

О.В. Гулинский, В.Ю. Белашов, М.Е. Кац, И.Я. Либин,
 К. Отаола, С.Ф. Носов, Р.Е. Прилуцкий, Х. Перес-Пераса,
 М. Стеглик, К.Ф. Юдахин

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО НАЗЕМНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

При распространении космических лучей в межпланетном пространстве возникают характерные флуктуации их интенсивности, обусловленные рассеянием заряженных частиц космического излучения на случайных неоднородностях межпланетного магнитного поля (ММП).

Несмотря на то, что частицы сравнительно небольших энергий описывают самые ощутимые флуктуации, наиболее информативным является исследование флуктуаций в области средних и высоких энергий частиц (больше нескольких ГэВ), распространение которых удовлетворительно описывается уравнениями диффузионной теории. Физически это связано с тем обстоятельством, что частица с большим ларморовым радиусом

($R = \frac{c\rho}{eH} \gg R_c$, где R_c - радиус корреляции случайного магнитного поля) "видит" широкий спектр неоднородностей межпланетного магнитного поля, в то время как малоэнергичные частицы, взаимодействуя с высокочастотной частью спектра магнитных неоднородностей, приносят информацию о сравнительно узком участке спектра турбулентности магнитного поля. Малость амплитуды флуктуаций в области высоких энергий компенсируется тем обстоятельством, что измерения в этой области энергий проводятся наземными приборами с высокой статистической точностью [1-4].

Если учесть, что диффузия является изотропной и случайное магнитное поле статистически изотропно, то можно получить сравнительно простое соотношение, связывающее спектры мощности флуктуаций космических лучей и магнитного поля:

$$P(f) = \left(\frac{\Lambda \nabla n}{R_c H_0} \right) \left\{ C_x P_B(f) + C_y \frac{\cos^2 \lambda}{4} \times B(f - f_0) \right\}, \quad (1)$$

где Λ - транспортный пробег частицы, R_c - ларморовский радиус частицы в регулярном магнитном поле H_0 , ∇n - градиент концентрации космических лучей, C_x и C_y - константы, λ - асимптотическая широта станции наблюдения, f_0 - частота вращения Земли, $B(f)$ - спектр мощности ММП, которое предполагается однородным и изотропным в пространстве.

В работе [5] приведены спектры мощности флуктуаций космических лучей, вычисленные по данным станций Ломницкий Штит, Восток и Москва за период с 15 мая по 20 декабря 1979 г. и спектры, вычисленные из соотношения (1). Сравнение наблюдаемых спектров флуктуаций интенсивности космических лучей с рассчитанными на основе соотношения (1) показывает, что учет смещения частоты, связанного с вращением Земли (второе слагаемое в выражении (1)), приводит к хорошему согласию экспериментальной и расчетной кривых (все кривые проводились на частоте $f = 10^{-6}$ Гц).

Решение обратной задачи дает значение показателя спектра мощности флуктуаций порядка 1,85, что хорошо согласуется с прямыми измерениями ММП для того же периода.

Как известно, на фронте сильной ударной волны, распространяющейся в межпланетном пространстве, происходит сжатие и усиление межпланетного магнитного поля. Поскольку это поле имеет регулярную и случайную составляющие, то и область сжатия на фронте ударной волны может иметь две составляющие, причем случайная составляющая поля в области усиления будет оказывать дополнительное воздействие на галактические космические лучи, которые отражаются от переднего фронта ударной волны. Если передний фронт рассматривать как некую статистически неровную поверхность, равномерно расширяющуюся из определенной точки межпланетного пространства, то

$$r_{\Sigma} = r_s + n\xi(r_s),$$

где Σ – случайная поверхность, s – средняя поверхность, n – нормаль к средней поверхности, $\xi(r_s)$ – случайная функция в точке r_s . При таком подходе (считая, что от однородной поверхности частицы отражаются зеркально и на отраженные частицы не действуют другие силы) функция распределения для флуктуирующей части частиц может быть представлена в виде:

$$f(r_s, p) = f_s(r_s, p) + f_1(r_s, p)$$

$$f_1(p) = 2kf_0(p_0) \left[\frac{\cos(\hat{k}\hat{p})}{\cos(\hat{n}\hat{p}) - \frac{V}{v}} - \cos(\hat{n}\hat{k}) \right], \quad (2)$$

где $k = |\nabla \xi(r_s)| \sim \xi_{\max}/c$, f_s – функция распределения частиц, отраженных от средней поверхности, f_1 – флуктуирующая добавка порядка ξ , обусловленная случайной составляющей поверхности, p – импульс частицы со скоростью v в лабораторной системе координат, V – скорость расширения поверхности, $f_0(p_0)$ – невозмущенная функция распределения космических лучей в межпланетном пространстве. С помощью выражения (2) можно оценить добавку к амплитуде эффекта возрастания ΔR :

$$\Delta R = \frac{l_c}{R_H} \left(\frac{l_c}{L} \right)^3,$$

где l_c – размер неоднородностей, L – расстояние между ними, $R_H = \frac{pc}{eH}$, H – среднее поле в пределах одной неоднородности. Если $l_c \ll L$, то найденная добавка будет незначительна и полученный результат особой практической ценности не представляет. При $l_c \sim L$ добавка становится порядка $\Delta \sim \frac{l_c}{R_H}$ и такие флуктуации вполне можно измерить, используя данные сцинтилляционных телескопов и нейтронных

мониторов большой площади. Конечно выделить такие флуктуации порядка 0,1-0,2% на фоне возрастания в 1-3% непросто, тем не менее такие попытки оправданы, поскольку результаты позволяют исследовать микро-структуру переходного слоя ударной волны.

Необходимо отметить, что выражения (1 и 2) как и результаты целого ряда работ [2-4], позволяют решать в основном только прямую задачу - определение спектра мощности флуктуаций космических лучей по данным об аналогичных спектрах ММП. Для решения обратной задачи приходится делать слишком много предположений, тем не менее при $\langle N_0 \rangle \sim 5 \cdot 10^{-5}$ Гс, $\langle v \rangle \sim 2,8 \cdot 10^{10}$ см.с $^{-1}$, $\langle \lambda \rangle \sim 45^\circ$, $\langle V \rangle \sim 5 \cdot 10^7$ см.с $^{-1}$ и $\langle \delta \rangle \sim 0,1-0,2$ для значений $n = 0, 1, 2$ такие расчеты были проведены в работах [4,5]. Оптимальным решением поставленной задачи явилось бы определение основных параметров межпланетной среды (напряженности межпланетного магнитного поля H_0 , спектра мощности флуктуаций $P_B(f)$ и скорости солнечного ветра) по данным о флуктуациях космических лучей. Такая возможность может быть достигнута либо при использовании спектрографа космических лучей [6], либо при одновременном использовании данных различных космофизических приборов на одной станции. Действительно, согласно [5,7] для частот $f_1 > f_R$, где f_R - резонансная частота, спектр мощности флуктуаций космических лучей, наблюдаемых на Земле, может быть представлен в виде:

$$\frac{P_n(f > f_R)}{n_0} = \frac{2P_B(f)}{H_0^2} \delta_{\parallel}^2 \left(\frac{300H_0 V \cos \psi}{2\pi} \right)^2 \frac{f^2}{n-1} \frac{\int_{R_c}^{\infty} R^{-2} W(R) dR}{\int_{R_c}^{\infty} W(R) dR}, \quad (3)$$

где $P_B(f)/H_0^2$ - спектр мощности флуктуаций ММП, $W(R)$ - коэффициенты связи, определяемые в виде:

$$W(R) = a(\alpha - 1) \exp(-\alpha R^{\alpha+1}) R^{-\alpha},$$

$$\alpha = 2,32 - 0,49h + 0,13 \exp(-9,5h),$$

$$\ln a = 1,93 + 0,15h - 0,18 \exp(-10h).$$

Для частот $f_2 < f_R$ выражение аналогичное (3) может быть записано в виде:

$$\frac{P_n(f_2 < f_R)}{H_0^2} = \frac{2P_B(f)}{H_0^2} \cdot \delta_{\perp}^2 \cdot \frac{1}{n+3} \quad (4)$$

Если поле H однородно и регулярно и спектр мощности флуктуаций $P_B(f)/H_0^2$ не меняется на всем исследуемом частотном интервале $[f_1, f_2]$ (что не противоречит результатам наблюдений), то отношение наблюдаемых на поверхности Земли спектров космических лучей для частот больше и меньше резонансной приводит к следующему соотношению:

$$300H_0V = \left[\frac{n-1}{n+3} \frac{(2\pi)^2}{\cos^2\psi} \frac{A_1}{A_2} \int_{R_c}^{\infty} \gamma_1 - \gamma_2 + 2 \frac{\int_{R_c}^{\infty} W(R)dR}{\int_{R_c}^{\infty} R^{-2} W(R)dR} \right] \cdot (5)$$

Необходимо отметить, что описываемая методика не позволяет разделять произведение $H_0 \cdot V$: при проведении расчетов удается по данным о флуктуациях космических лучей получать информацию о спектре мощности флуктуаций ММП и произведении $H_0 \cdot V$ (в предположении постоянства спектра ММП во всем частотном диапазоне).

Если исходить из уравнения Фурье-образа корреляционной функции космических лучей, то

$$g_p(k, \omega) = G_p^2(k, \omega) B_{\alpha\beta}(k, \omega) \hat{0}^2 F_p^2, \quad (6)$$

где G_p - Фурье-образ функции Грина дрейфового кинетического уравнения, описывающего распространение космических лучей, $B_{\alpha\beta}(k, \omega)$ - спектральный тензор случайного магнитного поля $\delta = \nu p_{\perp}^2 \left(\frac{\partial}{\partial p_{\parallel}^2} - \frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2} \right)$

(p_{\parallel} и p_{\perp} - продольная и поперечная составляющие импульса по отношению к регулярному магнитному полю), F_p - средняя функция распределения космических лучей. Выбор функции Грина зависит от характера расстояния на масштабах порядка радиуса корреляции случайного поля. При рассмотрении двумерной турбулентности [8], описывающей флуктуации ММП, создаваемые альвеновскими и магнитозвуковыми волнами в присутствии сильного регулярного магнитного поля,

$$B_{\alpha\beta}(k, \omega) = \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2} \right) \delta(k_{\parallel}) \delta(\omega + kV) P_B(k) \quad (7)$$

(в предположении слабого влияния рассеяния на движение частиц). Величина k_{\parallel} - проекция волнового вектора вдоль направления регулярного магнитного поля, $P_B(k)$ - спектральная функция ММП, V - скорость солнечного ветра и $P(k)$ - спектр флуктуаций космических лучей, определяемый

$$P(k, \omega) = \frac{(2\pi)^4}{4\nu} \delta(k_{\parallel}) \delta(\omega + k_{\perp} \cdot V) P_B(k_{\perp}) (\hat{0}F)^2, \quad (8)$$

где k_{\perp} - нормальная по отношению к регулярному полю проекция волнового вектора.

Для определения частотного спектра флуктуаций необходимо локализовать измерения в одной точке пространства, что сводится к интегрированию выражения (8) по волновому вектору:

$$P(f) = \frac{(2\pi)^4}{2\pi\nu^2} (\hat{O}\bar{F})^2 f^{-1} \int_0^{V_{\perp}/f} dx \frac{\Phi(x)}{\sqrt{V^2/f^2 - x^2}}, \quad (9)$$

где $\Phi(x) = P_B(\frac{1}{x})/x^2$.

Уравнение (9) — известное интегральное уравнение Абеля. Решая (9), получим спектральную функцию ММП через аналогичную функцию космических лучей

$$P_B(f) = \frac{\nu^2 H_0^2}{(2\pi)^2 V_{\perp} (\hat{O}\bar{F})^2} \int_0^1 dx \frac{x}{\sqrt{x^2-1}} \frac{d}{dx} x P(x^2 f). \quad (10)$$

Если спектр мощности флуктуаций космических лучей описать степенной функцией частоты $P(f) \sim f^{-\gamma}$ то соотношение (10) приводит к степенному спектру ММП, причем показатели спектров ММП и КЛ совпадают. Равенство показателей получено и в [8], где исследованы крупномасштабные флуктуации интенсивности космического излучения (в области частот меньших резонансных), обусловленные изменениями энергии космических лучей при крупномасштабных движениях солнечного ветра.

