

А.А. Волков, Г.М. Гречко, А.С. Гурвич, В. Кан, С.К. Крикалев, А.И. Пахомов, С.А. Савченко

**ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ СТРУКТУРА МЕРЦАНИЯ ЗВЕЗД  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ИЗ КОСМОСА ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ**

Приведены результаты наблюдений мерцания звезд с орбитальной станции «Мир» при горизонтальном смещении луча визирования на высотах 20–30 км. По записям фототока мерцаний рассчитаны горизонтальные спектры мерцаний. Из сравнения этих спектров с вертикальными спектрами мерцаний [2] получена оценка коэффициента анизотропии  $\eta$  слоистых неоднородностей плотности воздуха в стратосфере и  $\eta \sim 160$ .

В [1] было показано, что измерения спектров мерцаний звезд при наблюдении их с борта космического аппарата через атмосферу Земли могут быть использованы для определения пространственных спектров флуктуаций температуры и плотности воздуха. Проведенные наблюдения мерцаний [2] позволили получить экспериментальные оценки вертикальных спектров неоднородностей температуры на высотах 20–40 км. Анализ результатов показал также, что неоднородности на этих высотах вытянуты вдоль поверхности Земли. Однако условия регистрации в [2] не позволили изучить горизонтальную структуру флуктуаций блеска звезд при наблюдении их через атмосферу.

Для изучения горизонтальной структуры были проведены специальные наблюдения звезды, расположенной около полюса орбиты. Угловое расстояние от него до источника было таким, что для наблюдателя, находящегося на борту орбитальной станции «Мир», луч зрения погружался в атмосферу до некоторой минимальной высоты  $h_{\min}$ , а затем, не заходя за горизонт, снова поднимался по мере движения станции. В настоящей статье приводятся результаты обработки таких наблюдений, выполненных 28.02.1989 г. В качестве источника использовалась яркая звезда Капелла ( $\alpha$ -Aur). Аппаратура и методика наблюдений практически не отличалась от описанной в [2], за исключением того, что средняя частота опроса фотоприемника была около 130 Гц.

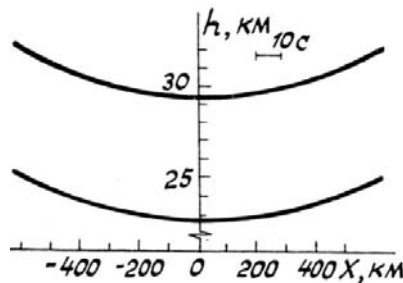


Рис. 1. Траектории захода звезды в картинной плоскости:  
 $h_{\min} = 22,8$  км,  $t_{\min} = 9^h 06^m 38^s$  мск;  
 $h_{\min} = 29,5$  км,  $t_{\min} = 10^h 38^m 16^s$  мск

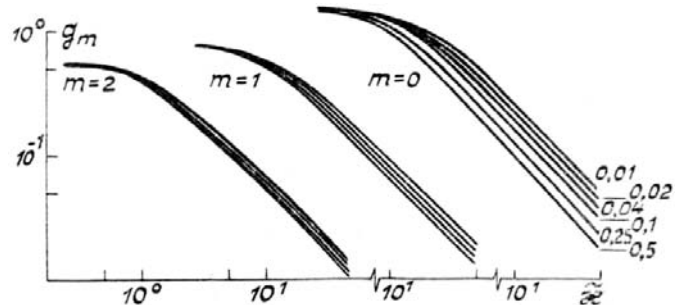


Рис. 2. Весовые функции  $g_m$  ( $m = 0, 1, 2$ ). Параметр  $\alpha H_0^{-1} \eta^{-2}$  меняется от 0,5 до 0,01: уменьшению параметра соответствует увеличение значений весовых функций для каждого семейства кривых

На рис. 1 на плоскости, проходящей через центр Земли и перпендикулярной направлению на звезду, приведены траектории движения точки пересечения луча зрения с этой плоскостью. При расчете траекторий учитывалась средняя рефракция луча с использованием модели стандартной атмосферы.

