

✓ К-14038

П301419

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 204

ФИЗИКА ЛУНЫ И ПЛАНЕТ
ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ АСТРОМЕТРИЯ

Выпуск 15

85 к.



Вестн. Харьк. ун-та, 1980, 1—71+2.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00280074 1

СОДЕРЖАНИЕ

Акимов Л. А. О природе оппозиционного эффекта	3
Стародубцева О. М. Ультрафиолетовые образования Венеры: поиск тонких спектральных различий	12
Псарев В. А. Фотометрические аспекты картирования нормального альbedo лунной поверхности по материалам космической фотосъемки	15
Александров Ю. В., Тишковец В. П. Рассеяние света системой хаотически ориентированных почти сферических частиц	28
Уваров В. Н. Интерферометрический синтез изображений небесных объектов, наблюдаемых через турбулентную атмосферу	34
Димитров Д. В. Двухпараметрическое распределение освещенности в турбулентном диске звезды	40
Димитров Д. В. Исследование отклонений фотоэлектрических профилей звездных изображений от гауссового распределения	44
Кузьменко К. Н., Кирпатовский В. М., Павленко Л. С. Дифференциальный каталог склонений 75 близполюсных звезд FK4	48
Деркач К. Н., Кирпатовский В. М. Исследование результатов трех методов обработки дифференциальных меридианных наблюдений прямых восхождений звезд	52
Туренко В. И., Литкевич Н. Г. Неравномерность вращения Земли за 1970—1977 гг.	61
Павленко П. П., Павленко Л. С. Позиционные наблюдения избранных малых планет в 1978 г. на АО ХГУ	65
Захой В. А. Статистические свойства звездного населения в окрестностях Солнца	67

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 204

Физика Луны и планет.
Фундаментальная астрометрия

Выпуск 15

Редактор Л. Ф. Кизилова
Художественный редактор Т. П. Воробиенко
Технический редактор Г. П. Александрова
Корректор Л. А. Федоренко

Сдано в набор 27.03.80. Подписано в печать 06.08.80.
БЦ 09325. Формат 60×90₁₆. Бумага типогр. № 3.
Лит. гарн. Выс. печать. 4,5 усл. печ. л. 6 уч.-изд. л.
Тираж 1000 экз. Изд. № 817. Зак. 544. Цена 85 к.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа»,
310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Харьковская городская типография № 16 Областного управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 204

ФИЗИКА ЛУНЫ И ПЛАНЕТ
ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ АСТРОМЕТРИЯ

ВЫПУСК 15

Основан в 1965 г.

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
«ВИЩА ШКОЛА»

1980

Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия.
Вып. 15. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. — Харьков;
Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, — 71+2 с.

Вестник посвящен теоретическим вопросам рассеяния света поверхностями и атмосферами планет, фотометрическим исследованиям Луны наземными и космическими средствами, методам наблюдения небесных тел через турбулентную атмосферу. Приведены результаты и методы обработки меридианных наблюдений близполюсных звезд и позиционных наблюдений малых планет, данные о неравномерности вращения Земли.

Предназначен для научных работников и специалистов.

Списки лит. в конце статей.

Редакционная коллегия: Ю. В. Александров (отв. редактор), К. Н. Деркач (отв. секр.), Л. А. Акимов, К. Н. Кузьменко, Д. Ф. Лупишко.

Печатается по решению редакционной коллегии Астрономической обсерватории Харьковского государственного университета от 18 мая 1979 года.

Адрес редакционной коллегии: 310022, Харьков-22, ул. Сумская, 35, Астрономическая обсерватория Харьковского университета, тел. 43-24-28.

Редакция естественнонаучной литературы.

УДК 523.4

Л. А. АКИМОВ

О ПРИРОДЕ ОППОЗИЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Нелинейное возрастание яркости вблизи противостояния у поверхностей Меркурия, Луны, Марса, колец Сатурна, астероидов, у земных почв и ландшафтов скорее правило, чем исключение. Большинство шероховатых поверхностей таких веществ как окись магния, обычно применяемая в качестве стандарта абсолютно белой поверхности, дробленый андезит-базальт, оплавленный габбро-диабаз, лунный грунт, окись железа обладают значительным оппозиционным эффектом, хотя происхождение его разное. Изучению возможных причин этого явления в различных конкретных случаях посвящена данная работа.

Рассмотрение ведется в рамках лучевой оптики со всеми вытекающими отсюда ограничениями; при этом предполагается хаотическая ориентация рассеивающих частиц. Рассуждения носят качественный характер отчасти для того, чтобы иметь возможность охватить достаточно широкий круг явлений, отчасти потому, что природа часто несовершенно строит геометрически правильные фигуры (шар, сфера, призма), для которых можно произвести строгий количественный расчет.

Необходимо отметить некоторое искусственное противопоставление линейного и нелинейного роста яркости вблизи противостояния. Исторически оно возникло, чтобы подчеркнуть факт весьма заметного различия наблюдаемой яркости поверхности Луны в противостояние [13] от линейно экстраполированного значения, полученного по ранее проведенным наблюдениям фазовой кривой блеска при углах фазы, больших 3° .

В данной работе оппозиционный эффект рассматривается как явление большей по сравнению с ортотропным рассеянием концентрации света шероховатыми поверхностями в направлении на источник. Можно указать две основные причины, приводящие к оппозиционному эффекту.