При одномерной турбулентности основную роль играют флуктуации интенсивности, возникающие вследствие пространственной анизотропии функции распределения космических лучей поперек направления регулярного межпланетного магнитного поля. Связь между спектрами приобретает простой вид, хорошо согласующийся с выражением (1)

$$P_B(f) = \frac{4\pi\nu^2}{(2\pi)^4 (V_{\perp} \bar{F})^2} f^2 P(f),$$

и для степенных спектров ММП и КЛ связь между показателями спектров мощности флуктуаций межпланетного магнитного поля и космических лучей имеет вид $\gamma = \nu + 2$, где ν — показатель спектра ММП, γ — КЛ. Полученное соотношение согласуется с экспериментальными результатами наблюдений флуктуаций космических лучей и расчетов их спектров на земле и в межпланетном пространстве.

Для полного анализа факторов и процессов, приводящих к образованию, формированию и развитию наблюдаемых флуктуаций, необходимо из поступающей информации выделить все имеющиеся в ней периодичности, проследить динамику их развития, отбросить несущественные явления и события, сопутствующие флуктуациям в космических лучах, и, наконец, связать, по возможности аналитически, существенные процессы и явления. Большое внимание при этом приобретает не только детальное вычисление и оценивание спектров, что само по себе полезно и чрезвычайно информативно [9], но и изучение поведения спектра как целого: задание спектра в аналитическом виде, вычисление его параметров и сопоставление их с различными процессами в межпланетной среде.

Как показано в ряде работ по спектральному анализу [10,11], прак-

6547

с амплитудой порядка 0,4%) вклад суточной вариации в гармоники более высоких порядков составляет около 0,25% для полусуточной и 0,1% для семичасовой вариации. Для флуктуаций с периодами в несколько десятков минут такой вклад составляет сотые доли процента. Необходимо лишь учесть, что амплитуда таких флуктуаций того же порядка. Так как основной интерес для анализа представляет область частот, соответствующих флуктуациям с периодами меньше нескольких часов, то учет таких долгопериодных трендов для решения наших задач абсолютно необходим.

Что касается расщепления пиков в области частот $f \sim 8 \cdot 10^{-5}$ Гц (с амплитудами, характерными для реальных процессов), то их наличие не дает значительного вклада в гармоники более высокого порядка. Моделирование процесса расщепления пика с амплитудой порядка 0,16% на частоте $f \sim 1,8 \cdot 10^{-4}$ Гц приводит к появлению в спектре ложных пиков не превышающих 90%-ного доверительного интервала в диапазоне частот $2 \cdot 10^{-4} \leq f \leq 1,66 \cdot 10^{-3}$ Гц. На рис. 2, а приведен пример спектрального анализа функций $\sin(t)$ (с амплитудой порядка 0,4% и максимумом на частоте $1,83 \cdot 10^{-4}$ Гц) и белого шума $\xi(t)$ (с амплитудой порядка 0,2%). Действительно, не считая заданной частоты $1,83 \cdot 10^{-4}$ Гц, на остальных частотах спектр имеет вид, характерный для белого шума с широким набором пиков, не превышающих 90%-ного доверительного интервала (штрихованная линия). Наблюдаемые пики соответствуют колебаниям процесса с амплитудой порядка 0,2% на всех частотах, что в значительной степени обусловлено белым шумом; вклад функции $\sin(t)$ в гармоники высшего порядка минимален и составляет не больше 0,1%.

Устранение низкочастотных трендов осуществляется целым набором фильтров [10], наиболее удобными из которых являются фильтры "первых разностей". Частотные характеристики, коэффициенты усиления и фазы для некоторых наиболее распространенных фильтров (например, графики Боде) приведены в работе [13]. Используемые при анализе исходных рядов фильтры подразделяются на три категории.

Низкочастотные фильтры - высокие частоты отфильтровываются или ослабляются системой, низкие частоты пропускаются с различными коэффициентами усиления; фильтры соответствуют интегрированию или оглаживанию входного процесса

$$y_t = \frac{1}{2k+1} \sum_{i=-k}^k h_i x_{t-i}$$

где h_i - как правило, коэффициенты Гаусса.

Высокочастотные фильтры - низкие частоты ослабляются, высокие проходят с различными коэффициентами; происходит дифференцирование процесса

$$y_t = x_t - x_{t-1}$$

$$y_t = x_t - \sum_{i=-k}^k n_i x_{t-i}$$

Применение высокочастотных фильтров приводит к "опережению" выходного процесса входным (фаза положительна).

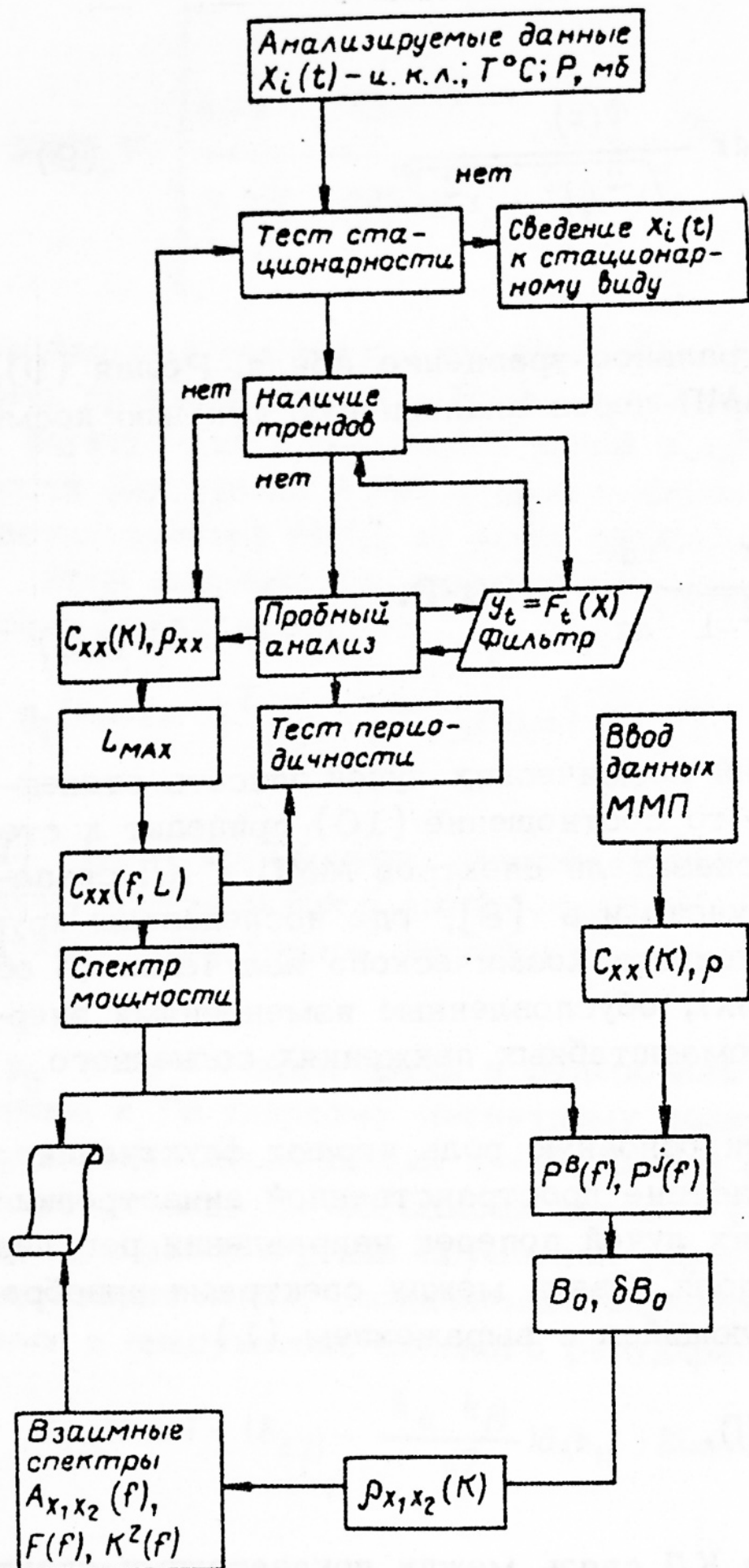


Рис. 1. Блок-схема Фурье-анализа флуктуаций космических лучей

необходимости сведения исходных массивов к стационарному или квазистационарному виду; исследуемая реализация разбивается на n равных интервалов, вычисляются средние значения данных, дисперсия для каждого интервала и эти последовательности проверяются на наличие в них трендов или других изменений во времени, которые не могут быть объяснены только выборочной изменчивостью оценок. Устранение трендов существенно при расчетах спектров мощности флуктуаций, поскольку при анализе мелкомасштабных флуктуаций космических лучей все вариации с периодами больше 12 ч они дают вклад в амплитуду спектральных оценок на высоких частотах. Проведенные расчеты показывают, что при моделировании процесса "перекачки" мощности в область высоких частот (моделировался процесс расщепления пика на частоте $1,15 \cdot 10^{-5}$ Гц

тическая методика оценивания спектров должна состоять из нескольких этапов: предварительный анализ, вычисление выборочных корреляционных и спектральных характеристик, интерпретация полученных результатов. На рис. 1 приведена блок-схема анализа флуктуаций космических лучей, корреляционных связей между ними и достоверности получаемых оценок.

Анализируемые данные: массивы результатов измерения интенсивности космического излучения нейтронными мониторами и сцинтилляционными телескопами на Земле, аэростатами, космическими аппаратами $N_{ik}(t)$; измерения давления P_{ik} и температуры T_{ik} ; значения коэффициентов связи $W_{ik}(R)$ и данные измерения межпланетных магнитных полей B_{ik} (при наличии таких данных). Выбор оптимального интервала анализа задается введением диапазона исследуемых частот $[f_1 \leq f \leq f_2]$, где $f_1 \sim 10^{-5}$ и $f_2 \sim 10^{-2}$ Гц для флуктуаций, обусловленных рассеянием заряженных частиц на случайных неоднородностях ММП и $f_1 \sim 10^{-7}$ и $f_2 \sim 10^{-5}$ Гц для флуктуаций, обусловленных секторной структурой ММП и высокоскоростными потоками.

Тест стационарности служит для выяснения возможности анализа исходных данных или необ-

лиза решается вопрос о числе запаздываний [9], для которых необходимо считать корреляции и ковариации. Пробный анализ заключается в разложении полной суммы квадратов отклонений $\sum_{t=1}^N (x_t - \bar{x})^2$ на сла- гаемые, представляющие собой вклады в эту сумму, обусловленные изменчивостью исходного процесса, с периодами кратными $T/2, T/4, T/8, \dots$, где T – исследуемый период. Пробный анализ позволяет достаточно точно синтезировать частотную характеристику фильтра. Поскольку такой анализ легко выполняется без применения ЭВМ, он является необходимым для выяснения какого рода информация содержится в спектре [12] и является прелюдией к спектральному анализу.

Одномерный спектральный анализ заключается в вычислении выборочных оценок ковариационной функции исходного процесса x_t

$$\tilde{c}_{xx}(k) = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^{N-k} (x_t - \bar{x})(x_{t+k} - \bar{x})$$

и спектральной плотности

$$\tilde{c}_{xx}(f) = 2\Delta [C_{xx}(0) + 2 \sum_{k=1}^{L-1} C_{xx}(k) W(k) \cos 2\pi f k \Delta],$$

где Δ – интервал дискретизации данных наблюдения, f – частота, $W(k)$ – корреляционное окно с точкой отсечения $L \cdot \Delta$, L – величины запаздывания. Одномерный спектральный анализ сводится, таким образом, к вычислению спектров мощности флуктуаций исходных массивов (фурье-преобразование ковариационной или корреляционной функции исходного процесса) с последующей интерпретацией.

Визуальное изучение вычисленных спектров при уменьшении полосы частот окна заключается в варьировании ширины полосы частот, т.е. "стягивая" окно, можно либо упростить спектр, либо привести его к значительной детализации [10–12]. На рис. 2,б приведены спектры мощности для различных значений ширины окна (цифры у кривых): при $L = 10$ наблюдаются "переглаженные" оценки (в терминологии [12]), с увеличением ширины полосы частот окна до $L = 80$ удается увидеть ряд тонких структур спектральных характеристик, в частности, появление пика при $k = 68$. Насколько можно верить такому пику – вопрос особый, но разумный компромисс дает возможность вовремя остановиться, ибо при "стягивании" полосы частот выборочная спектральная оценка становится полиномом от $2\pi f$ все более и более высокой степени [12]. Тем не менее, процедура стягивания окна чрезвычайно важна для выявления деталей спектра, в особенности при применении различных окон, существенно отличающихся своими характеристиками. Такой подход позволяет избавиться от части пиков, связанных только с процессом расчета спектральных характеристик, поскольку для различных окон такие пики будут находиться на различных частотах.