Для удобства изображения выбрана декартова система координат. По оси абсцисс отложено расстояние вдоль поверхности Земли, по оси ординат — высота. Из рис. 1 видно, что в окрестности  $h_{\min}$  высота луча меняется очень медленно. Из-за прецессии орбиты  $h_{\min}$  меняется от витка к витку примерно на 7 км. Поэтому в наблюдениях 28.02.1989 удалось надежно зарегистрировать мерцания в окрестности  $h_{\min}$  на двух витках, где  $h_{\min}$  равна 22,8 и 29,5 км. При этих наблюдениях на минимальной высоте луч проходил над точками на поверхности Земли с координатами  $10,1^\circ$  S,  $276,8^\circ$  E и  $10,3^\circ$  S,  $244,4^\circ$  E соответственно.

Пользуясь результатами [1], можно записать выражение для горизонтального спектра мерцаний  $V_I^{(h)}(\chi_2)$ :

$$V_I^{(h)}(\mathbf{x}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} F_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) d\mathbf{x}_1, \quad (1)$$

где  $F_I$  — двумерный спектр мерцаний;  $\mathbf{x}_1$  и  $\mathbf{x}_2$  — соответственно пространственные круговые частоты по вертикали и вдоль поверхности Земли. Пренебрегая дифракцией на неоднородностях показателя преломления,  $F_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$  можно выразить через трехмерный спектр  $\Phi_v = \Phi_v(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3)$  относительных флуктуаций индекса рефракции воздуха  $v = (N - \bar{N}) / \bar{N}$ :

$$F_I = \frac{2\pi a_e H_0 L^2 \bar{N}^2(h)}{q(1 + q^{-2} \mathbf{x}_1^2 H_0^2)^{1/2}} \left( \frac{\mathbf{x}_1^2}{q} + \mathbf{x}_2^2 \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_v \left( \frac{\mathbf{x}_1}{q}, (\mathbf{x}_2^2 + \mathbf{x}_3^2)^{1/2} \right) \exp \left\{ - \frac{a_e H_0 \mathbf{x}_3^2}{1 + q^{-2} \mathbf{x}_1^2 H_0^2} \right\} d\mathbf{x}_3, \quad (2)$$

где  $L$  — расстояние от наблюдателя до точки перигея луча;  $a_e$  — радиус Земли;  $H_0$  — высота однородной атмосферы;  $\bar{N}(h)$  — среднее значение индекса рефракции на высоте перигея луча  $h$ ;  $q$  — среднее рефракционное ослабление. При выводе (2) в [1] учитывалось, что атмосфера — тонкая пленка на сфере:  $\frac{H_0}{a_e} \sim 10^{-3}$ , и предполагалось, что случайная величина  $v$  статистически локально изотропна на сфере с центром в центре Земли и локально однородна по высоте над поверхностью Земли. При заданном спектре  $\Phi_v$  формулы (1) (2) позволяют решить прямую задачу — вычислить  $F_I$  и  $V_I^{(h)}$ . Однако структура этих формул такова, что достаточно сложно выяснить роль различных масштабов флуктуаций индекса рефракции в атмосфере в формировании горизонтальных спектров  $V_I^{(h)}(\mathbf{x}_2)$  при произвольном  $\Phi_v$ , располагая только измерениями  $V_I^{(h)}(\mathbf{x}_2)$ .

Для проведения качественного анализа связи между  $V_I^{(h)}(\mathbf{x}_2)$  и  $\Phi_v(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3)$  сделаем дополнительное предположение о виде спектра  $\Phi_v$ , приняв, что

$$\Phi_v = \Phi_v^{(0)} \left( (\mathbf{x}_1^2 + \eta^2 (\mathbf{x}_2^2 + \mathbf{x}_3^2))^{1/2} \right), \quad (3)$$

где  $\eta$  — параметр, характеризующий анизотропию спектра. Предположение (3) при  $\eta \ll 1$  соответствует сильной вытянутости неоднородностей показателя преломления вдоль поверхности Земли, что согласуется с наблюдениями [2, 3].

