

А. А. Макаров, В. В. Покасов, В. В. Смолин

## О ВОЗМОЖНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ИЗМЕРИТЕЛЯ «ДРОЖАНИЯ» ЗВЕЗД НА ДИСЕКТОРЕ

Проведены анализ и сравнительные испытания следящих систем на передающей телевизионной трубке-диссекторе, их применимость для измерений «дрожания» изображения звезд в фокальной плоскости астрономических телескопов. Для астроклиматических исследований применимы цифровые следящие системы с выделением центра тяжести изображения звезды эффективным подавлением помехи «мерцания», специфической для распространения света в турбулентной атмосфере. По результатам проведенных экспериментальных измерений «дрожания» над ровной подстилающей поверхностью и модельного расчета предельного разрешения телескопа пространственное разрешение и погрешности цифровой системы слабо зависят от интенсивности источника света.

Учет влияния атмосферной турбулентности на разрешение телескопов повышает эффективность астрономических наблюдений. В турбулентной атмосфере предельное разрешение характеризуется радиусом когерентности неограниченной плоской волны  $r_0$ , величина которого определяется соотношением, полученным в приближении «плоской» Земли [1–3]:

$$r_0 = 1,68 \left( k^2 \sec \theta \int_H^{\infty} C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновой параметр;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $\theta$  — зенитный угол;  $C_n^2(h)$  — высотная зависимость структурной характеристики флуктуации показателя преломления воздуха. Значение интеграла  $\tilde{C}_n^2$  характеризует интенсивность турбулентности по лучу распространения  $L = H \sec \theta$ ,  $H$  — высота атмосферного турбулентного слоя. Интегральное значение структурной характеристики  $\tilde{C}_n^2$  может быть получено расчетным путем по модельным или экспериментально измеренным зависимостям  $C_n^2(h)$  [4, 5]. Большую точность и оперативность учета обеспечивают непосредственные измерения величины  $\tilde{C}_n^2$  по турбулентным искажениям изображения наблюдаемых источников света отдельным оптическим измерителем. Такой измеритель необходим для описания астроклимата мест размещения астрономических инструментов, для проверки применимости общих модельных зависимостей  $C_n^2(h)$ , получаемых, как правило, обобщением большого числа экспериментальных данных для различных подстилающих поверхностей и климатических условий, для прогноза качества изображений больших астрономических инструментов.

Высокая световая чувствительность обусловила широкое распространение в астроклиматических исследованиях метода, основанного на зависимости «дрожания» центра тяжести изображения звезды в фокальной плоскости телескопа от интенсивности турбулентности на трассе распространения [1, 2]:

$$\sigma_{\rho_t}^2 = 5,68 (2R_t)^{-1/3} \sec \theta \int_H^{\infty} C_n^2(h) dh, \quad (2)$$

где  $2R_t$  — размер приемной апертуры;  $\sigma_{\rho_t}^2$  — дисперсия смещений вектора  $\vec{\rho}_t$  центра тяжести светового пятна. Непрерывность процесса «дрожаний»  $\rho_t(t)$  позволяет выделять моменты замираний турбулентных флуктуации и формировать качественное изображение источника света в телескопе накоплением коротких экспозиций, получаемых в эти моменты [1, 6]. Измеритель смещений центра тяжести  $\rho_t$  должен обладать высоким пространственным разрешением, широким частотным и динамическим диапазонами, эффективно подавлять специфические для распространения волн в турбулентной атмосфере «мерцания» источника света.

Предъявляемым требованиям наиболее полно удовлетворяют следящие системы на основе передающей телевизионной трубки-диссектора [7]. В отличие от оптико-механических и фотоэлектрических с многоэлементными координатно-чувствительными фотоприемниками, оптико-электронные следящие системы позволяют замкнуть контур отрицательной обратной связи с выхода на световой вход непосредственно по перемещениям электронного изображения светового пятна, без каких-либо подвижных механических элементов. Глубокая отрицательная обратная связь линеаризует передаточную характеристику измерителя, обеспечивает высокое пространственное разрешение с малым гистерезисом

сом относительно центра развертки слежения. Системы на основе диссектора имеют режим автоматического поиска и захвата светового пятна и позволяют автоматизировать измерения и расчет статистических характеристик случайного процесса «дрожаний»  $\rho_i(t)$ .