При спектральном анализе неизбежно использование корреляционных или спектральных окон (весовых функций), причем необходимо четко разграничивать сферы их применимости: корреляционные окна применяются непосредственно во временной области, спектральные весовые функции

(Фурье-преобразование соответствующей корреляционной функции) — только при оценивании спектров. Ниже приводится ряд наиболее употребительных функций, используемых при расчетах спектров мощности флуктуирующей космических лучей:

весовая функция Тьюки-Ханна

$$W(r) = \begin{cases} 1/2T \times (1 + \cos \pi r/T) & 0 \leq |r| \leq T \\ 0 & |r| > T \end{cases}$$

весовая функция Тьюки

$$W(r) = \begin{cases} \frac{1}{T} (0,54 + 0,46 \cos \pi r/T) & 0 \leq |r| \leq T \\ 0 & |r| > T \end{cases}$$

весовая функция Парзена

$$W(r) = \begin{cases} \frac{1}{T} [1 - (\frac{|r|}{T})^m] & 0 \leq |r| \leq \frac{T}{2} \\ \frac{2}{T} (1 - \frac{|r|}{T})^2 & \frac{T}{2} \leq |r| \leq T \\ 0 & |r| > T \end{cases}$$

весовая функция Гаусса

$$W(r) = \begin{cases} \frac{1}{T} e^{-ar^2} & 0 \leq |r| \leq T \\ 0 & |r| > T \end{cases}$$

весовая функция Тьюки-Кули

$$W(r) = \begin{cases} \frac{1}{2T} (1 + \cos \frac{\pi r}{T}) & 0 \leq |r| \leq T \\ 0 & |r| > T \end{cases}$$

Все приведенные окна использовались при анализе флуктуаций космических лучей, тем не менее наиболее приемлемыми оказываются, как правило, функции Тьюки и Парзена из-за минимальной корреляции смежных полос в спектрах и минимальной "утечки" мощности из одной оценки в другую. Применение различных спектральных окон особенно существенно при идентификации полученных спектров и их интерпретации. Как показано в [12,13], интерпретация полученных результатов сводится к визуальному изучению вычисленных спектров при уменьшении полосы частот окна. Значительную помощь при интерпретации оказывает тест периодичности программы, сводящийся к изучению автоковариационных функций, спектральных плотностей, результатов пробного анализа и физических соображений о природе спектров. Фактически — тест периодичности начальная фаза подготовки к проведению двумерного анализа.

При использовании нескольких описаний одного и того же процесса, либо для выяснения вопроса о коррелированности различных исходных

массивов, применен тест коррелированности реализаций, сводящийся к вычислению взаимных корреляционных функций, коэффициентов взаимной корреляции и спектров когерентности [14].

Флуктуации космических лучей имеют одну и ту же природу для потоков частиц одинаковой энергии, регистрируемых различными приборами, в связи с чем представляется удобным проведение совместного анализа данных регистраций интенсивности космических лучей либо совместный анализ интенсивности и параметров ММП. Такая процедура позволяет значительно увереннее идентифицировать истинные пики в спектрах, в то время как ложные связанные с методическими погрешностями, будут существенно различными и, следовательно, их вклад во взаимных спектрах будет в значительной степени подавлен, кроме того, при взаимном анализе интенсивности космических лучей и межпланетного магнитного поля удастся делать ряд выводов о природе наблюдаемых флуктуаций. Взаимный спектральный анализ состоит из вычисления выборочных оценок взаимной ковариационной функции, оценок коспектра L_{xy} и квадратурного спектра Q_{xy} [12], позволяющих получать оценки взаимного амплитудного спектра A_{xy} , фазового спектра F_{xy} и спектра когерентности K_{xy}^2

$$\tilde{A}_{xy}(f) = \sqrt{\tilde{L}_{xy}^2(f) + \tilde{Q}_{xy}^2(f)},$$

$$\tilde{F}_{xy}(f) = \arctg[-\tilde{Q}_{xy}(f)/\tilde{L}_{xy}(f)],$$

$$\tilde{K}_{xy}^2(f) = \tilde{A}_{xy}^2(f)/[C_{xx}(f) \cdot \tilde{C}_{yy}(f)].$$

При этом чрезвычайно важно оценить сдвиг между исследуемыми массивами данных. Простейшее предварительное оценивание заключается в центрировании взаимной ковариационной функции C_{xy} , т.е. сдвиге одного из рядов данных относительно другого до тех пор пока максимум C_{xy} не совместится с точкой $K=0$. Необходимость в дальнейшем смещении исходных рядов проверяется при расчетах фазового спектра и спектра когерентности.

Описанная блок-схема вычислений спектральных характеристик флуктуаций космических лучей не является необходимой. В значительной степени все определяется потребностями исследования, тем не менее опыт ее использования при изучении флуктуаций космических лучей показывает достаточную эффективность и гибкость. Приведенная схема реализована в виде нескольких программ; следует подчеркнуть, что каждый из блоков программ реализовывался в виде подпрограмм, так что все программы во многом пересекались.

Проблема оценки спектра по измеренным временным рядам имеет давнюю историю, однако особенности изучаемого явления привели к тому, что просто воспользоваться классической методикой оказалось невозможно. Первой особенностью рассматриваемой задачи является то, что в наиболее интересные периоды (например, во время форбуш-понижения) помимо наличия регулярных трендов (которые, в принципе, можно исключить с помощью различных методов фильтраций) происходит существенная перестройка статистических характеристик процесса (в частности,

корреляционной функции), т.е. он становится нестационарным. В этом случае не определено само понятие спектра, а классическое преобразование (основанное на периодограмме, и его модификации (БПФ, метод Блэкмона-Тьюки и др.) дает неверные результаты. Обычный прием в такой ситуации – выделение участков квазистационарности (что само по себе является нелегкой задачей) сталкивается с рядом трудностей. Такие участки, если они вообще существуют, могут быть очень короткими. Как известно, на малом количестве данных метод Фурье дает плохие результаты и не позволяет выделить близкие частоты. В то же время появляется необходимость разделения близких частот, каждая из которых может быть связана с некоторыми процессами в солнечном пространстве. С целью разделения частот в последнее время используются так называемые авторегрессионные методы. Суть их состоит в ведении дополнительного предположения о том, что исследуемый процесс может быть описан авторегрессионной моделью заранее неизвестного порядка p .

$$x_{t+1} = \sum_{i=0}^p a_{i+1} x_{t-i} \quad t=0,1,\dots \quad (11)$$

В этом предположении оцениваются тем или иным способом коэффициенты авторегрессии и подбирается наилучший в некотором смысле порядок, а уже по этим коэффициентам однозначно вычисляется спектр. Такой подход с применением различных алгоритмов (типа методов Берга, Левинсона-Дурбина, Писаренко, Прони и их модификаций) реализован также и в описываемой методике. В некоторых случаях он дает удовлетворительные результаты. Однако для существенно нестационарных явлений он также неприменим.

В настоящей работе предложен следующий подход. Предполагалось, что процесс может быть описан авторегрессионной моделью, в которой сами коэффициенты изменяются во времени

$$x_{t+1} = \sum_{i=0}^p a_{i+1}(t) x_{t-i} \quad t=0,1,2,\dots \quad (12)$$

Такой процесс, очевидно, является нестационарным. Каждый коэффициент представляется в виде ряда по некоторой заданной полной системе функций $\{\varphi_k\}$

$$a_i(t) = \sum_k^N C_{ik} \varphi_k(t) \quad (13)$$

с неизвестными коэффициентами $\{C_{ik}\}$. В качестве системы функций, в частности, может быть выбран степенной ряд $\{1, x, x^2, \dots\}$. Далее для выбранного числа членов N разложения (13) и порядка p модели (12) по методу наименьших квадратов вычисляются коэффициенты $\{C_{ik}\}$ (p и N могут подбираться в некотором смысле оптимальными). Такой подход позволяет для нестационарного процесса ввести понятие мгновенного спектра.

Каждому конкретному моменту времени t^* , оцененному параметром $\{C_{ik}\}$, соответствует авторегрессивная модель с известными постоянными коэффициентами

$$a_i(t^*) = \sum_{k=1}^N C_{ik} \varphi_k(t^*). \quad (14)$$

Такой процесс назовем остановленным в момент времени t^* (он может быть продолжен на бесконечность), он является стационарным и ему соответствует некоторый спектр, который однозначно вычисляется аналитически по этим коэффициентам. Спектр, остановленного в момент времени t^* процесса, назовем t^* -мгновенным спектром.

Строя по t последовательности мгновенных спектров мы можем изучать происходящую перестройку процесса.

В обсуждаемой методике реализованы все описанные выше подходы — прямого преобразования Фурье и его модификации, авторегрессионные модели и метод мгновенных спектров. В зависимости от конкретной ситуации они используются в различных комбинациях, что позволяет более четко исследовать временные ряды и контролировать полученные результаты.

На основе этих методов была создана система обработки данных: в которой также были реализованы некоторые вспомогательные процедуры — фильтрация высоких и низких частот, исключения регулярных изменений, оценка разладки процесса, т.е. появления нестационарности, вычисление основных статических характеристик процесса. При реализации на ЭВМ системы обработки данных к ней предъявлялись и были реализованы следующие требования:

- Расширенный диалог с пользователем;
- Возможность обрабатывать данные на различных носителях;
- Возможность создания и наращивания банка данных;
- Удобный доступ к любому отрезку данных;
- Представление результатов в наглядной графической форме, в частности, построение динамической картины перестройки спектра процесса.

С помощью описанной методики получены следующие результаты. По данным пятиминутных и часовых значений интенсивности космических лучей на станциях Москва, Утрехт (7-24.09.77 г.) и Кергелен (18-17.09.77 г. нейтронные мониторы) были вычислены спектры мощности флуктуаций космических лучей в диапазоне частот $5 \cdot 10^{-6} \leq f \leq 1,66 \cdot 10^{-3}$ Гц. Достоверность полученных оценок контролировалась процедурой стягивания спектральных окон (применялись окна Тьюки и Парзена) и расчетами взаимных спектров между парами станций с одной стороны и каждой из трех секций нейтронного монитора на ст. Кергелен — с другой. Анализ проводился как в высокочастотной (поиски пиков и динамики их развития), так и низкочастотной областях спектра (оценки поведения наклона спектра в области частот $f \leq 2 \cdot 10^{-4}$ Гц). Спектры задавались в параметрической форме в виде $P(f) \sim A \cdot f^{-\gamma}$, где f — частота, γ — показатель спектра.