1. Относительное повышение яркости в оппозицию, обусловленное затенением одних частей поверхности другими вдали от противостояния. Назовем этот механизм теневой концентрацией света на источник.

2. Рост яркости вблизи противостояния, вызванный другими причинами, к которым относится gloria на прозрачных шарах,

рассеяние света на угольном отражателе, назовем оптической концентрацией света на источник.

Теневая концентрация. Взаимное затенение играет большую роль при рассеянии света на сильно раздробленных поверхностях с малой отражательной способностью, когда рассеяние высших порядков незначительно. Согласно работе [1], при малых углах фазы α изменение яркости пропорционально сумме перепадов высот h_i между соседними по лучу зрения точками в се-

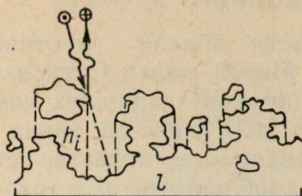


Рис. 1. Вертикальное сечение рассеивающей поверхности.

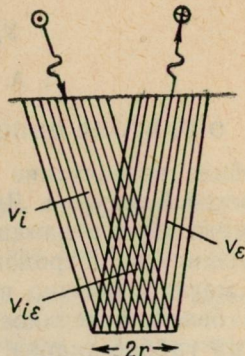


Рис. 2. Модель процесса рассеяния света лунной поверхностью.

чении поверхности плоскостью, параллельной экватору интенсивности (рис. 1):

$$b(\alpha) \approx 1 - \frac{1}{2} H \alpha; \quad H = \lim_{l \rightarrow \infty} \frac{1}{l} \sum (h_i), \quad (1)$$

где l — расстояние между любыми, достаточно удаленными точками сечения поверхности, между которыми производится суммирование перепадов высот. Изменение яркости линейно с углом фазы лишь в таких пределах, когда характерный размер неровностей или расстояний между ними гораздо больше величины $H\alpha$.

Хорошо разработана теория затенения в модели, где предполагается, что поверхность состоит из крупных частиц, взвешенных в некотором слое. В последнее время, особенно в применении к Луне, такое представление называют моделью Хапке [2]. Впервые же такая модель была разработана Х. Зеелигером [3]. М. С. Бобровым [4] она была усовершенствована для колец Сатурна. В. М. Ирвин [5] напомнил и обобщил исследования Х. Зеелигера, более корректно сформулировал задачу, указал пределы применимости данного представления. Э. Г. Яновицкий и А. В. Мороженко [6], исходя из идей, развитых В. М. Ирвином, провели более совершенный, чем в работе [2], расчет фотометрических свойств лунной поверхности.

Следуя работе [5], изложим кратко суть модели. Пусть на глубине h от поверхности расположена площадка радиуса r

(рис. 2), n — число частиц в единице объема; i, ε — углы падения и отражения света на поверхности; v_i, v_ε — объемы цилиндров в рассеивающем слое, ограниченных рассеивающей площадкой, границей слоя и телесными углами, под которыми видна частица из точки освещения или наблюдения:

$$v_i = \pi r^2 h / \cos i; \quad v_\varepsilon = \pi r^2 h / \cos \varepsilon \quad (2)$$

(nv_i, nv_ε — число частиц в этих объемах).

При случайном распределении частиц по объему и в предположении, что относительный объем, занятый частицами, существенно мал, т. е. $32\pi r^2 n / 3 \ll 1$, прямое излучение, пришедшее на глубину h под углом i , будет

$$I = I_0 e^{-\tau |\cos i|}, \quad (3)$$

обычное в теории переноса. Здесь $\tau = n\pi r^2 h$; I_0 — интенсивность падающего излучения. Соответственно, оптический путь вышедших лучей есть $\tau \sec \varepsilon$.

Если объемы v_i, v_ε пересекаются, то ослабление на частицах в объеме пересечения v_{is} не является независимым событием в падающем и отраженном пучках и для подсчета ослабления в слое необходимо вычислить условные вероятности. В первом приближении это обстоятельство можно учесть простым вычитанием пересекающейся части объемов из суммы их. Тогда интенсивность вышедшего излучения

$$I(i, \varepsilon, \alpha) = \frac{1}{4} I_0 \chi(\alpha) \int_0^\pi e^{-(\tau \sec i + \tau \sec \varepsilon - n v_{is})} \sec \varepsilon d\tau, \quad (4)$$

где $\chi(\alpha)$ — индикатриса рассеяния света одной частицей.

При более корректном учете влияния перекрывающейся части объемов необходимо помнить, что при $\alpha \neq 0$ у частиц из v_i теневой цилиндр и цилиндр экранирования совпадают лишь частично, объединение их (в представлении теории множеств) увеличивается, что приводит к более быстрому, чем по зависимости (4), изменению яркости вблизи противостояния.

Как видно из формулы (4) и рис. 2, основное изменение яркости вблизи противостояния происходит в пределах углов фазы $\alpha < n\pi\tau^3$, что с точностью до постоянного множителя есть отношение среднего объема частиц к среднему объему части слоя, в котором находится одна частица.

Оптическая концентрация. Глория. Заметную роль в формировании оппозиционного эффекта на лунной поверхности и особенно в морях, где найдено значительное содержание стеклянных шариков, может играть глория. В работе [7] показано, что в формировании оппозиционного пика яркости на кольцах Сатурна глория может играть основную роль. Явление это возни-

кает при внутреннем отражении света на шарах с показателем преломления вещества от 1,4 до 2 (рис. 3).