Отметим, что для спектра (3) существует простая связь между  $\Phi_v^{(0)}$  и одномерными спектрами: вертикальным  $V_v^{(v)}(\mathbf{x}_1)$  —

$$\Phi_v^{(0)}(\mathbf{x}_1) = - \frac{\eta^2}{2\pi \mathbf{x}_1} \frac{dV_v^{(v)}(\mathbf{x}_1)}{d\mathbf{x}_1}, \quad (4)$$

и горизонтальным, например,  $V_v^{(h)}(\mathbf{x}_2)$  —

$$\Phi_v^{(0)}(\mathbf{x}_2 \eta) = - \frac{1}{2\pi \eta \mathbf{x}_2} \frac{dV_v^{(h)}(\mathbf{x}_2)}{d\mathbf{x}_2}. \quad (5)$$

Если подставить (3) в (2) и получившееся выражение затем подставить в (1), то после перехода к новым переменным интегрирования  $\tilde{\mathbf{x}}, \varphi$

$$\mathbf{x}_1 = q H_0^{-1} \tilde{\mathbf{x}} \cos \varphi, \quad \mathbf{x}_3 = \eta^{-1} H_0^{-1} \tilde{\mathbf{x}} \sin \varphi \quad (6)$$

получаем следующее выражение для  $V_I^{(h)}(\mathbf{x}_2)$ :

$$V_I^{(h)}(\mathbf{x}_2) = \frac{8\pi L^2 \bar{N}^2(h) a_e}{\eta H_0^5} \int_0^{\infty} \tilde{\mathbf{x}} d\tilde{\mathbf{x}} \Phi_v^{(0)} \left( (\eta^2 \mathbf{x}_2^2 + \tilde{\mathbf{x}}^2 H_0^{-2})^{1/2} \right) \times \\ \times \left[ q^2 \tilde{\mathbf{x}}^4 g_2 \left( \tilde{\mathbf{x}}, \frac{a_e}{H_0 \eta^2} \right) + 2q H_0^2 \tilde{\mathbf{x}}^2 \mathbf{x}_2^2 g_1 \left( \tilde{\mathbf{x}}, \frac{a_e}{H_0 \eta^2} \right) + \mathbf{x}_2^4 H_0^4 g_0 \left( \tilde{\mathbf{x}}, \frac{a_e}{H_0 \eta^2} \right) \right], \quad (7)$$

где

$$g_m = \int_0^{\pi/2} \frac{(\cos \varphi)^{2m}}{(1 + \tilde{x}^2 \cos^2 \varphi)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{a_e}{H_0 \eta^2} \frac{\tilde{x}^2 \sin^2 \varphi}{1 + \tilde{x}^2 \cos^2 \varphi} \right\}, \quad m = 0, 1, 2.$$

Как показывают эксперименты [2, 3], асимметрия  $\rho$  столь велика, что входящий в (7) параметр  $a_e H_0^{-1} \eta^{-2}$  можно считать меньшим единицы. На рис. 2 представлены весовые функции  $g_m$ , рассчитанные для некоторых возможных значений параметра  $a_e H_0^{-1} \eta^{-2}$ .

Вычисление  $V_I^{(h)}(\kappa_2)$  по (7) без учета дифракции возможно, если  $\kappa_2^2 \lambda L \ll 1$ , где  $\lambda$  — длина световой волны и спектр  $\Phi_v^{(0)}(\kappa)$  убывает достаточно быстро на больших частотах. Если спектр  $\Phi_v^{(0)}(\kappa)$  не имеет больших острых максимумов и, начиная с некоторой частоты  $\kappa_m \ll (\lambda L)^{-1/2}$ , убывает быстрее, чем  $\kappa^{-5}$ , то при вычислении горизонтального спектра мерцаний  $V_I^{(h)}(\kappa_2)$  можно выделить два интервала частот  $\kappa_2$ : низкочастотный  $\kappa_2 \ll \kappa_m$ , в котором основной вклад дает слагаемое, содержащее  $g_2$  в (7), и высокочастотный  $\kappa_2 \gg \kappa_m$ , в котором определяющим является слагаемое, содержащее  $g_0$ . Расчет горизонтального спектра мерцаний  $V_I^{(h)}(\kappa_2)$  в диапазоне частот  $\kappa_2 \ll \kappa_m$  для достаточно больших  $\eta(\eta^2 H_0 / a_e \gg 1)$  упрощается, т.к. зависимость  $g_2$  от параметра  $a_e H_0^{-1} \eta^{-2}$  в этом случае слабая, и удобным для анализа является приближение

$$g_2 \simeq \frac{3\pi}{16} \left[ 1 + \left( \frac{9\pi}{32} \tilde{x} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (8)$$