Исследования спектров в низкочастотной области спектра проводились с привлечением данных регистрации интенсивности нейтронной компоненты космических лучей на ст. Восток в Антарктиде (1979 г.), ст. Ломницкий Штит (1979 г.) и Баксан (1982 г.). Кроме того, использовались данные сцинтилляционного супертелескопа ИЗМИРАН за 1978-1983 гг. На рис. 3 а-б приведены спектры мощности флуктуаций космических лучей для периода 1-10 декабря 1982 г. по данным нейтрон-

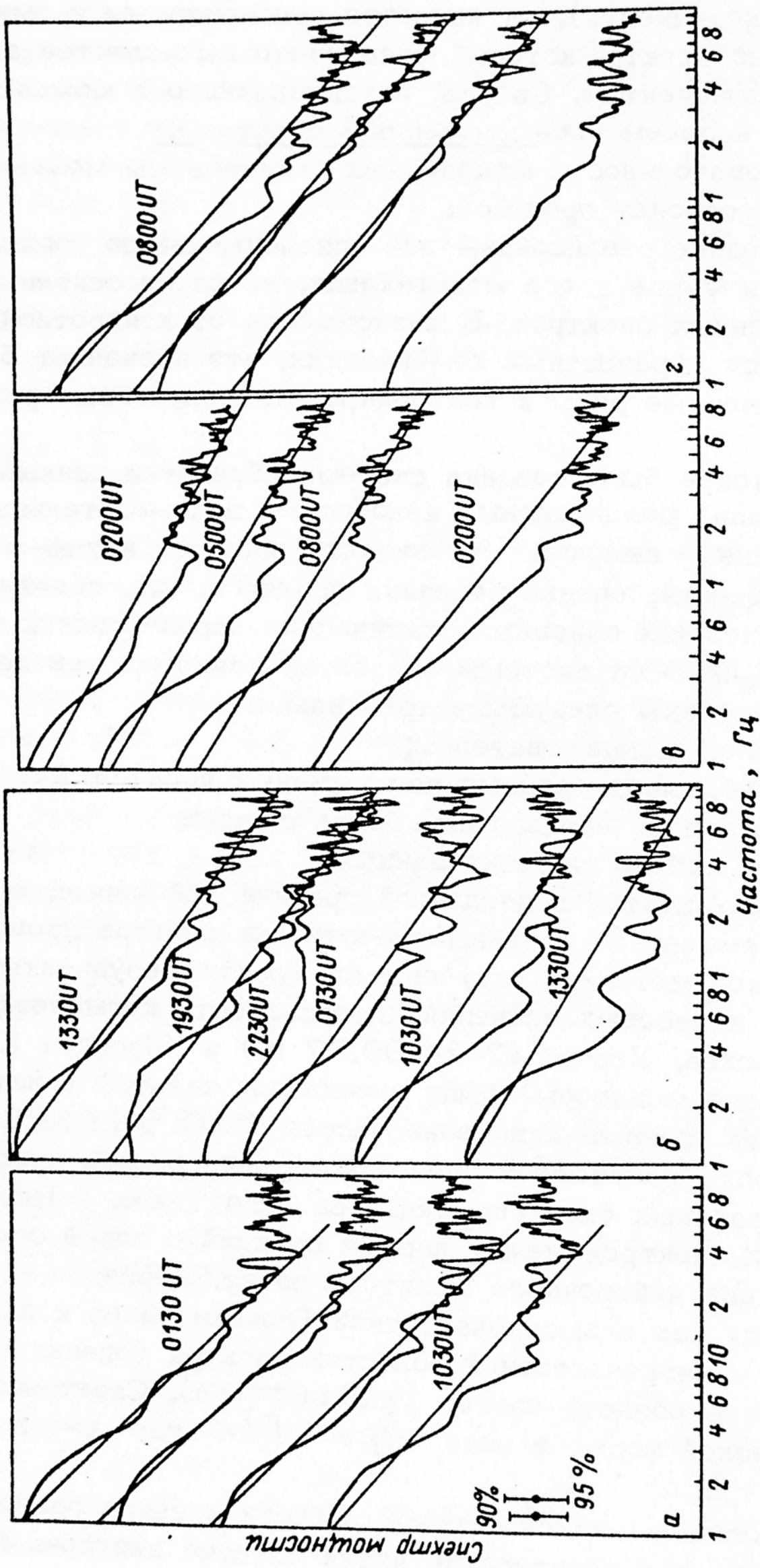


Рис. 3. Спектры мощности флуктуаций нейтронной компоненты интенсивности космических лучей для 1-10 декабря 1982 г.: а - 1-2.12.82; б - 2-3.12.82; в - 5-6.12.82 и 6-7.12.82; г - 6-7.12.82

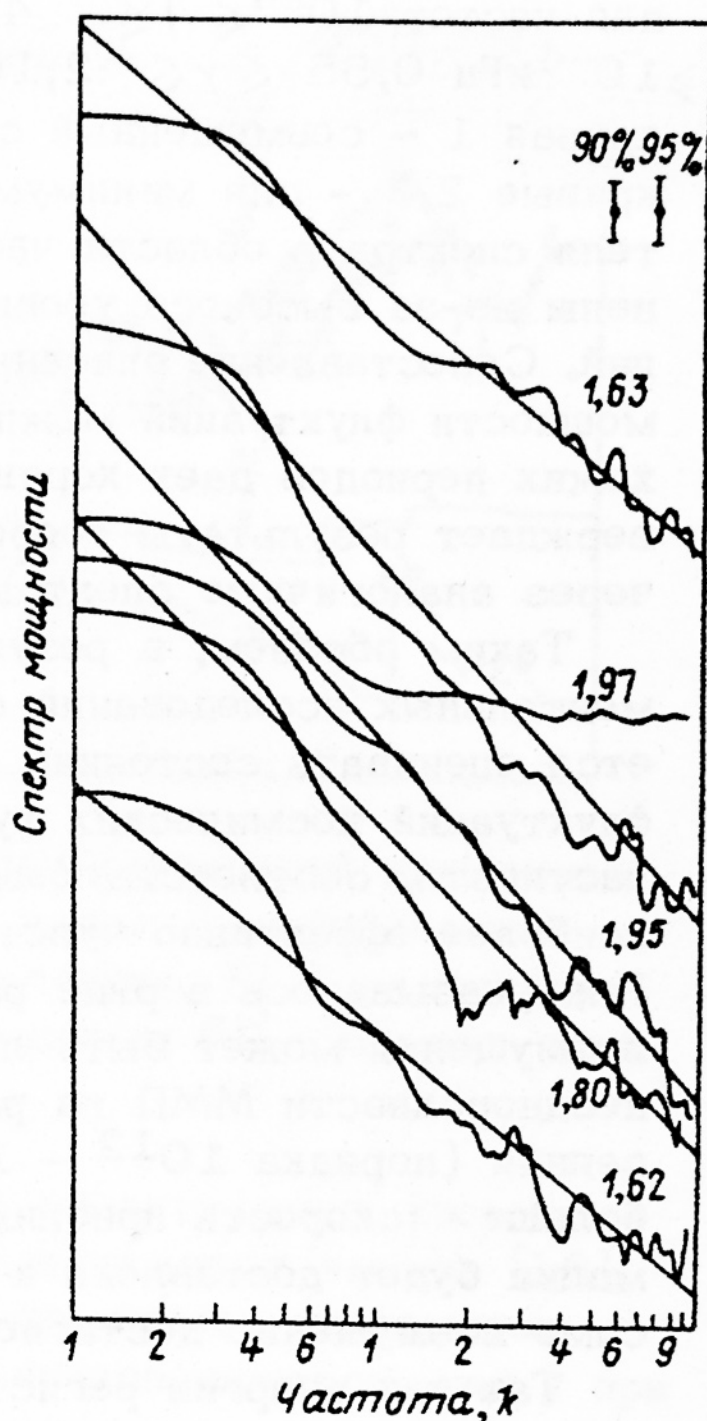
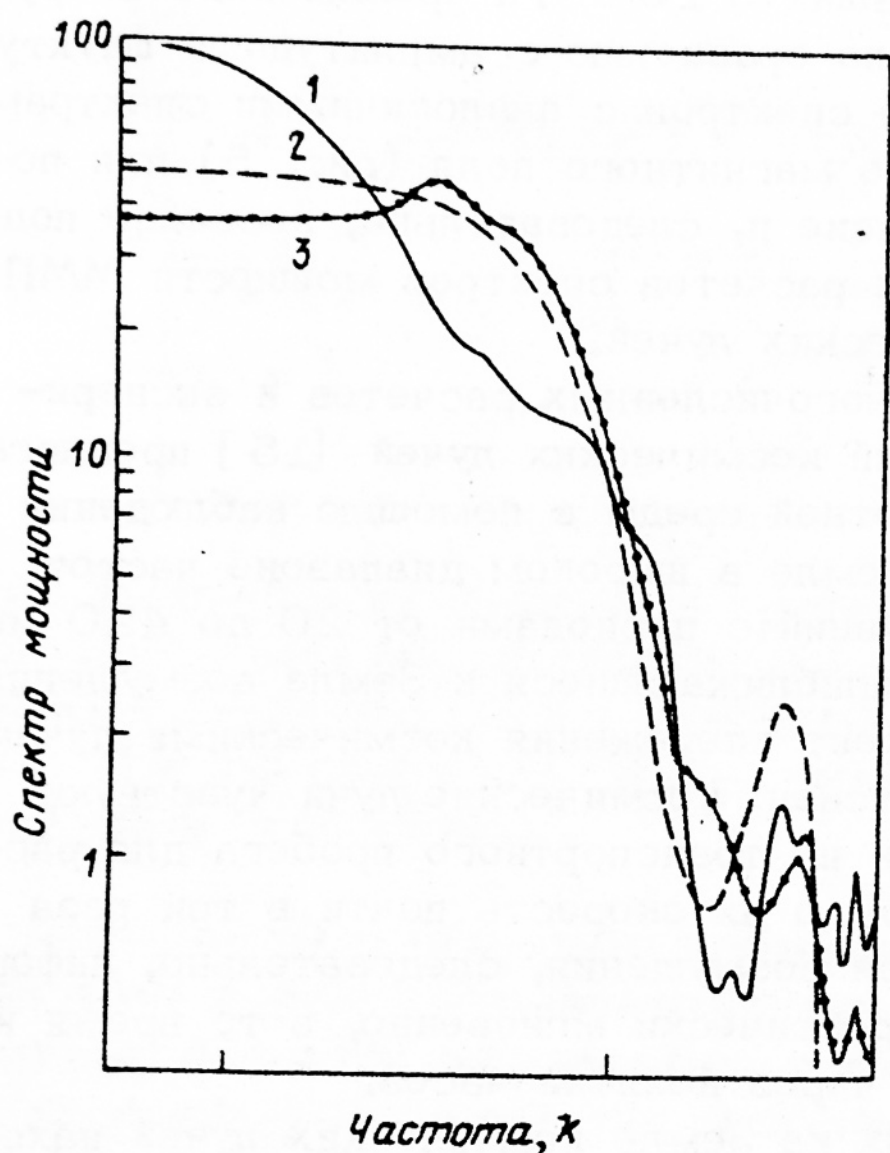


Рис. 4. Спектры мощности флуктуаций для спокойных периодов в максимуме (1) и минимуме (2 и 3) солнечной активности

Рис. 5. Спектры мощности ММП для декабря 1982 г. (значения показателя — цифры у кривых)

ного монитора ст. Москва; спектры оценивались по суточным интервалам со сдвигом. Поведение спектров, как единого целого, и оценка динамики их наклонов убедительно показывают рост величины от 1,5 до 2,9–3,2 перед вспышкой 8 декабря 1982 г. (рис. 3, а). Аналогичное увеличение показателя спектра (хотя и меньшее по амплитуде) наблюдается в 13 30 UT -2.12.82 г., что связано, по-видимому, с аномальной суточной вариацией, наблюдаемой 1–2 декабря (рис. 3, б). Необходимо отметить еще один эффект, достаточно хорошо прослеживающийся на приведенных рисунках: противоположное поведение спектра в области частот $f > 7 \cdot 10^{-4}$ Гц. В то время, как спектр в области низких частот перед возмущениями межпланетной среды укрупняется, т.е. показатель спектра γ от значений 1,0 – 1,2 увеличивается до 2,0 – 3,8, показатель в области высоких частот от 0,2 – 1,0 меняется вплоть до положительных значений. Этот эффект, обнаруженный В.И. Козловым [15], назван эффектом "бабочки" из-за "складывания крыльев" спектра перед возмущениями. Аналогичная картина наблюдается и на рис. 3, а (кривая за 08 00 UT 6.12.82 г.)

Изучение спектров мощности в спокойные периоды (за 1977–1982 гг.) показывает наличие различных значений показателя спектра в разных частотных диапазонах, для частот $f \leq 3 \cdot 10^{-6}$ Гц $1,45 \leq \gamma \leq 1,75$;

для частот $10^{-4} \leq f \leq 4 \cdot 10^{-6}$ $1,95 \leq \gamma \leq 3,35$ и для частот $f \geq 10^{-4}$ и $\gamma \leq 2,10$ для различных событий и периодов (рис. 4, кривая 1 - совмещенный спектр для максимума солнечной активности, кривые 2,3 - для минимума). Необходимо отметить, что оценки показателя спектра в области частот больших $6 \cdot 10^{-4}$ Гц чрезвычайно затруднены из-за высокого уровня шума по сравнению с амплитудами флуктуаций. Сопоставление описанных выше спектров с аналогичными спектрами мощности флуктуаций межпланетного магнитного поля (рис. 5) для похожих периодов дает хорошее согласие и, следовательно, косвенно подтверждает результаты теоретических расчетов спектров мощности ММП через аналогичные спектры космических лучей.