Рассмотрим элементарную геометрическую теорию глории, следуя работе [8].

Пусть a — радиус шара; m — показатель преломления вещества; i — угол падения луча в некоторую точку на сфере; φ — азимутальная координата этой точки; ε — угол преломления луча; α — угол фазы, т. е. угол между направлением на источник света и на наблюдателя из точки рассеяния. Если I_0 — интенсивность упавшего света, то поток энергии в пучке равен $I_0 a^2 \cos i \sin i di d\varphi$ (5). Эта энергия распределяется на зеркально отраженный от поверхности пучок, обозначаемый индексом $p=0$, дважды преломленный — $p=1$, преломленный, отраженный внутри и вновь преломленный — $p=2$ и т. д. Угол преломления определяется за-

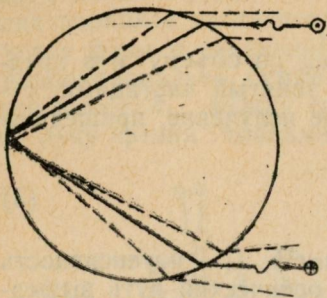


Рис. 3. Схема расположения лучей глории.

коном Снеллиуса

$$\sin i = m \sin \varepsilon. \quad (6)$$

Коэффициенты отражения задаются формулами Френеля

$$r_1 = \frac{\cos i - m \cos \varepsilon}{\cos i + m \cos \varepsilon}; \quad r_2 = \frac{m \cos i - \cos \varepsilon}{m \cos i + \cos \varepsilon}. \quad (7)$$

Индексы 1, 2 характеризуют направление поляризации. Если $q_1 = r_1$ для $p=0$ и $q_1 = (1 - r_1^2)(-r_1^{p-1})$ для p , равного 1, 2, 3, ..., то интенсивность на расстоянии R пучка, вышедшего в направлении α , φ , будет

$$I_1 = q_1^2 I_0 a^2 \cos i \sin i di d\varphi / R^2 \sin \alpha da d\varphi = a^2 q_1^2 I_0 D / R^2, \quad (8)$$

где

$$D = \sin i \cdot \cos i / \sin \alpha \frac{da}{di}, \quad (9)$$

I_2 можно найти по формуле, аналогичной приведенной для I_1 , где q_2 определяется через r_2 . Коэффициент D характеризует распределение излучения по направлениям и стремится к ∞ при α , равном 0° и 180° , а также в том случае, когда $\frac{da}{di} = 0$.

Последний случай характеризует систему радуг, а случай вблизи противостояния создает глорию. Интенсивность излучения меняется обратно пропорционально синусу фазового угла. В действительности из-за отклонения формы от идеальной, неоднородности частиц, из-за волновой природы света пик ярко-

сти будет размываться. Количественный расчет рассеяния света на полидисперсных сферических частицах различного происхождения можно найти в работе [9]. Если γ — коэффициент поглощения вещества, то интенсивность вышедшего пучка пропорциональна $\exp(-2p\gamma \cos \epsilon)$.

Основной вклад в глаорию дают лучи, претерпевшие одно внутреннее отражение ($p=2$). В этом случае для пучка,

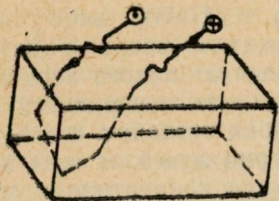


Рис. 4. Схема отражения света от трехгранного прямого угла в кристалле.

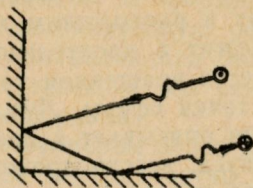


Рис. 5. Схема отражения света от двухгранного прямого угла с ребром, перпендикулярным падающему лучу.

рассеянного на источник $\text{tg } \epsilon = \frac{\sin i}{1 + \cos i}$, учитывая закон Снеллиуса, получаем $m^2 = 2 + 2\cos i$, откуда вытекает, что глаория имеет место при изменении коэффициента преломления от $m = \sqrt{2}$ ($i=90^\circ$) до $m=2$ ($i=0^\circ$).

Способностью концентрировать свет на источник обладают и сферические углубления. Лучи, для которых угол падения равен 45° , отражаются назад. Такое явление можно обнаружить на сколах пузырчатых лав, на срезах искусственных пеноматериалов.

Оптическая концентрация. Угловой отражатель. Прямоугольная зеркальная трехгранная пирамида концентрирует свет на источник, если светить со стороны основания. Ширина диаграммы направленности (в идеальном случае δ -функция) в действительности определяется размерами такой пирамиды по сравнению с длиной волны освещающего света, отступлением формы от идеальной, присутствием неоднородностей.

Это явление широко известно. Угловой отражатель применяется при лазерной локации Луны. Реализация этого явления в природе возможна несколькими путями. Если на прямоугольный кристалл светить со стороны одной из граней, то при определенных положениях может реализоваться угловой трехгранный отражатель (рис. 4). Вклад этого случая в опозиционный эффект на лунных материках может быть заметным. Микротрещины в кристаллах увеличивают вероятность такого рассеяния.

Рассмотрим подробней отражение света от протяженных структур; речь пойдет о двугранном прямоугольном отражателе, цилиндре, цилиндрическом углублении. Эти структуры способны концентрировать свет на источник при хаотической ориентации.