Слежение за изображением источника света при измерениях структурной характеристики  $\tilde{C}_n^2$  производится в условиях помех, специфических для наблюдений через турбулентную атмосферу. Турбулентные флуктуации показателя преломления вызывают мгновенные искажения распределения интенсивности в изображении  $I(\rho, t)$ , которые могут восприниматься следящей системой как дополнительные к истинной величине «дрожания»  $\rho_i(t)$ . Помеха «мерцания» существенно увеличивает, в зависимости от схемной реализации системы, погрешности измерений параметров атмосферной турбулентности и ограничивает потенциально высокие характеристики диссекторных следящих систем.

В распространенных системах со сканированием светового пятна размером  $d_{эфф}$  точечной апертурой  $\Delta$  по крестообразной развертке постоянной амплитуды выходной сигнал диссектора  $U_i(\rho, t)$  пропорционален распределению интенсивности  $I(\rho, t_1)$  при  $\Delta \ll d_{эфф}$  [7, 8]. Пересечение сигналом  $U_i(\rho, t_1)$  в цикле развертки  $t_1$  заданного порога  $U_0 \sim I_0 = \text{const}$  вызывает срабатывание амплитудного дискриминатора системы, фиксирующего пересечение точкой изображения с интенсивностью  $I_0$  выбранной координаты развертки. Уровень срабатывания  $I_0$  выбирается близким к уровням  $I(\rho, t)$  на краях светового пятна. Следящий контур обратной связи обрабатывает сигнал ошибки до совмещения центра разверток  $\rho_0$  и геометрического центра тяжести пятна  $\rho_r$ , равноотстоящего от координат моментов срабатывания дискриминатора на противоположных краях пятна. Независимо от траектории развертки и способа выделения сигнала ошибки в системе, несимметричные относительно центра тяжести пятна искажения распределения  $I(\rho, t_1)$ , расплывание пятна и флуктуации интенсивности на точечной апертуре  $\Delta$  воспринимаются как дополнительные смещения  $\sigma_r$  и увеличивают погрешность измерений. Условие  $\Delta \ll d_{эфф}$  обеспечивает получение несмещенных распределений  $I(\rho, t)$  на каждом такте развертки и слежение за геометрическим центром  $\rho_i(t_1)$ , но ограничивает световую чувствительность и помехоустойчивость системы. Увеличение размера апертуры вызывает падение пространственного разрешения следящей системы и увеличение погрешности измерений величины дисперсии  $\sigma_{\rho_i}^2$ .

Более высокое и не зависящее от соотношений геометрических размеров  $\Delta$  и  $d_{эфф}$  разрешение имеют следящие системы на диссекторе с прямоугольной вырезающей апертурой и сканированием малой области вблизи края светового пятна [9–11]. Выходной сигнал  $U_i(\rho, t_1)$  пропорционален величине перехватываемого вырезающей апертурой потока  $P_\Delta(t_1) = I(\rho, t) \cdot S(t_1)$ . Площадь перехвата  $S(t_1)$  определяется амплитудой развертки по выбранной координате, направление которой совпадает с диагональю апертуры диссектора. Амплитудный дискриминатор срабатывает при пересечении  $U_i(\rho, t_1)$  постоянного опорного уровня  $U_0$ , который соответствует постоянному потоку  $P_0$  на входе диссектора. Случайные смещения светового пятна изменяют площадь  $S(t_1)$  относительно центра разверток и момент срабатывания дискриминатора. Следящий контур отрицательной обратной связи обрабатывает сигнал ошибки, восстанавливая равенство  $P_\Delta(t_1) = P_0$  изменением площади перехвата и осуществляя слежение за координатой постоянной площади  $S_0 = P_0 / I(\rho, t)$ .

Крутизна преобразования системы резко зависит от помехи «мерцания», флуктуации потока и размера светового пятна. Уменьшение интенсивности света источника увеличивает вклад помехи «мерцания» при неизменном пороге  $U_0$ . Уменьшение порога повышает пространственное разрешение и световую чувствительность следящей системы, но усиливает влияние помехи «мерцания». Крутизну преоб. разования системы можно повысить центрированием и последующим усилением выходного сигнала активным корректирующим низкочастотным фильтром [10]. Для диапазона (0,1÷100) Гц время установления фильтра  $\tau_\phi = (100 \div 200)$  с, что исключает применение такой системы для измерений структурной характеристики  $\tilde{C}_n^2$  с выключенным механизмом ведения звезды для измерений временных спектров флуктуации  $\rho_i(t)$ .