Таким образом, в результате многочисленных расчетов и экспериментальных исследований флуктуаций космических лучей [15] предлагается оценивать состояние межпланетной среды с помощью наблюдений флуктуаций космических лучей на Земле в широком диапазоне частот, в частности, соответствующих флуктуаций с периодами от 20 до 420 мин, наиболее эффективно чувствующих приближающиеся к Земле возмущения. Как указывалось в ряде работ, эффект опережения космическими лучами возмущения может быть легко объяснен: космические лучи чувствуют неоднородности ММП на расстоянии их транспортного пробега для рассеяния (порядка $10^{12} - 10^{13}$ см), а их скорость почти в три раза больше скорости приближающегося возмущения, следовательно, информация будет доставлена к Земле практически мгновенно, в то время как само возмущение достигнет Земли через десятки часов.

Так как энергия регистрируемых на Земле космических лучей находится в широком диапазоне, то и расстояния, на которых находятся приближающиеся к Земле возмущения могут быть существенно различными: регистрируя частицы разных энергий можно обнаруживать неоднородности на расстояниях вплоть до нескольких астрономических единиц. Необходимо еще раз отметить, что возможности изучения флуктуаций на этом не ограничиваются: исследования спектра флуктуаций космических лучей не только дают возможность оценивать средний спектр флуктуаций межпланетного магнитного поля [5], но и показывают количественную связь с уровнем возмущенности среды как выделенных колебаний (о них речь пойдет дальше), так и всего спектра в целом. На рис. 6 приведено поведение показателя спектра мощности флуктуаций космических лучей по данным станций Утрехт и Кергелен для событий в сентябре 1977 г. Из рисунка видно, что по крайней мере за 12-16 часов до форбуш-понижения интенсивности космических лучей значение показателя на обеих станциях начало увеличиваться и достигло максимума практически в момент прихода возмущения к Земле. Аналогичная картина наблюдается в спектрах, вычисленных по данным нейтронного монитора и сцинтилляционного телескопа см. Москва: наклон спектра в области частот $f < 5 \cdot 10^{-5}$ Гц постепенно увеличивается до максимального значения за три часа до прихода возмущения межпланетной среды к Земле и постепенно уменьшается после его прохождения мимо Земли. Таким образом, регулярные и непрерывные расчеты спектров при измерении интенсивности космического излучения на Земле позволяют диагностировать мощные возмущения в окрестностях Земли. Близкие по идеологии диагностики результаты были получены В.И. Козловым по данным высокоширотных мониторов в области частот меньших $5 \cdot 10^{-4}$ Гц

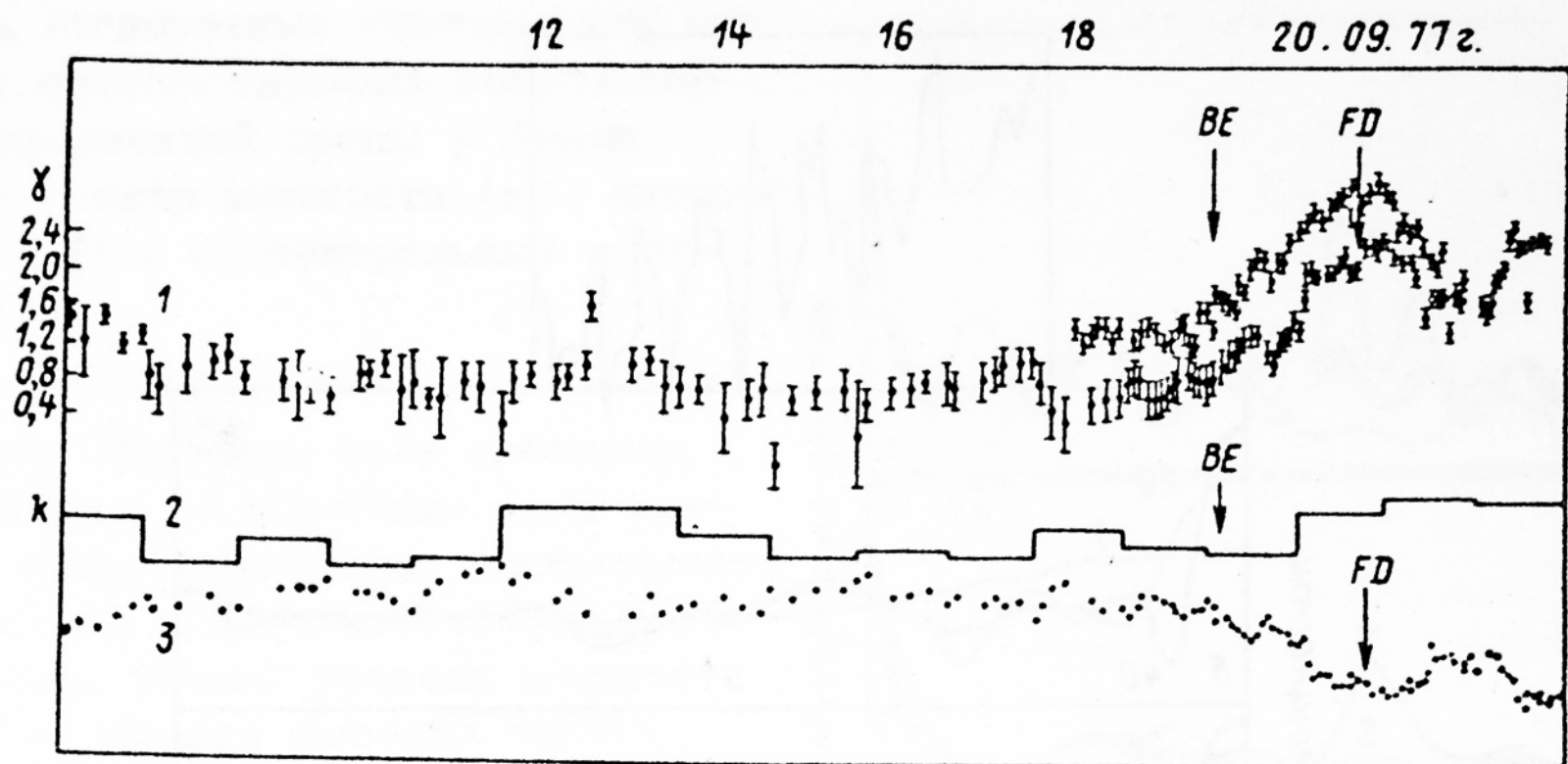


Рис. 6. Поведение показателя спектра мощности флуктуаций космических лучей перед возмущениями межпланетной среды: 1 - показатели спектров мощности, γ ; 2 - коэффициент корреляции, K ; 3 - постоянная составляющая; BE - начало эффекта опережения; FD - момент начала форбуш-понижения.

Сопоставление полученных результатов для галактических космических лучей с аналогичными расчетами для малоэнергичных частиц [16], изучение динамики формирования и развития этих оценок показывает хорошее совпадение: как при идентификации наклонов спектров, так и при прослеживании динамики их изменения наблюдается тесное соответствие, значения показателей спектров для спокойных периодов в области частот от 10^{-4} до $2 \cdot 10^{-3}$ Гц составляют около $1,73 \pm 0,15$ и $\gamma = 3,1 \pm 0,3$ для частот меньших 10^{-4} Гц, что очень хорошо согласуется с результатами измерений по полю. Для тех же периодов (исследовались периоды за ноябрь и декабрь 1977 г.) показатель спектра мощности флуктуаций ММП составил около $1,85 \pm 0,35$ в частотном диапазоне $10^{-2} \leq f \leq 3 \cdot 10^{-4}$ Гц. Полученные значения близки к результатам работы [16], где по данным пластического сцинтиллятора площадью 4 м^2 на баллоне оценены наклоны спектров для 1972 г. $\gamma_2 = 1,7$ и 1975 г. $\gamma = 2,1$ в интервале частот $3 \cdot 10^{-4} \leq f \leq 10^{-2}$ Гц.

Особый интерес (кроме исследований спектров флуктуаций космических лучей в широком диапазоне частот как единого целого) представляет изучение поведения отдельных спектральных линий (пиков) в различные периоды солнечной, межпланетной и геомагнитной активности. Для анализа был использован период 7-23 сентября 1977 г. с привлечением пятиминутных данных регистрации нейтронной компоненты интенсивности космических лучей на станциях Утрехт (средние широты) и Кергелен (высокие широты). Анализ проводился с помощью методов спектра мощности, авторегрессионных методов и метода Прони (см. раздел 3 настоящей работы) по 12 и 24-часовым интервалам со сдвигом на 3 часа. Таким образом было получено множество динамических спектров, позволяющих достаточно уверенно оценить динамику поведения спектральных характеристик во всем исследуемом диапазоне.

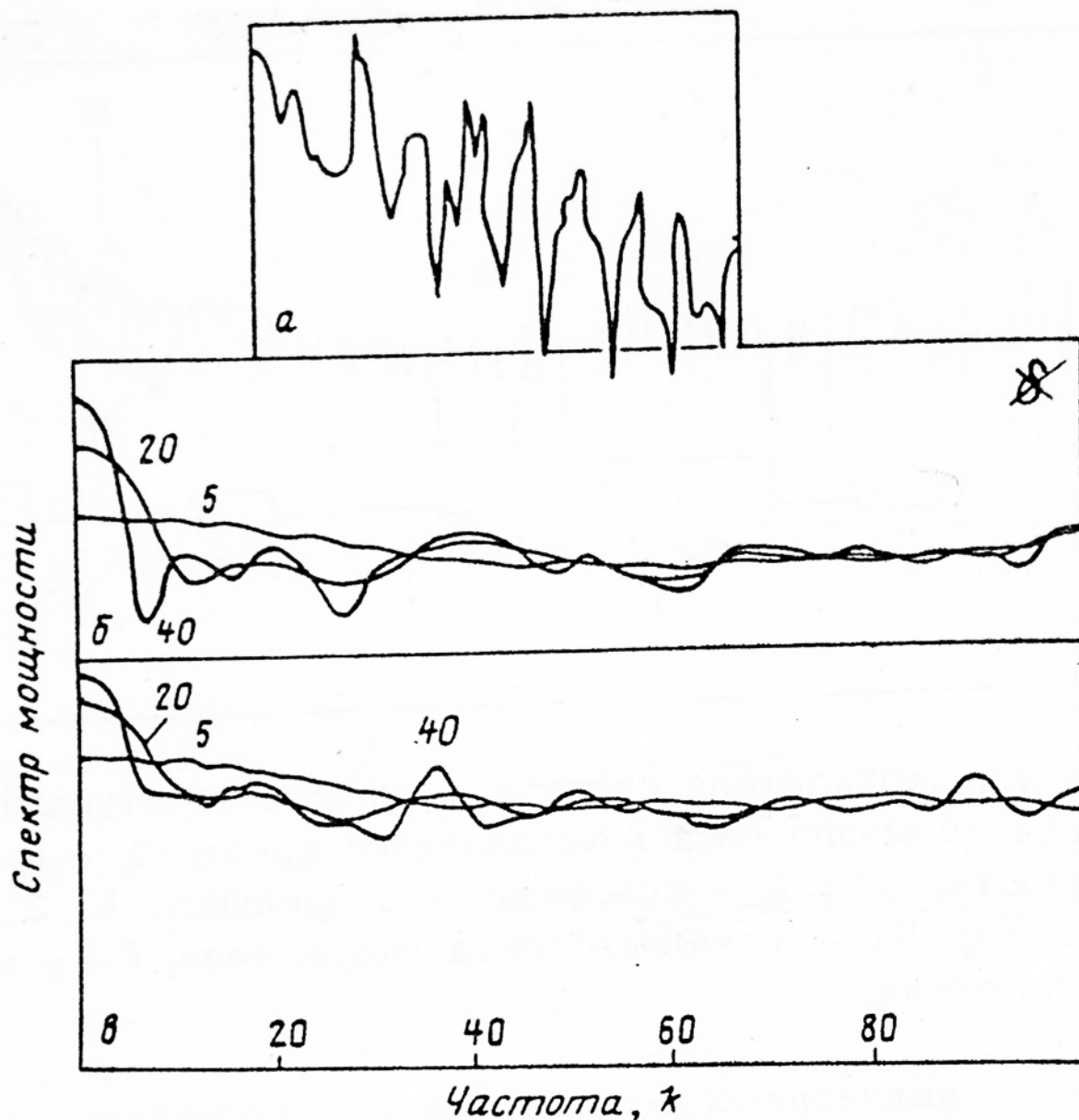


Рис. 7. Автоковариационная функция и спектры флуктуаций космических лучей для периодов 8-9 .09 77 г.: а - автоковариационная функция; б, в - спектры мощности для 8 и 9.09.77 г.