Пусть на поверхности есть хаотически ориентированные прямоугольные двугранные уголкового отражатели (рис. 5). Одну из граней примем за основную. Перенесем все видимые уголки на сферу и расположим каждый в таком месте, где основная грань лежит в касательной плоскости. Набор всех ситуаций реализуется вращением такого отражателя вокруг радиуса для данной точки сферы. Луч, отраженный от такого зеркала, при вращении описывает в пространстве часть поверхности некоторого конуса, всегда проходящего через источник света. Источник света является полюсом траектории лучей от всех подвижных зеркал. Тем самым осуществляется концентрация света на источник, причем при малых углах фазы интенсивность, как и в случае глории, обратно пропорциональна углу фазы. В природе это явление реализуется при отражении света на внутренних гранях кристалла. Если поглощение велико, то заметную роль могут играть двугранные углы, образованные внешними гранями рядом расположенных кристаллов.

Эти, по существу, две возможности концентрации света на трехгранном в любой ситуации и двугранном прямом угле при хаотической ориентации, целесообразно назвать уголкового эффектом в формировании оппозиционного рассеяния.

Индикатрисы отражения света от образцов. Обсуждение результатов. Для иллюстрации сказанного приведены кривые коэффициента яркости различных образцов при малых углах фазы (рис. 6). Измерения проводились на индикатометре, сконструированном для исследования образцов лунного грунта [10].

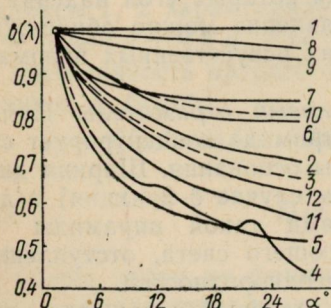


Рис. 6. Индикатрисы отражения света от образцов при малых углах фазы.

1. Молочное стекло. Пример поверхности диффузно рассеивающей. Индикатриса приведена для иллюстрации того факта, что наблюдаемое поведение кривых не вызвано приборными ошибками. Образец можно рекомендовать для испытания подобных приборов.

2. Мелкие железные опилки, прокаленные на воздухе до темно-серого цвета (образование пленки Fe_3O_4 на поверхности). Заведомо известно, что оптической концентрации света нет и остается лишь теневая концентрация в чистом виде.

3. Окись железа (лимонит). Теневая концентрация играет основную роль. Поверхность состоит из конгломератов слипшихся мелких непрозрачных частиц.

4. Шарики органического стекла диаметром 0,4—0,5 мм. Основную роль в формировании оппозиционного эффекта играет gloria. Ярко выраженная радуга подтверждает это.

5. Частицы габбро-диабазы диаметром менее 40 мк, оплавленные в плазме до образования шариков. В формировании оппозиционного пика gloria играет доминирующую роль; заметна слабая радуга при $\alpha = 12^\circ,5$ и составляющая около 2% яркости. Вклад затенения менее значителен, о чем свидетельствует поведение индикатрисы шестого образца.

6. Образец, аналогичный пятому, с размером зерен от 45 до 100 мк. Свет в основном поглощается внутри частиц, наблюдается только отраженное излучение.

7. Окись магния. Образец получен обычным способом осаждения на пластинку частиц дыма при сгорании магния. Состоит из микроскопических прямоугольных кристаллов. Коэффициент преломления вещества $n = 1,75$. Основную роль в формировании оппозиционного пика играет угловая концентрация.

8. Снег. Чистый, свежевывапший. Хотя плотность его весьма мала (по объему его можно сжать более чем в десять раз), однако оппозиционный эффект не наблюдается, поскольку прозрачность частиц высока, а форма кристаллов не прямоугольная. Измерения его проводили на индикатометре [11], позволяющем исследовать образцы диаметром 5 см.

9. Песок. Естественный образец с малым отклонением от ортотропности, так как прозрачность частиц высока, форма произвольная, окатанная, но не сферическая, размер частиц 0,5 мм.

10. Порошок андезито-базальта, диаметр частиц $< 25 \mu$. Имеет место угловая и теневая концентрация света в оппозицию.

11. Лунный грунт, доставленный А. М. С. «Луна-16».

12. Лунный грунт, доставленный А. М. С. «Луна-20». Кроме теневой концентрации, играющей большую роль, имеет место и оптическая: угловая на кристаллах и gloria на стеклянных шариках, которых в образцах из Моря Изобилия обнаружено значительное количество.

Установить причину оппозиционного роста яркости в противостоянии по виду фазовой кривой задача весьма сложная. Теоретически самый острый пик яркости у углового отражателя (δ -функция). Gloria — обратно пропорциональна фазовому углу. Однако неоднородность частиц, отклонение формы от идеальной, соизмеримость с длиной волны освещающего света приводит к замытию пика, такому, что без априорной информации о строении вещества выявить причину концентрации сложно. Изменение яркости вблизи противостояния в случае теневой концентрации в атмосфере взвешенных частиц опреде-

ляется отношением размера частиц к расстоянию между ними и принципиально может быть любым. Однако для шероховатых раздробленных поверхностей, спрессованных силой тяжести, изменение яркости, вызванное затенением при малых углах фазы, как правило, более замедленное, чем в случае оптической концентрации.