Повышенное разрешение, световую чувствительность, быстродействие и точное выполнение соотношения (1) имеет следящая система с выделением центра тяжести светового пятна на фотокатод диссектора. Выделение центра  $\rho_i(t)$  происходит аппаратно, на уровне функционального преобразования смещений в выходной сигнал диссектора, который совместно с амплитудным дискриминатором образует оптико–электронный компаратор. Компаратор сравнивает величины двух потоков, прошедших в вырезающую апертуру диссектора оптимального размера  $\Delta \gg d_{эфф}$ . В начале развертки  $t_1 = 0$  выходной сигнал  $U_i(\rho_0, 0)$ , соответствующий величине  $0,5 P(\rho_0, 0)$ , где  $P(\rho_0, 0)$  – величина полного потока, поступает на запоминающее устройство и опорный вход амплитудного дискриминатора. Пересечение текущим сигналом при развертке  $U_i(\rho, t_1)$  опорного уровня  $U_i(\rho_0, 0)$  вызывает срабатывание дискриминатора системы, выходной сигнал которого управляет развертывающим автоматом следящей системы. Момент срабатывания совпадает с положением координаты вектора  $\rho_i(t_1)$  на краю вырезающей апертуры диссектора, перпендикулярном направлению развертки. При кре-

стообразной траектории развертки дискриминатор также фиксирует момент совпадения координаты центра тяжести с противоположным краем апертуры. Сигнал ошибки в контуре слежения совмещает найденную координату  $\rho_i(t_1)$  с центром развертки  $\rho_0$ , который совпадает с аппаратным центром вырезающей апертуры, обеспечивая надежное выполнение условия  $\Delta \gg d_{эфф}$  [12]. Для слежения по другой координате цикл  $t_1$  повторяется, начинаясь с запоминания величины полного потока  $P(\rho, t_1)$ .

Определяемый величиной полного потока в начале каждого цикла развертки по координате переменный порог дискриминации  $U_i(\rho_0, 0)$  в системе резко ослабляет влияние помехи «мерцания» па измеряемые смещения  $\rho_i(t)$ . Анализ изображения проводится в наиболее информативной зоне изображения, где производная по координате кривой распределения  $I(\rho, t)$  меняет знак. Алгоритм цифрового преобразования обеспечивает разнос во времени моментов срабатывания дискриминатора и отработки сигнала ошибки. Возросший запас устойчивости позволяет увеличить глубину отрицательной обратной связи, уменьшить гистерезис обрабатываемого сигнала ошибки и получить высокое пространственное разрешение [12]. В цифровой следящей системе выходной сигнал  $N_{вых}(\rho, t)$  представлен цифровым кодом. При вводе данных в ЭВМ для последующей обработки исключается операция аналого-цифрового преобразования и уменьшается аппаратная погрешность измерения дисперсии  $\sigma_{\rho_t}^2$ . Плавающий порог дискриминации позволяет перевести систему в режим счета фотонов и резко повысить световую чувствительность при измерении «дрожания» звезд.

Результаты измерений пеленгационных характеристик описанных следящих систем при гауссовом распределении интенсивности  $I(\rho, t)$  в изображении искусственной «звезды» представлены на рис. 1.

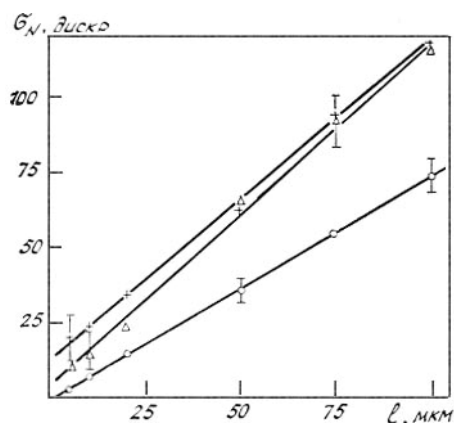


Рис. 1. Пеленгационная характеристика: O — цифровая следящая система [12]; +,  $\Delta$  — следящая система с постоянным порогом дискриминации [10] при  $d_{эфф} = 100$  мкм и  $d_{эфф} = 400$  мкм соответственно

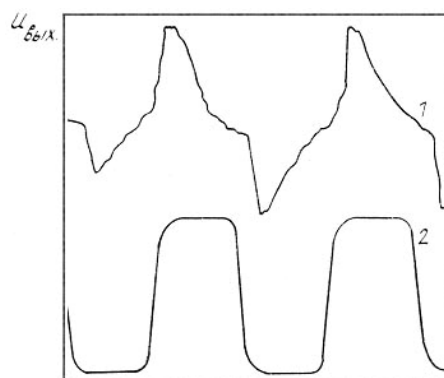


Рис. 2. Выходной сигнал устройств при скачкообразном смещении изображения искусственной звезды с частотой  $f = 0,5$  Гц без помехи «мерцания»: 1 — устройство [10]; 2 — устройство [12]