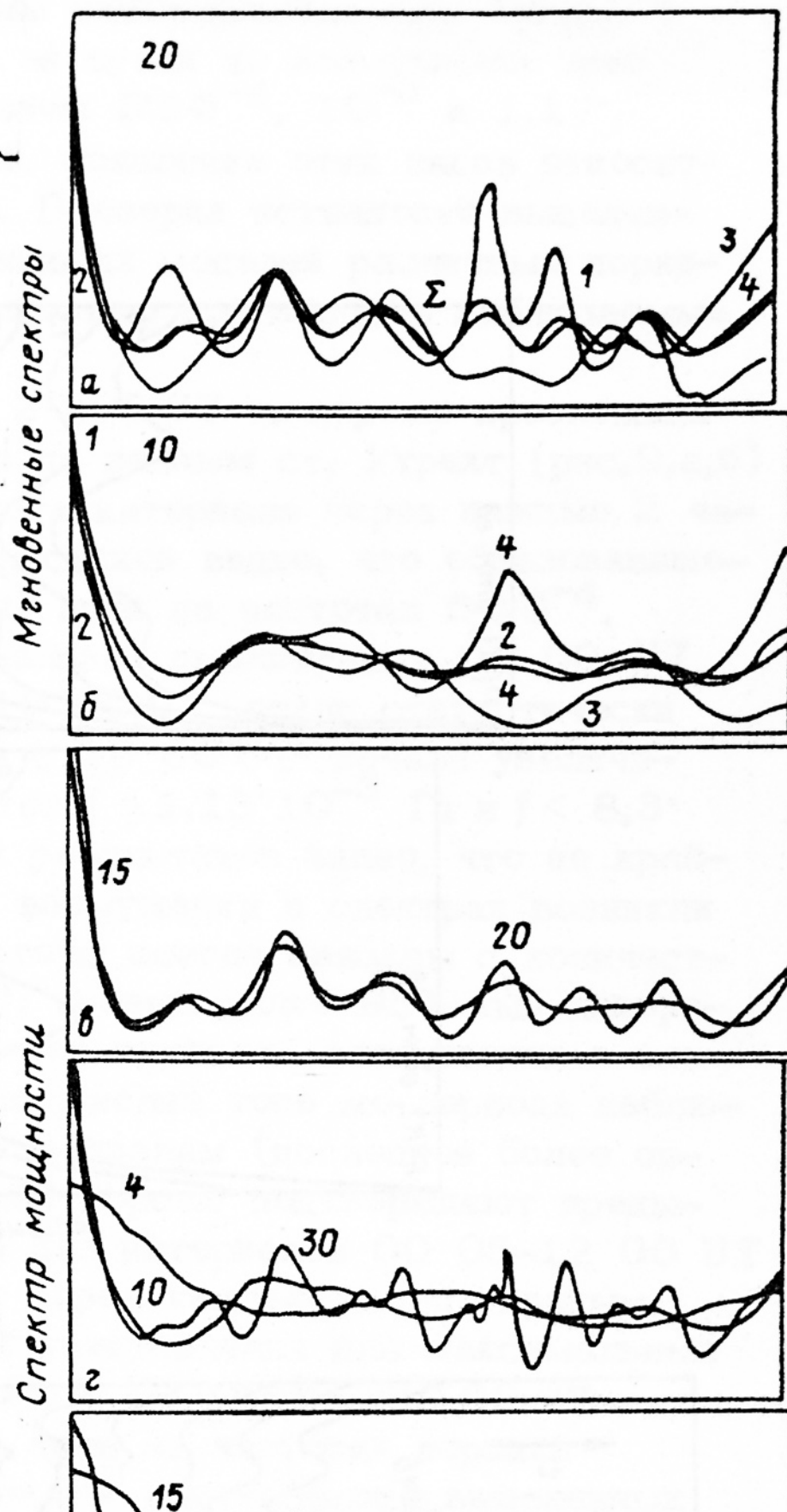
Период 7-24 сентября 1977 г. характеризуется наличием нескольких вспышек на Солнце с 9 по 22 сентября, 7 сентября в 22 27 UT (балл 1В с координатами 10N 90 E), 22 52 UT (2 N - 10N 90 E), 22 55 UT (1N - 09 N 90 E), 9 сентября в 16 46 UT (2 В - 10 N 80E), 14 сентября в 15 45 UT (1 N - 06 N 07 E), 16 сентября в 23 30 UT (3 N - 08 N 19 W), 18 сентября в 00 50 UT (2 N - 07 N 33 W), 19 сентября в 10 45 UT (3 В - 09 N 49 W), 20 сентября в 03 21 UT (3 N - 15 N 55 W). В космических лучах наблюдались форбуш-понижения с амплитудами порядка 2% 12 сентября и 5-6% 21 сентября. В ионосфере с 19 сентября наблюдалась длительная буря, в геомагнитном поле были зарегистрированы бури: 13-14 сентября - малая и 19-23 сентября большая буря на рекуррентном фоне в связи со вспышкой. Тем не менее, в явном виде вся эта вспышечная деятельность проявилась в космических лучах только 12 и 21 сентября. Именно поэтому весь анализируемый интервал был условно разбит на три периода: спокойный (8-9 и 15-19 сентября), период, предшествующий форбуш-понижениям (10-11 и 19-20 сентября) и самих форбуш-понижений. На рис. 7 приведены спектры мощности флуктуаций космических лучей за 8 и 9 сентября 1977 г. по суточным реализациям (автоковариационные функции характеризуются малостью амплитуд при значительной дискретности линий, рис. 7, а). Спектры характеризуются слабой зависимостью от частоты (в области высоких частот) и практически полным отсутствием выделенных пиков (7, б, в). Авторегрессионные модели подтверждают результаты Фурье-анализа; авторегрессионное оценивание спектра мощности не показывает наличия выделенных пиков в спектрах, превышающих 95%-ный доверительный

Рис. 8. Мгновенные спектры для периодов, предшествующих возмущениям межпланетной среды у Земли (а,б) и спектр мощности (в - авторегрессия), (г,д - спектральные плотности)

интервал. Изучение всех спектров, относящихся к спокойным (или квазиспокойным) периодам, подтверждает практически полное отсутствие 95%-ных пиков, низкий уровень мощности оценок в области высоких частот ($f > 3,3 \cdot 10^{-4}$ Гц) во всем диапазоне и, наконец, относительно небольшое значение показателя γ спектра, что хорошо прослеживается не только по результатам настоящей работы, но и по исследованиям спектров для других периодов [13,17,18]

Анализ спектров, вычисленных для периодов, предшествующих возмущению межпланетной среды в окрестности Земли, показывает наличие сложно меняющейся картины: появления и формирования квазипериодических колебаний интенсивности потоков частиц космических лучей на поверхности Земли и различных высотах.

Особенно хорошо эта сложная, меняющаяся картина прослеживается



при расчетах мгновенных моделей порядка 10 (рис. 8 а), и 20 (рис. 8 б)

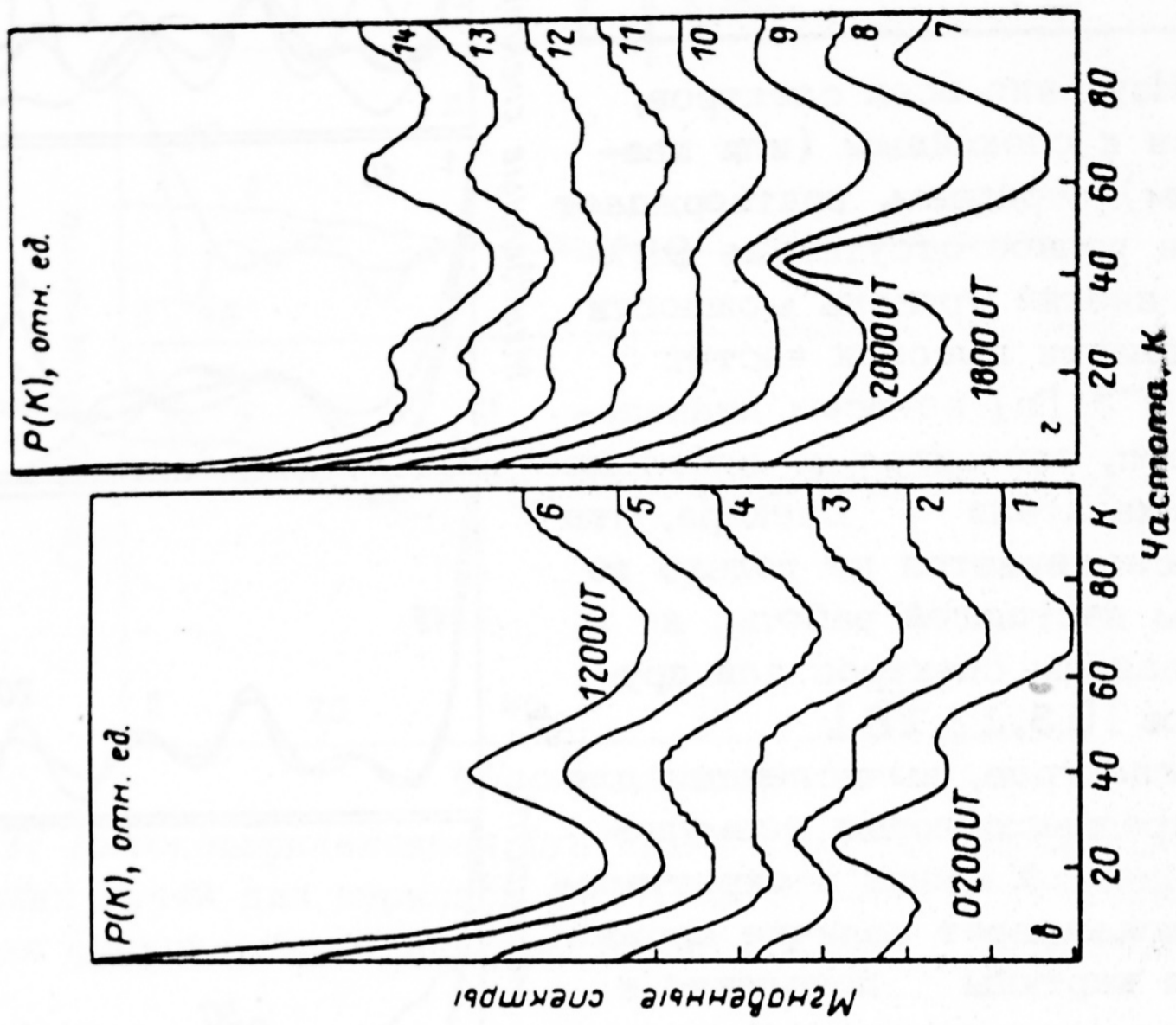
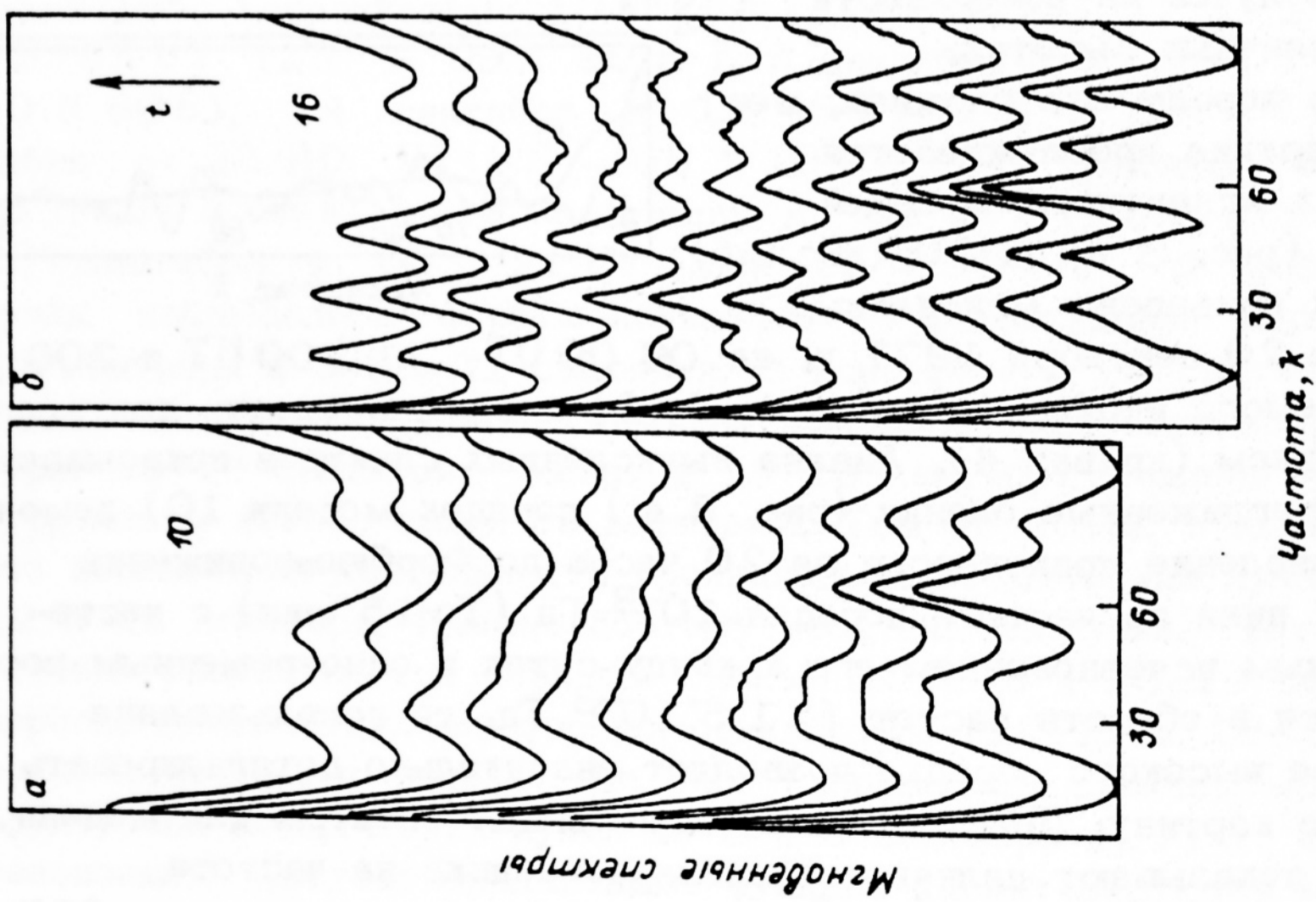