В [2] по полученным из наблюдений мерцаний звезд оценкам вертикальных спектров мерцаний  $V_I^{(v)}(\kappa_1)$  были восстановлены вертикальные спектры относительных флуктуаций индекса рефракции  $V_v^{(v)}(\kappa_1)$ , которые в пределах экспериментальных погрешностей можно аппроксимировать формулой

$$V_v^{(v)}(\kappa_1) = C_v^2 \kappa_1^{-3} \left( 1 + \frac{\kappa_1^2}{\kappa_0^2} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Если принять  $C_v = 0,84 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ ,  $\kappa_0 = 0,125 \text{ м}^{-1}$ , то расчет  $V_v^{(v)}$  по (9) неплохо согласуется с найденными из эксперимента значениями во всем диапазоне измерений  $2\pi \cdot 10^{-3} \leq \kappa_1 \leq 2\pi \cdot 10^{-1} \text{ м}^{-1}$ . Пользуясь (4) и (9), получаем

$$\Phi_v^{(0)}(\kappa) = \frac{3}{2\pi} \eta^2 C_v^2 \kappa^{-5} \left( 1 + 5\kappa^2 / 3\kappa_0^2 \right) \left( 1 + \kappa^2 / \kappa_0^2 \right)^{-2}. \quad (10)$$

При проведении наблюдений с борта орбитальной станции лишь приближенно можно считать, что луч в окрестности  $h_{\min}$  движется параллельно поверхности Земли. Вычисления спектров мерцаний по последовательным отрезкам, соответствующим смещениям вдоль поверхности на 90 км, показали, что изменения в форме отдельных спектров практически незаметны на интервале  $\pm 270$  км от точки, соответствующей  $h_{\min}$ . При этом изменение высоты луча составляет всего около 0,5 км, а скорость подъема луча меняется от 0 до 0,025 км/с. При больших отклонениях от  $h_{\min}$  скорость подъема луча быстро увеличивается и одновременно в спектрах мерцаний начинает проявляться вертикальная структура поля флуктуаций показателя преломления, что приводит к смещению вычисленных по соответствующим участкам спектров в сторону высоких частот и их деформации в низкочастотной области. Существенным свидетельством в пользу того, что измеренные в окрестности  $h_{\min}$  спектры связаны с горизонтальной, а не вертикальной структурой поля показателя преломления, являются заведомо несогласующиеся с [2] оценки параметров вертикальной структуры, если их вычислить из спектров в окрестности  $h_{\min}$ , используя хорошо известные реальные значения вертикальных скоростей луча зрения. Характерные вертикальные масштабы, вычисленные таким образом на интервале  $\pm 100$  км от  $h_{\min}$ , отличаются от данных [2], по крайней мере, в 2÷3 раза.

Наблюдения 28.02.1989 г. проводились с использованием узкополосного светофильтра на длине волны  $\lambda = 0,45$  мкм, с полосой  $\Delta\lambda = 0,05$  мкм, поэтому эффекты хроматической рефракции с характерными вертикальными масштабами  $\Delta h_c$ , равными 10 м и 4 м для высот  $h_{\min}$ , 22,8 и 29,5 км соответственно, не оказывали существенного влияния на наблюдавшиеся мерцания.

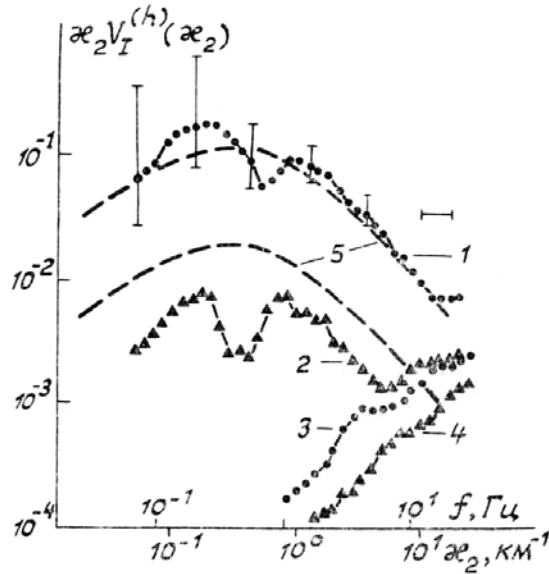


Рис. 3. 1, 2 – горизонтальные спектры мерцаний; 3, 4 – спектры дробового шума; 5 – расчет. 1, 3 –  $h_{\min} = 22,8$  км, 2, 4 –  $h_{\min} = 29,5$  км. Вертикальные отрезки – 90%-е доверительные интервалы [5], горизонтальный отрезок – ширина окна сглаживания. Среднеквадратические значения относительных флуктуаций интенсивности: 1 –  $\sigma_I = 60\%$ ; 2 –  $\sigma_I = 15\%$