№ образца	2	3	4	5	7	10	11	12
$d(2^\circ, 5)$	3,5	3,8	7,5	7,0	3,3	3,2	6,3	5,1
$\rho(2^\circ, 5; 10^\circ)$	2,8	2,9	4,1	—	4,7	5,5	3,6	3,2
$b(10^\circ)$	0,08	0,22	0,60	0,07	1,00	0,33	0,065	0,14

Данные таблицы подтверждают такую тенденцию в поведении индикатрис. Здесь для некоторых образцов, номер которых указан в верхней строке, приведена производная d зависимости коэффициента яркости от угла фазы для $\alpha=2^\circ, 5$ (в процентах на градус) и отношение производных ρ (α_1, α_2) при $\alpha=2^\circ, 5$ $\alpha=10^\circ$. Для образцов, где большую роль играет уголкового эффект, это отношение больше 4, для образцов, где основную роль играет gloria — около 4. Там же, где оппозиционный рост обусловлен затенением, $\rho < 3$. Для лунного грунта $3 < \rho < 4$, что указывает на сложность природы оппозиционного пика в данном случае. Величина b , приведенная в таблице, есть отношение коэффициента яркости данного образца к его значению при угле фазы $\alpha=10^\circ$ для окиси магния.

Очевидно, что теневая концентрация растет с уменьшением отражательной способности вещества, а оптическая — (при наличии соответствующих форм) — с увеличением прозрачности вещества, а следовательно, и коэффициента отражения. Это обстоятельство также можно использовать для выявления при-

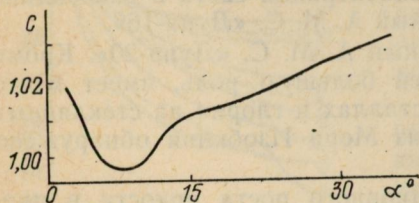


Рис. 7. Относительный ход показателя цвета в зависимости от угла фазы для грунта из Моря Изобилия.

чин, приводящих к росту яркости в оппозицию, измеряя рассеянный свет в разных длинах волн, если при этом заметно меняется и отражательная способность вещества.

Теневая и оптическая концентрации возрастают с уменьшением длины волны, однако при изменении отражательной способности, что обычно связано с изменением прозрачности вещества в разных участках спектра, действие механизмов теневой и оптической концентраций света противоположно, что можно использовать для выяснения природы эффекта.

На рис. 7 приведено изменение показателя цвета (яркость в красном ($\lambda_{эф}=0,65\mu$), отнесенное к яркости в синем ($\lambda_{эф}=10$

$=0,45\mu$) участке спектра) лунного грунта из Моря Изобилия, в зависимости от угла фазы. Самый малый показатель цвета в окрестности углов фазы $\alpha=6^\circ$. При дальнейшем увеличении угла фазы отмечается обычное покраснение лунного грунта, как и всей Луны. Однако от 1° до 6° увеличение показателя цвета с уменьшением фазового угла вызвано, по-видимому, оптической концентрацией, поскольку прозрачность частиц в красной области спектра выше, чем в синей. Если продолжить кривую зависимости цвета при больших углах фазы до нулевого угла, то разность между этой экстраполированной и экспериментальной кривой достигнет 5%, что отражает различие оптической концентрации в красной и синей части спектра. Наличие незначительной «волны» на кривой показателя цвета в окрестности $\alpha=14^\circ$, возможно, связано с радугой (рис. 7). Таким образом, аномальное поведение показателя цвета в зависимости от угла фазы также указывает на существенную роль механизмов оптической концентрации света в формировании оппозиционного роста яркости лунной поверхности. Подобное поведение показателя цвета лунного грунта отмечалось в работах [10, 12].

В заключение необходимо указать на целесообразность дальнейшего изучения фотометрических характеристик лунного грунта, поскольку тонкие фотометрические эффекты более надежно можно определить в лабораторных условиях. Представляют значительный интерес прецизионные измерения показателя цвета различных районов лунной поверхности при малых углах фазы ($1-20^\circ$) с целью выявить участки с повышенной оптической концентрацией света.

Для построения карт показателей цвета лунной поверхности целесообразно использовать снимки Луны, полученные при углах фазы от 4 до 10° , где изменение показателя цвета в зависимости от угла фазы минимально. Для построения карт показателей роста яркости вблизи противостояния (градиента яркости) необходимо использовать, по крайней мере, два участка фазовой кривой блеска $1-5^\circ$ и $5-20^\circ$, что позволяет значительно разделить теневую и оптическую концентрации при классификации участков лунной поверхности.

Результаты данного исследования можно применить при интерпретации фазовых кривых блеска поверхностей больших и малых планет Солнечной системы.