Рис. 9. Динамические спектры мощности флуктуаций космических лучей для 20.09.77 г. по часовой (а,б) реализациям (Утрехт), (в,г) - Кергелен

спектры мощности для различной ширины спектральных окон (цифры у кривых). Спектры показывают наличие за сутки до возмущения трех статистически значимых пиков на частотах $5 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} и $1,17 \cdot 10^{-3}$ Гц причем как видно из рис. 8,б, появление этих пиков относится к первой половине дня 20 сентября. Проверка истинности выделенных колебаний с помощью авторегрессионных моделей различных порядков (цифры у кривых на рис. 8, д) полностью подтвердила наблюдаемые результаты.

Весь процесс перестройки спектров 20.09.77 г. хорошо прослеживается с помощью динамических спектров по данным ст. Утрехт (рис.9,а,б) Спектры вычислялись для всего суточного интервала через каждые 2 часа для моделей порядка 10 и 16. Из рисунков видно, что образовавшиеся еще 19.09 (во второй половине дня) пики на частотах $5 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} , и $1,7 \cdot 10^{-3}$ Гц достигли максимальной амплитуды в 02 00 UT 20.09 и к моменту времени 08 00 -10 00 UT стали статистически не значимыми. В то же время, начиная с 20 00 UT начала увеличиваться мощность оценок в области частот $f \geq 1,13 \cdot 10^{-3}$ Гц и $f < 8,3 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, из приведенных результатов видно, что по крайней мере за сутки до прихода к Земле возмущения в спектрах возникли мощные колебания на ряде частот (частоты всегда связаны с количественными характеристиками возмущения), превышающие 95%-ный доверительный интервал и диссипирующие перед приходом возмущения в низкочастотную и высокочастотные области. Анализ того же периода наблюдений по 12-часовым, а не суточным интервалам (последнее более оправдано для прогнозирования возмущений) хорошо подтверждают предыдущие результаты: мгновенные спектры для интервалов 00 05-12 00 UT и 12 05 - 24 00 UT, вычисленные через каждый час по данным ст. Утрехт с применением ряда функций автоусиления для максимальных частот показывают, что к периоду 06 00 - 07 00 UT 20.09.77 г. в спектрах наблюдались явно выраженные пики на частотах порядка $5 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-3} Гц. Через 6 часов от всего многообразия выделенных частот остался единственный пик на частоте $1,2-1,3 \cdot 10^{-3}$ Гц, который диссипировал уже в 14 00 UT и к 20 00 UT сформировался пик на частоте $8,3 \cdot 10^{-4}$ Гц при постоянно присутствующем пике $5 \cdot 10^{-4}$ Гц. Близкие результаты наблюдаются при изучении мгновенных спектров, вычисленных для суточных интервалов 00 05 - 24 00 UT и 18 05 - 18 00 UT 20-21.09.77 г. по данным ст. Кергелен (рис. 9, в-г). Из рисунков видно, что к 12 00 20.09.77 в спектре сформировался статистически значимый пик (кривая 6, рис. 9, в), который за несколько часов полностью диссипировался (рис. 9,г) и к моменту начала фобуш-понижения спектр принял вид практически без особенностей. Анализ флуктуаций космических лучей 21 сентября позволил оценить дальнейшую динамику развития спектральных оценок. На рис. 10 приведен полный набор спектральных оценок флуктуаций космических лучей для 21.09.77 г. ковариационная функция (рис. 10,а) спектры мощности для ст. Утрехт (рис. 10, б) и (10, в) для ст. Кергелен для суточного периода 00 05-24.00 UT через каждые 6 часов. Рассматривание спектра мощности флуктуаций показывает наличие пиков на частотах порядка $6,5 \cdot 10^{-4}$, $8,3 \cdot 10^{-4}$, $1,05 \cdot 10^{-3}$, $1,3 \cdot 10^{-3}$ и $1,45 \cdot 10^{-3}$ Гц, что соответствует флуктуациям с периодами порядка от 12 до 25 минут, причем наиболее отчетливо просматривается пик на частоте $1,3 \cdot 10^{-3}$ Гц ($T \sim 13$ мин).

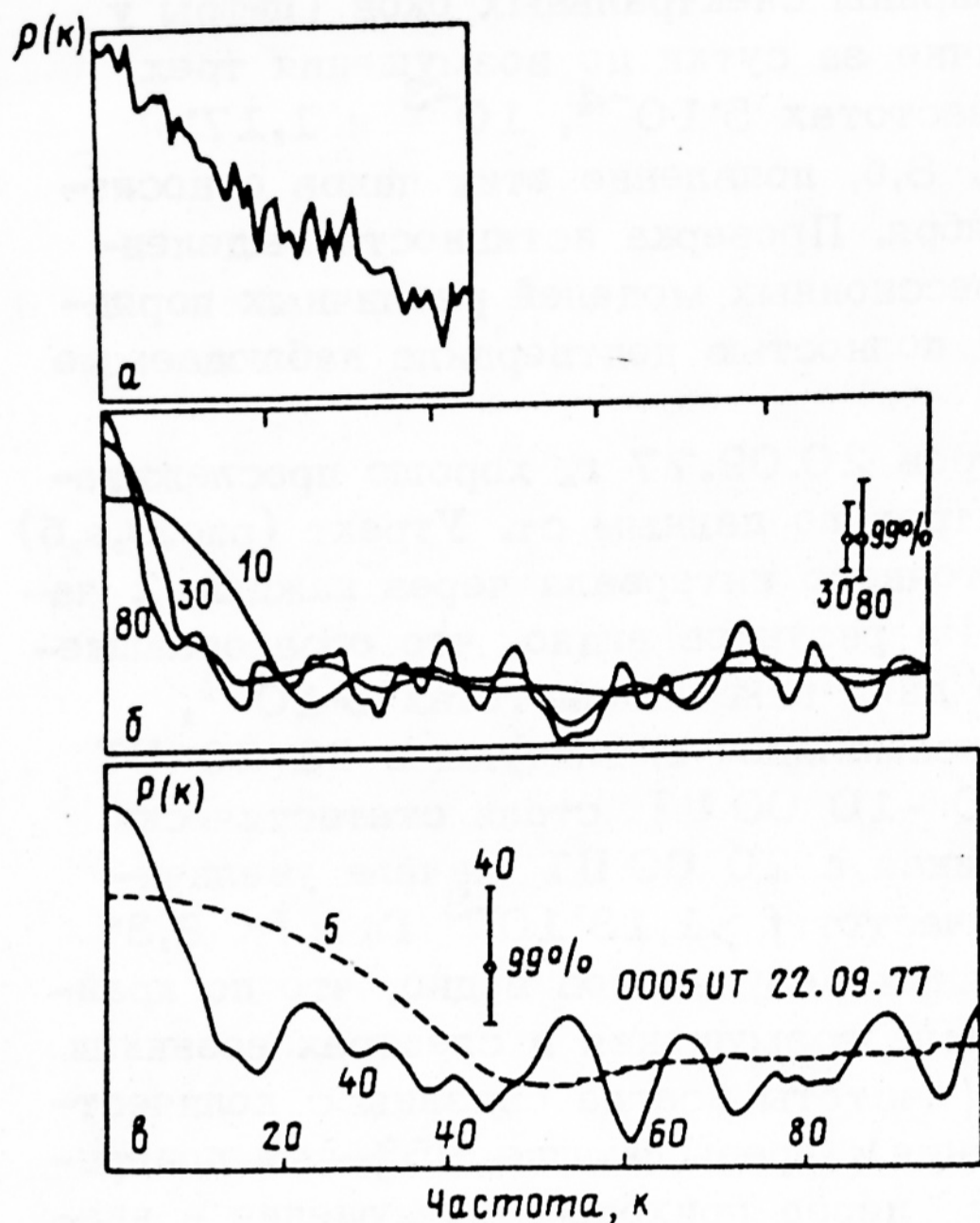


Рис. 10

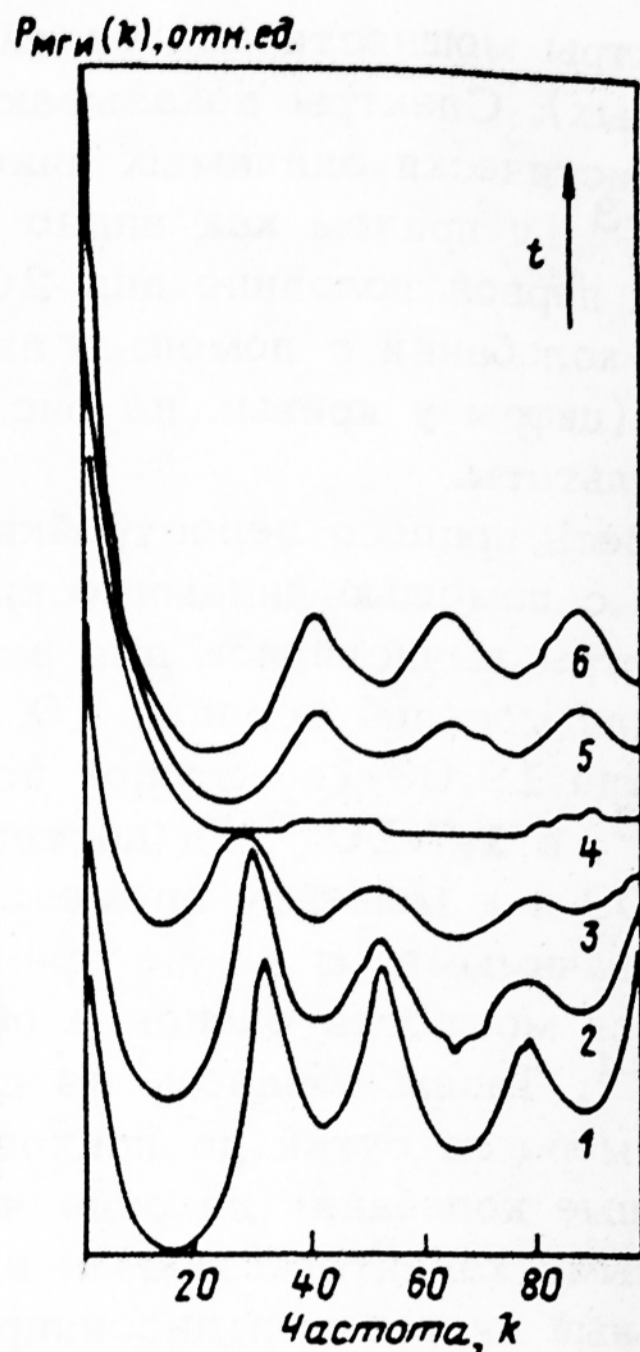


Рис. 11

Рис. 10. Спектральные оценки для периода 21.09.77 г.: а - ковариационная функция, б, в - спектры мощности ст. Утрехт и Кергелен

Рис. 11. Спектральные характеристики флуктуаций ст. Кергелен 22.09.77 г. за каждые 4 часа

Авторегрессионное оценивание спектров подтверждает наличие выделенных пиков на моделях порядка 20 (дальнейшее увеличение порядка модели не вносит существенных изменений в картину оценок). Мгновенные спектры показывают смещение (диссипации) пиков в область высоких и низких частот по мере приближения возмущения к Земле: если на кривой 1, рис. 10, б отчетливо выделяются пики на частотах $9 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} , $1,1 \cdot 10^{-3}$ и $1,45 \cdot 10^{-3}$ Гц (большинство из которых просто отсутствуют в спектре мощности), то на кривой 3 появляются флуктуации (> 99%-ного доверительного интервала) с периодами 15 и 20 мин ($f \sim 8,3 \cdot 10^{-4}$ и $1,3 \cdot 10^{-3}$ Гц) с общим увеличением мощности оценок во всем высокочастотном диапазоне. Аналогичные оценки, вычисленные по данным ст. Кергелен, показывают значительное сходство получаемых результатов (рис. 11) как по характеру поведения наблюдаемых спектров, так и по областям выделенных частот.