«Звезда» формировалась из коллимированного излучения одномодового He—Ne—лазера типа ЛГ—72. Имитатором смещений служила плоскопараллельная стеклянная пластина, поворачиваемая якорем гальванометра на калиброванный угол  $\gamma$ . Пластина укреплялась за приемным объективом типа И—137 с фокусным расстоянием  $F_t = 30$  см и  $2R_t = 6$  см. Линейное смещение  $l$  изображения на фотокатоде диссектора в фокальной плоскости объектива определяется соотношением:

$$l_i = d_i \sin \gamma \left( 1 - \frac{\cos \gamma}{n^2 - \sin^2 \gamma} \right), \quad (3)$$

где  $d_i$  — толщина пластины;  $i$  — число заменяемых пластин различной толщины;  $n$  — показатель преломления используемого стекла. Измерения проводились для различных размеров светового пятна на фотокатоде без подстройки интенсивности источника. Размеры контролировались микроскопом МИМ—1. Для цифровой следящей системы выполнялось условие  $\Delta \geq d_{эфф}$ .

На рис. 2 приведена форма выходного сигнала как отклик системы на импульсное воздействие, когда изображение «звезды» за время  $\tau \approx 15$  мс скачкообразно перемещалось в плоскости фотокатода. Видно, что корректирующие активные фильтры искажают передаточную характеристику системы, обогащая спектр выходного сигнала. Цифровая система имеет линейную передаточную характеристику в полосе частот (0÷1,8) кГц. Подавление помехи «мерцания» превосходило 40 дБ для  $\rho_i(t) = 0$  и увеличивалось до 60 дБ с ростом величины смещений изображения  $\rho_i(t)$ . В системах с постоянным порогом срабатывания [10] модуляция интенсивности источника при неподвижном изображении вызвала на выходе измерителя сигнал ложного «дрожания»  $\delta\rho_t$ . На рис. 3 приведена среднеквадрати-

ческая величина смещения  $\sigma_{\delta_{\text{пр}}}$  в зависимости от глубины модуляции «мерцаний». Близкие частоты «мерцаний» и «дрожания» вызывали биения выходного сигнала.

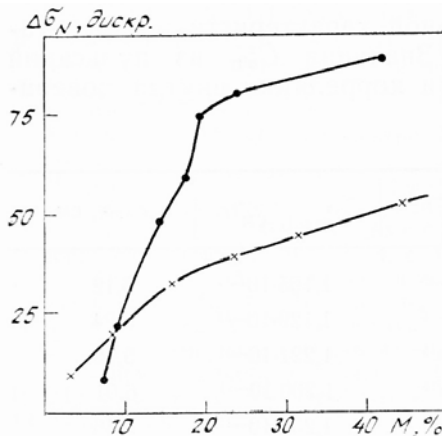


Рис. 3. «Дрожание» неподвижного изображения из-за модуляции источника света: ● — частота модуляции  $f_m = 3$  Гц; × — частота модуляции  $f_m = 30$  Гц

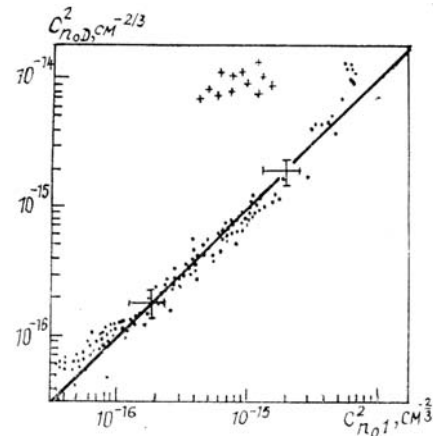


Рис. 4. Сравнительные измерения структурной характеристики показателя преломления по «дрожанию» изображения  $C^2_{n0D}$  и по флуктуациям интенсивности  $C^2_{n0I}$  источника света: ● — цифровая следящая система [12]; + — следящая система [10]