На рис. 3 представлены односторонние ( $f \geq 0$  и  $\kappa_2 \geq 0$ ) спектры относительных флуктуаций интенсивности, вычисленные по отрезку наблюдений в пределах  $\pm 120$  км от точки  $h_{\min}$ , для двух значений  $h_{\min}$ . Полученные из эксперимента частотные спектры мерцаний  $V_I^{(h)}(f)$  пересчитывались в пространственные  $V_I^{(h)}(\kappa_2)$ , где  $\kappa_2 = 2\pi f/v_h$ ;  $f$  – частота мерцаний;  $v_h \approx 7,7$  км/с – горизонтальная скорость перемещения точки перигея луча зрения в плоскости терминатора. По оси ординат отложено произведение пространственной частоты на спектральную плотность  $\kappa_2 \cdot V_I^{(h)}(\kappa_2)$ . Сглаживание оценок спектральной плотности производилось по прямоугольному окну постоянной добротности  $Q = 2$ . На этом же рисунке приведены спектры дробового шума фотодетектора, полученные по реализациям, в которых луч зрения проходил над атмосферой, и редуцированные к условиям наблюдения с учетом среднего ослабления светового потока от звезды в атмосфере. Спектры шума дают количественное представление об уровне шумов, частотной характеристике всего измерительного тракта и схеме обработки. В представленных спектрах мерцаний вычтены соответствующие вклады дробового шума. Максимумы спектров мерцаний  $\kappa_2 \cdot V_I^{(h)}(\kappa_2)$  соответствуют горизонтальным масштабам  $2\pi/\kappa_2$  около 15 км.

Наблюдающийся для  $h_{\min} = 29,5$  км некоторый подъем спектра в высокочастотной области  $\kappa_2/2\pi \approx 0,7$  км $^{-1}$  может быть связан с недостаточно корректным учетом дробового шума в условиях, когда шум сравним с мерцанием. Не исключено, однако, что это может быть связано и с проявлением реальных особенностей турбулентности в стратосфере. Доверительные интервалы и ширина спектрального окна сглаживания, отмеченные на рис. 3, показывают, что провал вблизи максимума спектра для  $h_{\min} = 29,5$  км может быть связан с недостаточной статистической устойчивостью оценок спектральных компонент на масштабах  $10 \div 20$  км, полученных по отрезку наблюдений длиной в 240 км. Возможно, однако, что максимумы и минимумы в измеренных спектрах, соответствующие горизонтальным масштабам  $2\pi/\kappa_2 \gtrsim 5$  км, являются отражением волновых квазипериодических процессов в стратосфере. Для окончательного объяснения отмеченных в этом абзаце особенностей в поведении горизонтальных спектров мерцаний необходимы дополнительные наблюдения.

Измеренные спектры мерцаний можно сравнить с расчетом (7) основанным на предположении (3), и получить оценку коэффициента анизотропии  $\eta$ , входящей в расчет в качестве свободного параметра. Отметим, что предположение (3) о том, что спектральные компоненты  $\Phi_v$  принимают одинаковые значения на поверхности сильно сплюснутых по вертикали эллипсоидов вращения, в данном случае не претендует на роль гидродинамической модели, описывающей реальное статистическое распределение флуктуаций плотности воздуха в стратосфере, а используется в качестве некоторой аппроксимации, позволяющей достаточно просто вычислять горизонтальные спектры  $V_I^{(h)}(\kappa_2)$  по измеренным в [2] вертикальным спектрам флуктуаций индекса рефракции  $V_v^{(v)}(\kappa_1)$ .