Список литературы: 1. Барабашов Н. П., Акимов Л. А. О микрорельефе Луны. — В кн.: Физика Луны и планет. М.: Наука, 1972, с. 52—56. 2. Napke B. W. A theoretical function for the lunar surface. — Journ. Geophys. Res., 1963, vol. 68. № 15, p. 4571—4586. 3. Seeliger H. Zur Theorie der Beleuchtung der grossen Planeten in spesondere des Saturn. Abhandl. der Muncher Acad., 1887, II, 16, S. 405—516. 4. Бобров М. С. Обобщение теории теневого эффекта на кольцах Сатурна на случай частиц неодинаковых размеров. — Астроном журн., 1961, т. 38, с. 669—680. 5. Irvine W. M. The sha-

dowing effect in diffuse reflection. — Jour. Geophys. Res., 1966, vol. 71, № 12, p. 2931—2937. 6. Морозенко А. В., Яновицкий Э. Г. К вопросу об отражении света от шероховатых поверхностей — Астроном. журн., т. 48, вып. 1, с. 172—183. 7. Грецкий А. М. Некоторые результаты спектрофотометрии колец Сатурна. — Вестн. Харьк. ун-та № 137. Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии, вып. 11, 1976, с. 21—31. 8. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961. — 524 с. 9. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полудисперсными частицами. — М.: Мир, 1971. — 176 с. 10. Сравнительное изучение фотометрической фазовой функции образцов реголита, доставленного АМС «Луна-16» и «Луна-20»/Антипова-Каратаева И. И., Акимов Л. А., Езерский В. И., Псарев В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 137. Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии, вып. II, 1976, с. 3—8.

Поступила 11 апреля 1978 г.

УДК 523.42

О. М. СТАРОДУБЦЕВА, канд. физ.-мат. наук

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ ВЕНЕРЫ: ПОИСК ТОНКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАЗЛИЧИЙ

Спектрофотометрические исследования ультрафиолетовых (УФ) облачных образований Венеры в области $3500\text{--}6500\text{ \AA}$ [1] показали, что темные и светлые образования обладают различиями в отражательной способности, проявляющимися в наличии широкой полосы поглощения в относительном спектре этих образований. Различия достигают наибольшей величины в ультрафиолетовой области $3500\text{--}3800\text{ \AA}$ (15—40%) и уменьшаются с ростом длины волны, исчезая к $5300\text{--}5500\text{ \AA}$.

Наряду с этим предпринята попытка обнаружения тонкой структуры или отдельных мелких полос в пределах указанной широкой полосы. Наличие такой структуры могло бы служить оценкой обоснованности выдвигаемой среди множества вероятных объяснений наблюдаемых контрастов гипотезы о наличии пространственных неоднородностей в горизонтальном распределении некоего газового поглощающего агента.

Обработаны 29 спектрограмм (11—1972 г., 18—1975 г.) Венеры, полученных в интервале $3500\text{--}5100\text{ \AA}$ со спектральным разрешением $1,5\text{ \AA}$. Данные о спектрограммах приведены в работе [1]. Фотометрические измерения производились вдоль дисперсии в спектрах темного образования и прилегающих светлых областей в точках вне линий солнечного спектра с измерительной щелью, соответствующей $1\text{ \AA}$. Получены спектральные кривые относительной отражательной способности УФ образований в виде отношения интенсивностей, измеренных в спектрах темных и светлых областей, в ≈ 150 точках, взятых через $3\text{--}15\text{ \AA}$. Общий спектральный ход этих кривых, определяемый выявлен-

ными ранее крупномасштабными различиями в отражательной способности темных и светлых образований, а также искажениями, обусловленными дифференциальной атмосферной рефракцией, исключен: значения относительных интенсивностей в каждой длине волны представлены в виде отношения к общему образ данной кривой спектральному ходу. Полученные таким образом кривые усреднены для 1972 г., 1975 г. и для всех 29 спектров.

Результирующий усредненный относительный спектр УФ образований представляет собой прямую, параллельную оси длин волн, с мелкими деталями, носящими характер обычного флуктуационного шума. Величина флуктуаций не превышает $\pm 1-2\%$ (в таких пределах меняются границы вычисленных для каждой длины волны доверительных интервалов, покрывающих среднее для данной длины волны значение с надежностью 0,95). Хотя эти выявленные мелкие отличия между темными и светлыми УФ образованиями лежат в пределах случайных ошибок фотометрии, однако замечена повторяемость некоторых деталей при сравнении средних кривых для 1972 и 1975 гг. Коэффициент корреляции ρ этих кривых оказался значимым, равным 0,37. Вследствие этого наблюдаемая тонкая структура в спектре относительной отражательной способности темных и светлых образований не может быть полностью объяснена случайными ошибками фотометрии, т. е. либо имеют место систематические ошибки, либо некоторые из найденных тонких деталей реальны.

Дальнейший анализ показал, что имеется корреляция между полученной кривой относительной отражательной способности УФ образований и спектральными кривыми интенсивности Солнца и земного неба. Значения интенсивности Солнца вычислены с помощью Утрехтского фотометрического атласа [2] в тех же длинах волн и с таким же спектральным разрешением, как для спектров Венеры. Спектральная кривая интенсивности земного неба определена по измерениям 18 спектрограмм неба, полученных в 1975 г. с помощью того же спектрографа и с таким же, как для Венеры, спектральным разрешением. Обе спектральные кривые подобны друг другу (ρ (небо — Солнце) = 0,82). Сравнение их с кривой относительной отражательной способности УФ образований выявило повторяемость многих деталей. Коэффициенты корреляции спектральных кривых для Венеры и Солнца и для Венеры и неба оказались хотя и малы, но все же значимыми (ρ (Венера — Солнце) = 0,22, ρ (Венера — небо) = 0,31).