По результатам стендовых испытаний диапазон измеряемых значений радиуса когерентности составил  $r_0 = (0,22 \div 4,48)$  см с погрешностью  $\delta r_0 = 75\%$  для системы с точечной вырезающей апертурой и  $r_0 = (2,04 \div 6,92)$  см с погрешностью  $\delta r_0 = 56\%$  для системы со сканированием области вблизи края светового пятна. Диапазоны оценивались без влияния помехи «мерцания» с преобразованием аналогового выходного сигнала в цифровой код  $N_{\text{вых}}(r_0)$  десятиразрядным преобразованием. Погрешность преобразования АЦП  $\delta N_{\text{вых}} = 13,2\%$ . Для цифровой системы с переменным порогом дискриминации диапазон разрешаемых значений  $r_0$  составил  $r_0 = (0,32 \div 22,87)$  см с погрешностью  $\delta r_0 = 12\%$  при глубине «мерцаний» на уровне 40%, а среднеквадратическое пространственное разрешение смещений  $\rho_{\text{тmin}} = 1,7$  мкм на фотокатоде диссектора.

На рис. 4 приведены среднеинтегральные значения структурной характеристики показателя преломления  $C^2_{n0}$  на горизонтальных приземных трассах, полученные независимыми методами — по дисперсиям «дрожания»  $\sigma_{\rho_t}^2$  источника света и «мерцания»  $\sigma_t^2$  на входе точечного приемника [5]:

$$\sigma_t^2 = 0,496 R^{7/6} L^{11/6} C^2_{n0}. \quad (4)$$

Измерения проводились над ровной подстилающей поверхностью со средней высотой луча лазерного источника  $h_0 = 2,0$  м над ней. Источником излучения служил одномодовый He—Ne—лазер ЛГ—38, приемником излучения в канале «дрожаний» — телескоп АЗТ—7 с  $F_t = 10$  м и  $2R_t = 20$  см. Размер входной диафрагмы фотоприемника канала интенсивности удовлетворял условию  $\Delta \ll \sqrt{\lambda L}$ , где  $L$  — дистанция зондирования, которая составляла  $L_1 = 75$  м и  $L_2 = 110$  м. Значения структурной характеристики  $C^2_{n0D}$ , полученные с помощью цифровой следящей системы, в реальных условиях имеют корреляцию  $R_{xy} = 0,9$  с величинами  $C^2_{n0I}$  из измерений «мерцаний». Некоторое расхождение можно объяснить различием пространственных масштабов турбулентных неоднородностей, дающих основной вклад в величины  $\sigma_{\rho_t}^2$  и  $\sigma_t^2$  [2, 5]. Значения  $C^2_{n0}$  дополнительно контролировались расчетом из измерений структурной характеристики флуктуации температуры  $C^2_T$  в точке трассы. Значения  $C^2_{n0T}$  из пульсаций температуры распределены вблизи линии корреляции внутри доверительного интервала.

В таблице приведены интегральные значения  $C^2_{\text{лэкс}}$  и значения  $r_{0\text{экс}}$  из измерений дисперсии «дрожания»  $\sigma_{\rho_t}^2$  Полярной звезды  $\alpha U M^i$  над ровной подстилающей поверхностью в условиях степи. Величина сигнала  $U_i(\rho, t)$  на выходе диссектора следящей системы со сканированием малой области светового пятна [10] контролировалась с помощью осциллографа. С приемным телескопом АЗТ—7 она была существенно ниже  $U_i(\rho, t)$  в стендовых испытаниях системы с лазерным источником излучения.

Время	$\tilde{C}_{n\text{экс}}^2, \text{ см}^{-1,3}$	$r_{0\text{экс}}, \text{ см}$	$C_{n0}^2, \text{ см}^{-2,3}$	$\tilde{C}_{n\text{мод}}^2, \text{ см}^{-1,3}$	$r_{0\text{мод}}, \text{ см}$
00 <sup>00</sup>	$9,902 \cdot 10^{-10}$	0,50	$1,185 \cdot 10^{-15}$	$1,165 \cdot 10^{-11}$	6,12
00 <sup>30</sup>	$9,701 \cdot 10^{-10}$	0,51	$9,030 \cdot 10^{-16}$	$1,129 \cdot 10^{-11}$	6,24
01 <sup>00</sup>	$1,020 \cdot 10^{-9}$	0,49	$1,626 \cdot 10^{-15}$	$1,221 \cdot 10^{-11}$	5,96
01 <sup>30</sup>	$9,473 \cdot 10^{-10}$	0,52	$1,435 \cdot 10^{-15}$	$1,200 \cdot 10^{-11}$	6,01
02 <sup>00</sup>	$1,333 \cdot 10^{-9}$	0,42	$1,947 \cdot 10^{-15}$	$1,252 \cdot 10^{-11}$	5,86
02 <sup>30</sup>	$1,224 \cdot 10^{-9}$	0,44	$1,986 \cdot 10^{-15}$	$1,256 \cdot 10^{-11}$	5,85
03 <sup>00</sup>	$8,449 \cdot 10^{-10}$	0,55	$1,847 \cdot 10^{-15}$	$1,243 \cdot 10^{-11}$	5,89
03 <sup>30</sup>	$1,294 \cdot 10^{-9}$	0,43	$1,789 \cdot 10^{-15}$	$1,239 \cdot 10^{-11}$	5,90