При качественной интерпретации результатов измерений горизонтальных спектров мерцаний  $V_I^{(h)}(\kappa_2)$  следует учитывать, что в приближении геометрической оптики мерцания определяются вторыми производными показателя преломления при плотности воздуха по пространственным коор-

динамам [4]. При этом из-за сильной вытянутости неоднородности, наблюдающиеся при горизонтальном визировании мерцания звезд, по-видимому, определяются, главным образом, горизонтальной изменчивостью вторых производных по вертикали. Во всяком случае, как видно из выражения (7), мерцания, обусловленные собственно горизонтальными производными с весом  $g_0$ , являются определяющими только в высокочастотной области  $\kappa_2 \gg \kappa_m$ , где из-за быстрого убывания спектра  $\Phi_v$  спектральные компоненты мерцаний  $V_I^{(h)}$  очень малы и, соответственно, велики ошибки измерений.

Как видно из рис. 3, расчет  $\kappa_2 V_I^{(h)}(\kappa_2)$  по измеренным в [2] спектрам  $V_v^{(v)}(\kappa_1)$  достаточно хорошо описывает форму спектров. Максимальные значения расчетных спектров  $\kappa_2 V_I^{(h)}(\kappa_2)$  определяются коэффициентом  $C_2^2$ , полученным из экспериментальных вертикальных спектров  $V_v^{(v)}(\kappa_1)$ . Некоторое превышение расчетного максимума спектра  $\kappa_2 V_I^{(h)}(\kappa_2)$  над измеренным для  $h_{\min} = 29,5$  км могло быть связано с примерно вдвое меньшей «интенсивностью» неоднородностей в стратосфере на этой высоте в данном сеансе наблюдений.

Входящий в расчет коэффициент анизотропии неоднородностей  $\eta$  можно оценить подбором соответствующего масштабного множителя, совмещая положения максимумов расчетных и экспериментальных спектров мерцаний  $\kappa_2 V_I^{(h)}(\kappa_2)$  по логарифмической шкале оси  $\kappa_2$ , как это сделано на рис. 3. Приведенные данные дают оценку  $\eta \approx 160$  и, таким образом, характерному вертикальному масштабу неоднородностей плотности воздуха  $l_v^* \sim 50$  м [2] соответствует характерный горизонтальный масштаб  $l_h^* \sim 8$  км.

В заключение можно отметить следующее. С борта орбитальной станции «Мир» проведены наблюдения мерцаний звезд при горизонтальном и близком к нему смещении луча визирования в стратосфере на высотах около 23 и 30 км. В результате обработки наблюдений получены горизонтальные спектры мерцаний. На основе предположения (3) произведен теоретический расчет горизонтальных спектров мерцаний по измеренным ранее в [2] вертикальным спектрам. Показано, что такой расчет неплохо описывает горизонтальные спектры мерцаний в области масштабов  $1 \div 100$  км. Получена оценка коэффициента анизотропии неоднородностей плотности воздуха в стратосфере  $\eta$  около 160.

1. Гурвич А. С., Кан В. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 4. С. 339–343.
2. Александров А. П., Гречко Г. М., Гурвич А. С. и др. Тонкая структура температурного поля в стратосфере. М., 1989. (Препринт/ИФА АН СССР, № 2).
3. Гурвич А. С., Загоруйко С. В., Кан В. и др. // Докл. АН СССР, 1981, Т. 259. № 6. С. 1330–1333.
4. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
5. Дженкинс Г., Ватте Д. Спектральный анализ и его применение. Т. 1. М.: Мир, 1971. 316 с.

Институт физики атмосферы АН СССР,  
Москва

Поступила в редакцию  
4 мая 1990 г.

A. A. Volkov, G. M. Grechko, A. S. Gurvich, V. Kan, S. K. Krikalev, A. I. Pakhomov, S. A. Savchenko. **The Horizontal Structure of the Stellar Scintillations from the Space Observations through the Earth's Atmosphere.**

The results of the stellar scintillation observations made from the «MIR» orbital station under the horizontal moving of the sight ray at the heights 20 to 30 km are given. From the photocurrents records the horizontal spectra of scintillations are calculated. By comparing the horizontal spectra with the vertical spectra of scintillations measured in [2], the anisotropy coefficient  $\eta$  of layered inhomogeneities of air density is obtained ( $\eta \sim 160$ ).