Можно предположить, что наличие статистически значимой корреляционной зависимости между найденными тонкими деталями в относительном спектре УФ образований, с одной стороны, и интенсивностью в спектре Солнца (неба), с другой стороны, может быть следствием различного для темного и свет-

лого образований уширения контуров спектральных линий, обусловленного нелинейностью фотографического процесса. Для проверки этого предположения проведены дополнительные измерения нескольких спектров Венеры и неба в участке 4200—4000 Å с измерительной щелью, соответствующей 0,25 Å. Спектры и спектральная область выбирались с таким расчетом, чтобы охватить случаи умеренных ($D \approx 1-2$, два спектра Венеры, два спектра неба) и больших ($D \approx 2-2,5$, один спектр Венеры) плотностей D фотографического изображения. Интенсивности измерены в центре и вне каждой линии в спектрах темных и светлых образований Венеры, а также в спектрах неба в местах, соответствующих центральной, верхней и нижней частям щели спектрографа. Значения коэффициентов корреляции соответствующих спектральных кривых Венеры обнаружили отсутствие корреляции при умеренных и наличие ее при больших плотностях. То есть намечается тенденция к зависимости исследуемого эффекта от плотности фотографического изображения. Кроме того, обнаруживается также корреляция соответствующих спектральных кривых в спектре неба, т. е. объекта, для которого наличие этого эффекта можно объяснить лишь инструментальными ошибками. Следовательно, выявленные отличия в $\pm 1-2\%$, частично носящие систематический характер, можно объяснить систематическими погрешностями, связанными с нелинейностью фотографического процесса, а также возможными инструментальными ошибками.

Спектрофотометрические исследования Венеры обнаруживают различия отражательной способности темных и светлых УФ образований, достигающие 30—40% в области 3500 Å и плавно уменьшающиеся до нулевого значения к 5300 Å [1]. Исследования, отраженные в настоящей работе, не обнаружили в пределах указанной широкой полосы отличий мелкого спектрального масштаба 3—15 Å, больших $\pm 1-2\%$ по интенсивности, что находится в пределах точности эксперимента.

Таким образом, неотожествленное до сих пор ультрафиолетовое поглощение в атмосфере Венеры характеризуется широкой сплошной спектральной полосой, по-видимому, без наличия в ней тонкой структуры или отдельных мелких полос.

Автор выражает глубокую благодарность проф. В. К. Прокофьеву за полезные обсуждения материала статьи.

Список литературы: 1. Стародубцева О. М. Спектральная зависимость ультрафиолетовых контрастов на Венере. — Астроном. журн., 1978, т. 55, вып. 4, с. 845—856. 2. Minnaert M., Mulders G. F. W., Houtgast J. Photometric Atlas of the Solar spectrum. — D. Schnabel, Amsterdam. Kampert and Helm, Amsterdam, 1940.

Поступила 2 октября 1979 г.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ КАРТИРОВАНИЯ НОРМАЛЬНОГО АЛЬБЕДО ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО МАТЕРИАЛАМ КОСМИЧЕСКОЙ ФОТОСЪЕМКИ

Одним из наиболее важных аспектов современного тематического картирования Луны является повышение точности составляемых карт. Это требует дальнейшего совершенствования методики их построения, уменьшения ошибок калибровки и стандартизации исходных материалов, обязательных оценок погрешностей, присущих данной методике.

Калибровка исходного фотографического изображения — важный этап, так как именно здесь в значительной мере обеспечивается та высокая точность цифровых карт, которая отличает их от карт, на которых диапазон значений картируемого параметра представлен несколькими интервалами. В фотографической фотометрии выработан ряд обязательных требований, предъявляемых к процедуре фотометрической калибровки снимков. Иногда в силу определенных причин не удается выполнить все эти требования, и тогда прибегают к методу «опорного каталога». Суть метода состоит в том, что для ряда участков лунной поверхности, нормальное альbedo и фотометрическая функция которых известны с достаточной точностью, теоретически находят значения яркостного фактора, затем для этих же точек на калибруемом изображении измеряют плотности почернения и по полученной совокупности данных методом наименьших квадратов находят параметры характеристической кривой.

Составлен ряд фотометрических лунных каталогов, которые могут быть использованы в качестве опорных, в табл. 1 приведены их перечень и некоторые характеристики. Отметим, что все представленные каталоги весьма разнородны. Различны методика их составления и фотометрические системы, представленность и точность. Так, погрешности некоторых каталогов, составленных методами фотографической фотометрии, явно занижены. При составлении отдельных каталогов недостаточно строго определялись геометрические параметры, характеризующие условия освещения и наблюдения фотометрируемых деталей поверхности. При малых углах фазы это приводит к значительным относительным ошибкам $\Delta\alpha/\alpha$, $\Delta I/I$, достигающим $\pm 10-30\%$, что не согласуется с высокой точностью измерений яркостных характеристик — $\Delta I/I = \pm 1-5\%$. Сравнительный анализ некоторых из приведенных каталогов проведен в работе [1].

