектра медленных магнитозвуковых волн, так и с увеличением относительного вклада быстрых магнитозвуковых волн в мелкомасштабные флуктуации концентрации плазмы при переходе от внутренних областей к области сформировавшегося потока. Периодические колебания частоты или фазы радиоволн могут быть обусловлены периодическим изменением интегральной электронной концентрации на луче, т. е. волнами плотности плазмы, пересекающими трассу радиосвязи [16]. Уширение спектральной линии радиоволн имеет ту же природу, что и флуктуации частоты. Ширина спектральной линии  $\Delta f$  пропорциональна произведению  $\sigma_N \cdot V$ . Следовательно, эффект уширения спектральной линии зондирующих сигналов так же чувствителен к прохождению возмущенных плазменных образований, как и флуктуации частоты.

### Заключение

Выполнен анализ флуктуации амплитуды и частоты сигналов космических аппаратов метрового, дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов, наблюдавшихся при радиозондировании околосолнечной плазмы. Установлено, что зависимости уровня амплитудных флуктуации от расстояния между Солнцем и радиолинией (прицельного расстояния радиолуча) описываются степенными функциями, показатель которых уменьшается по мере удаления от Солнца в соответствии с радиальными зависимостями характеристик турбулентности солнечного ветра (спектрального индекса пространственного спектра, внешнего масштаба, интенсивности неоднородностей плазмы). В области малых прицельных расстояний (4...10 солнечных радиусов  $R_s$ ) показатель степенной функции имеет значение  $1,84 \pm 0,13$ , на дистанциях между 20 и 70  $R_s$  его величина равна  $1,77 \pm 0,15$ , а на расстояниях более 100 радиусов Солнца значение показателя степенной функции уменьшается до  $1,50 \pm 0,10$ .

Экспериментальные данные о частотных флуктуациях, возникающих при зондировании околосолнечной плазмы, свидетельствуют о том, что радиальные профили среднеквадратичных значений флуктуаций частоты могут быть аппроксимированы степенными функциями, показатели которых определяются радиальными зависимостями следующих характеристик плазмы: скорости движения потоков плазмы; спектрального индекса пространственного спектра турбулентности; внешнего масштаба турбулентности. Установлено 3 режима флуктуаций частоты. Первый режим реализуется в области полностью установившегося течения солнечного ветра, где все основные характеристики плазмы остаются неизменными при вариации расстояния. Для дистанций более 100  $R_s$  интенсивность флуктуаций частоты должна уменьшаться в соответствии со степенной функцией, показатель которой близок к 1.5. Второй режим имеет место в области гелиоцентрических расстояний между 30 и 100 радиусами  $R_s$ , где проявляется изменение

внешнего масштаба турбулентности с расстоянием, а скорость движения потоков плазмы и спектральный индекс примерно постоянны. Радиальная зависимость является более крутой, чем в первом случае. В области ускорения солнечного ветра (дистанции менее  $30 R_s$ ) изменяются все основные характеристики потоков плазмы, и анализ радиальной зависимости флуктуаций частоты требует более детального рассмотрения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Goldstein R.M. The superior conjunction of Mariner 4. JPL Technical Report. 1967. № 32-1092.
2. Armand N.A., Efimov A.I., Yakovlev O.I. // *Astronomy and Astrophysics*. 1987. V.183. № 1. P. 135.
3. Колосов М.А., Яковлев О.И., Рогальский В.И., Ефимов А.И., Разманов В.М., Штрыков В.К. // *ДАН СССР*. 1978. Т.241. №3. С.555.
4. Яковлев О.И. Космическая радиофизика. Москва. РФФИ. 1998 г. 432 С.
5. Ефимов А.И., Рудаш В.К. // *Радиотехника*. 1998. № 12. С. 52
6. Чашей И.В., Ефимов А.И., Рудаш В.К., Берд М.К. // *Астрономический журнал*. 2000. Т. 77. № 8. С. 1.
7. Ефимов А.И., Рудаш В.К. // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2002. № 9. С. 28.
8. Efimov A.I., Bird M.K., Rudash V.K., Andreev V.E., Chashei I.V., Plettemeier D., Edenhofer P. // *Advances in Space Research*, 2005. V.35, P.2189.
9. Imamura T., Noguchi K., Nabatov A., Oyama K.I., Yamamoto Z., Tokumaru M. // *Astronomy and Astrophysics*. 2005. V.439. P. 1165.
10. Morabito D.D. // *Radio Science*. 2007. V. 42. № 10. P. 10129.
11. Efimov A.I., L.N.Samoznaev L.N., Rudash V.K., Chashei I.V., Bird M.K., Plettemeier D. // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. V. 26. N. 6. . 2007. P. 455.
12. Ефимов А.И., Самознаев Л.Н., Рудаш В.К., Чашей И.В., Берд М.К., Плеттемейер Д // *Астрономический журнал*. 2007. Т. 84. № 8. С. 760.
13. Bird M.K., Efimov A.I., Rudash V.K., Samoznaev L.N., Chashei I.V., Plettemeier D. // *Advances in Space Research*. 2008. V.42. P. 110.
14. Ефимов А.И., Рудаш В.К. // *XX Всероссийская конференция по распространению радиоволн. Труды*. Нижний Новгород. 2-4 июля 2002. С.65
15. Ефимов А.И., Рудаш В.К., Чашей И.В., Шишов В.И., Яковлев О.И. // *Астрономический журнал*. 1993. Т. 70. № 5. С. 1075 .
16. Якубов В. П., Яковлев О. И., Ефимов А.И, Ерофеев А.Л., Корсак О.М., Ерофеева М.А. // *Космические исследования*. 1989. Т. 27. № 5. С. 772.

*e-mail:* [rudash@ms.ire.rssi.ru](mailto:rudash@ms.ire.rssi.ru)