Там же представлены приземные значения  $C_{n0}^2$ , полученные из микропульсаций температуры, и результаты оценок  $\tilde{C}_{n\text{мод}}^2$  — из модельных высотных зависимостей  $C_n^2(h)$  с параметром входа  $C_{n0}^2$ . Для расчетов использованы уточненные зависимости  $C_n^2(h)$  [4].

Полученные модельные оценки  $r_{0\text{мод}}$  относительно близки к результатам независимых измерений в условиях полупустыни с близким законом распределения приземных значений  $C_{n0}^2$  [13]. Сходный результат дают измерения  $r_0$  по внеатмосферным источникам с помощью следящей системы с переменным уровнем дискриминации и фиксацией полного потока, проведенные также над ровной подстилающей поверхностью, но для более низких значений  $C_{n0}^2$ . Поэтому резкое занижение значения  $r_0$  из измерений следящей системой  $\sigma_{\rho_t}^2$  со сканированием малой области светового пятна может объясняться влиянием помехи „мерцания” внеатмосферного источника света малой интенсивности.

Следящие системы на диссекторе имеют высокую световую чувствительность и могут использоваться для оптических измерений характеристик атмосферной турбулентности по внеатмосферным источникам света малой интенсивности. Приемлемую точность обеспечивают цифровые следящие системы, разработанные с учетом турбулентных искажений изображения источника света, и позволяющие выделять центр тяжести изображения и слежение за ним.

1. Щеглов П. В. Проблемы оптической астрономии. — М.: Наука, 1980.
2. Татарский В. И. Распространение воли в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
3. Колчинский И. Г. Оптическая нестабильность земной атмосферы по наблюдениям звезд. — Киев: Наукова думка, 1967.
4. Макаров А. А., Миронов В. Л., Покасов В. В. — В кн.: IV Всес. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (Тезисы докладов). — Томск: ПОЛ СО АН СССР, 1976.
5. Гурвич А. С., Кон А. П., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976.
6. Карпинский В. Н., Кононович Э. В., Купряков Ю. А. — Солнечные данные, 1977, № 4, с. 58.
7. Катъс Г. П. Оптико-электронная обработка информации. — М.: Машиностроение, 1973.
8. Чурнышев В. С., Гутарко Т. П. — Труды Томского ин-та автоматизированных систем управления и радиоэлектроники, 1974, № 9, с. 71.
9. Слободян С. М., Галахов В. Н., Сазанович В. М. — Приборы и техника эксперимента, 1980, № 4, с. 192.
10. Губкин С. А., Емалеев О. П., Лукин В. П., Мутницкий П. Г., Покасов В. В. — Астрономический журнал, 1983, т. 60, вып. 4, с. 790.
11. Губкин С. А., Михайлов В. А., Осадчий В. М., Шапиро И. Я. — В кн.: Измерение оптико-метеорологических параметров атмосферы с использованием лазерного излучения. — Томск: ИОА СО АН СССР, 1980.
12. Макаров А. А. — Приборы и техника эксперимента, 1983, № 4, с. 151.
13. Walters D. L. — J. Opt. Soc. Amer., 1981, v. 71, № 4, p. 406.

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР, г. Томск'

Поступила в редакцию  
29 сентября 1987 г.

A. A. Makarov, V. V. Pokasov, V. V. Smolin. On possible application of a meter for measuring «stellar image tremors on a dissector».

The analysis and comparative tests of tracing systems on a transmitting TV lube-dissector have been made. Their application for measuring «stellar image tremor» in a local plane of astronomical telescopes has been considered. To perform astro-climatic researches, the digital tracing systems have been used. The center of gravity of a stellar image was separated out by effective suppression of «scintillation» background which is characteristic for light propagation in a turbulent atmosphere. It was shown, based on the results of experimental measurements of «stellar image tremor» over a plane underlying surface and model calculation of telescope limiting resolution, that the spatial resolution and errors of a digital tracing system weakly depend on the light-source intensity.