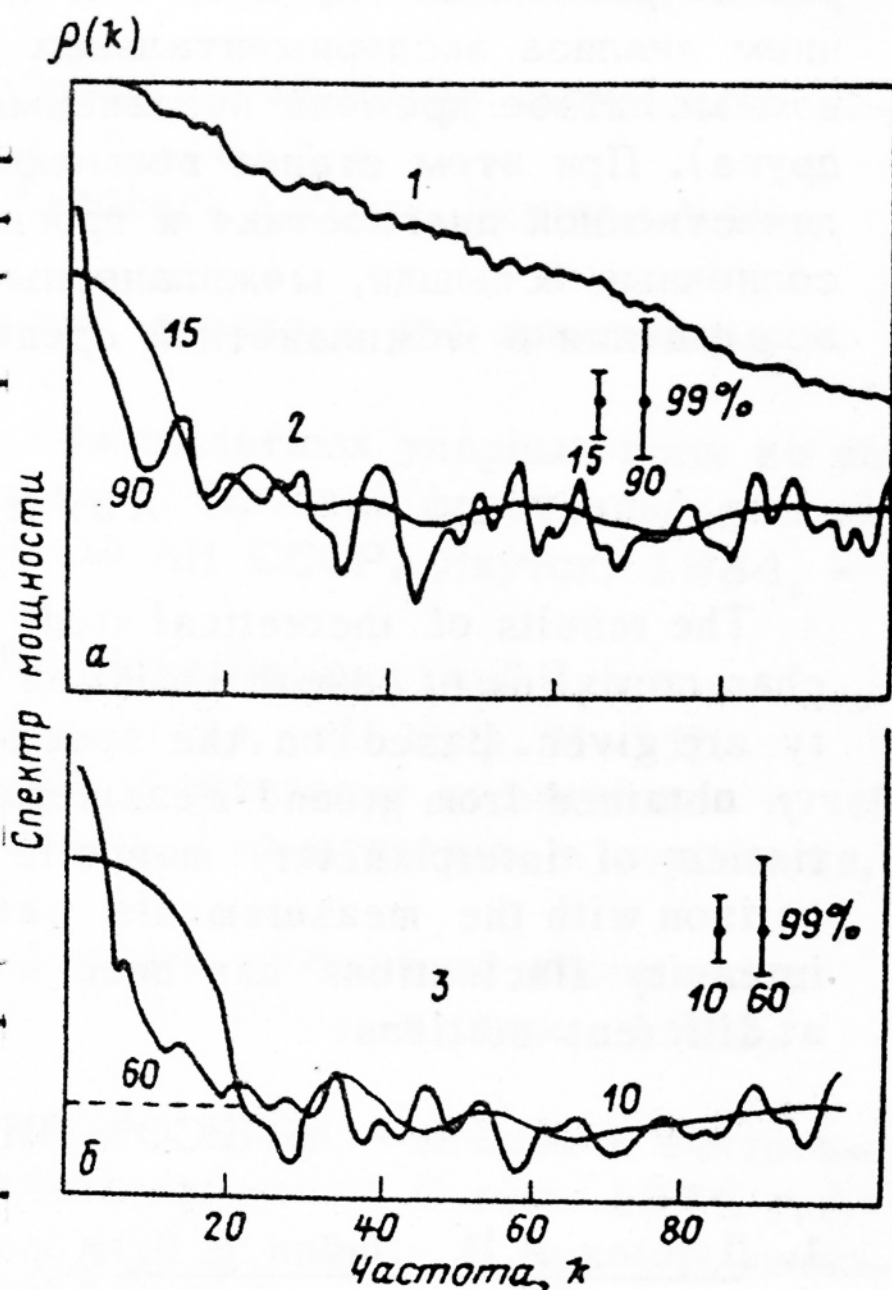
Изучение флуктуаций в периоды форбуш-понижений (на стадии спада 22.09.77 г.) приводит к выводу о плавном спадающем характере ковариационной функции (рис. 12). В спектре мощности (рис. 12, а), флуктуаций космических лучей на ст. Утрехт пики не превышают 95%-ного доверительного интервала (при ширине окна порядка 15) и имеют

Рис. 12. Спектральные характеристики на спаде форбуш-понижения интенсивности космических лучей: а - ст. Утрехт; б - ст. Кергелен; 1 - ковариационная функция интенсивности космических лучей 22.09.77 г., 2, 3 - спектры мощности

значительный разброс по амплитудам ($< 99\%$) (при увеличении ширины окна до 90) на всех анализируемых частотах. Динамика формирования и перестройки спектров (до данным ст. Кергелен) хорошо прослеживается на рис. 12,б: в низкочастотной области наблюдаются пики с амплитудой $95\% \leq A \leq 99\%$, начиная с 1200 UT, спектр резко перестраивается и становится практически плоским. Спектральный анализ данных ст. Кергелен за 22 и 23 сентября показывает резкое ослабление флуктуаций в области высоких частот при существенном укрупнении спектра по сравнению со спокойными периодами (само форбуш-понижение воспринималось программой как тренд и исключалось из анализа фильтраций). Последнее хорошо согласуется с предыдущими результатами авторов [19,20] по анализу флуктуаций нейтронной и ионизирующей компонент интенсивности космических лучей в периоды форбуш-понижений.

Таким образом, анализ спектральных характеристик космических лучей показал наличие сложно меняющейся картины появления и исчезновения квазипериодических колебаний интенсивности потоков протонов, мюонов и электронов на поверхности Земли и различных высотах в атмосфере и межпланетном пространстве. Картины, в первом приближении достаточно хорошо описываемой кинетической теорией распространения космических лучей в дрейфовом приближении. Получены соотношения, позволяющие по наблюдаемым спектрам мощности КЛ определять спектральные характеристики ММП, обнаруживать приход возмущений ММП к Земле [1, 18, 19, 21].

Перспективы дальнейшего изучения флуктуаций космических лучей и их использования для непрерывной диагностики и прогнозирования мы связываем как с дальнейшим развитием теоретических исследований (кинетическая теория флуктуаций, приближения в рамках изотропной и анизотропной диффузии [22,23], теория флуктуаций в процессе генерации солнечных космических лучей и их распространения в короне, в межпланетном пространстве и магнитосфере Земли), так с расширением экспериментальных работ (регистрация флуктуаций космических лучей с помощью прецизионных приборов на поверхности Земли на различных асимптотических направлениях, использование мировой сети нейтронных мониторов как единого планетарного многонаправленного суперприбора, регистрация флуктуаций КЛ с помощью многонаправленных суперприбо-



ров на различных глубинах под землей, аэростатах) и с совершенствованием анализа экспериментальных данных (обработка информации в реальном масштабе времени независимыми методами, контролирующими друг друга). При этом станет возможным решение ряда важных задач по количественной диагностике и прогнозированию таких событий как мощные солнечные вспышки, межпланетные ударные волны, распространяющиеся возмущения в межпланетной среде.

Abstract

The results of theoretical study of the relationship between special characteristics of cosmic radiation and interplanetary magnetic field intensity are given. Based on the spectral characteristics of cosmic-ray intensity obtained from ground measurements, the average spectral characteristics of interplanetary magnetic field were calculated, then a comparison with the measurements was made. The analysis of cosmic-ray intensity fluctuations has been made for various observation periods at different stations.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дорман Л.И., Либин И.Я. Короткопериодические вариации интенсивности космических лучей. - УФН, 1985, т. 145, № 3, с. 403-440.
2. Дорман Л.И., Либин И.Я., Блох Я.Л. Сцинтилляционный метод исследования вариаций космических лучей. - М.: Наука, 1979, 108 с.
3. Козлов В.И. О структуре турбулентности крупномасштабных возмущений солнечного ветра по исследованию флуктуаций космических лучей. - Препринт МГУ, 1981, 20 с.
4. Дорман Л.И., Пименов И.А., Сацук В.В. Математическое обеспечение исследований геофизических закономерностей на примере космических лучей. - М.: Наука, 1978, 152 с.
5. Флуктуации интенсивности космических лучей в области частот 10^{-6} - 10^{-4} Гц / Л.И. Дорман, Кудела Й., Носов С.Ф. и др. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, № 9, с. 1858-1860.
6. Дорман Л.И. Спектрографический метод с учетом интерференции эффектов различных классов вариаций космических лучей. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 9, с. 1720-1722.
7. Owens A.J. Cosmic Ray Scintillations. 2. General Theory of Interplanetary scintillations. - J. Geophys. Res., 1974, vol. 75, N 2, p. 895-916.
8. Дорман Л.И., Кац М.Е. Флуктуационные явления при распространении космических лучей в межпланетном пространстве. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, № 9, с. 1961-1965.
9. Гулинский О.В., Либин И.Я. Флуктуационные явления в космических лучах по данным многонаправленного телескопа ИЗМИРАН. - Препринт ИЗМИРАН № 30/258/, 1979, 20 с.
10. Бендат Дж., Пирсол А. Применения корреляционного и спектрального анализа. - М.: Мир, 1983, - 312 с.

11. Бендат Дж., Пирсол А. Измерения и анализ случайных процессов, - М.: Мир, 1974, - 464 с.
12. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. - М.: Мир, 1983, т. 1, 2 - 512 с.
13. Bode H.W. Network Analysis and Feedback Amplifier Design, VAN Nostrand, New York, 1945, 200 p.
14. Дженкинс Г., Ватс Д. Спектральный анализ и его приложения. - М.: Мир, 1972, т. 1, 2, - 600 с.
15. Козлов В.И. Ранняя диагностика межпланетных ударных волн по исследованию динамических свойств характеристик флуктуаций космических лучей. - Препринт ИКФИА СО АН СССР, Якутск, 1984, - 24 с.
16. Dorman L.I., Libin I. Ya. Cosmic Ray Scintillations and dynamic processes in space. - Space Sci. Rev., 1984, vol. 39, p. 91-152.
17. Блох Я.Л., Либин И.Я., Юдахин К.Ф. Флуктуации космических лучей на Земле во время солнечных вспышек. Геомагнетизм и аэрномия, 1984, т. 24, № 6, с. 875-878.
18. Либин И.Я. Спектральные характеристики флуктуаций космических лучей. - В кн.: Космические лучи. - М.: Радио и связь, 1983, № 22, с. 14-20.
19. Совместный анализ данных регистрации общей, мюонной и нейтронной компонент интенсивности космических лучей 7 мая 1978 г./ О.В. Гулинский, И.Я. Либин, Ф.А. Старков и др. - В кн.: Космические лучи. - М.: Радио и связь, 1983, № 22, с. 20-26.
20. Либин И.Я. Исследование флуктуаций космических лучей в периоды форбуш-понижений. - В кн.: Космические лучи. - М.: Радио и связь, 1983, № 22, с. 21-44.
21. Козлов В.И. Турбулентные пульсации магнитного поля