При пользовании каталогами следует учитывать различия их фотометрических систем и при необходимости редуцировать

Таблица 1

Составители каталога	Методика измерений	Характеристики фотометрической системы каталога	Кол-во точек
1	2	3	4
Федорец В. А.	Фотографическая фотометрия	Близкая к V Джонсона—Моргана	168
Сытинская Н. Н. Шаронов В. В.	Визуальная астрофотометрия	$\lambda_0 = 5600 \text{ Å}$	89
Wildey R. L. Pohn H.	Электрофотометрия	$\Delta\lambda = 1000 \text{ Å}$ U B V Джонсона—Моргана	25
Барабашев Н. П. Белоброва О. И. Езерская В. А. Езерский В. И. Лацко В. И.	Фотографическая фотометрия по материалам АМС «Зонд-3»	Близкая к V Джонсона—Моргана	209
Peacock K.	Электрофотометрия	$\lambda_0 = 4035 \text{ Å}, \Delta\lambda = 180 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 4765 \text{ Å}, \Delta\lambda = 230 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 5538 \text{ Å}, \Delta\lambda = 99 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 6692 \text{ Å}, \Delta\lambda = 115 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 7922 \text{ Å}, \Delta\lambda = 129 \text{ Å}$	23
Jones M.	Фотографическая фотометрия	$\lambda_0 = 6300 \text{ Å}$ $\Delta\lambda = 1500 \text{ Å}$	199
Наугольная М. Н.	Фотографическая фотометрия	$\lambda_0 = 4300 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 9200 \text{ Å}$	101
Shortill R. W. Saari I. M. Baird F. E. Le Compte I. R.	Электрофотометрия	$\lambda_0 = 4450 \text{ Å}$ $\Delta\lambda = 2150 \text{ Å}$	300
Барабашев Н. П. Езерская В. А. Езерский В. И. Латынина И. И.	Фотографическая фотометрия	Близкая к V Джонсона—Моргана	814
I. Sidki M.	Электрофотометрия	$\lambda_0 = 4035 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 4765 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 5538 \text{ Å}$ $\lambda_0 = 6692 \text{ Å}$	104

Диапазон углов фазы	Разрешающая способность	Характеристики, приведенные в каталоге	Погрешность	Где и когда опубликован
5	6	7	8	9
$-145^\circ + 146^\circ$	—	Отн. яркость	$\pm 2\%$	Уч. записки ХГУ, т. XII Тр. астр. обсерв. т. 2(10), 1952.
$i = 0-80^\circ$ $\varepsilon = 0-75^\circ$	1,5'	Яркостный фактор	$\pm 2\%$	Уч. записки ЛГУ, № 153, серия мат. наук, вып. 25, Астрономия, 1952.
$-28^\circ + 28^\circ$	10,8"	Зв. вел. на кв. сек. дуги. Предусмотрен переход к абс. ед. интенсивности	$\Delta m = \pm 0,016$	The astronomical journ., vol. 69, №8, 1964.
Измерения редуцированы к нулевой фазе	3 км	Нормальное альbedo	$\pm 7\%$	Атлас обратной стороны Луны. ч. 2, 1967.
$-75^\circ + 80^\circ$	5"	Отн. яркость	$\pm 2\%$	Icarus 9, № 1, 1968.
$2,1^\circ - 72,1^\circ$	1,5"	Отн. яркость	$\pm 5\%$	Icarus 10, № 1, 1969
$-141^\circ + 121^\circ$	$1,8 \times 6,2 \text{ км}^2$	Отн. яркость	$\pm 4\%$	Астрофизические исследования, т. 2, 1970.
$-124^\circ + 136^\circ$	9,0"	Нормальное альbedo, параметры фотометрической функции нормальное альbedo, фазовый градиент яркости вблизи полнолуния	$\pm 1\%$	Photometric properties of selected Jurn. features, NASA Contractor Report, CP-1429, 1969
Измерения редуцированы к нулевой фазе	1,5"		—	Вестн. ХГУ, № 82, Астрономия, вып. 7, 1972.
$-43^\circ + 86^\circ$	$1,474 \cdot 10^{-6} \text{ град}^2$	Отн. интенсивность, предусмотрен переход к абс. ед. интенсивности	$\pm 3\%$	The Moon, 11, № 1, 1974.

1	2	3	4
Езерская В. А. Езерский В. И. Лаврова Н. П. Псарев В. А.	Фотографическая фотометрия по материалам АМС «Зонд-8»	$\lambda_0 = 7922 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda = 100-200 \text{ \AA}$ Близкая к V Джонсона—Моргана	123
Ландау С. В. Липский Ю. Н. Попов А. П. Шевченко В. В.	Фотографическая фотометрия по материалам АМС «Зонд-3»	$\lambda_0 = 4450 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda = 2150 \text{ \AA}$	403
Wildey R. L.	Фотографическая фотометрия	Система V Джонсона—Моргана	12876

значения яркостных величин на основе данных о спектральной отражательной способности опорных точек, или Луны в среднем, если таковых нет.

Яркостный фактор опорной детали вычисляется как произведение нормального альбеда, данного в каталоге, и фотометрической функции. Анализу последней посвящен ряд исследований, наиболее удачными из которых следует считать работы Б. Хапке [2, 3] и Л. А. Акимова [4, 5]. Соотношения, данные этими авторами, наиболее удобны при проведении расчетов на цифровых ЭВМ и позволяют теоретически определять яркость

участков лунной поверхности в широком диапазоне углов фазы и фотометрической долготы с относительной ошибкой не более $\pm 10\%$.

Рассмотрим подробнее процесс калибровки двух космических снимков — дубль-негатива снимка № 9, полученного АМС «Зонд-6», и оригинального фотоизображения Луны, доставленного станцией «Зонд-8».

На обоих калибруемых снимках изображена западная либрационная зона и часть западного сектора обратной стороны Луны. Представлена и значительная область видимого полушария, что обеспечило уверенную фотометрическую калибровку снимков методом «опорного каталога».

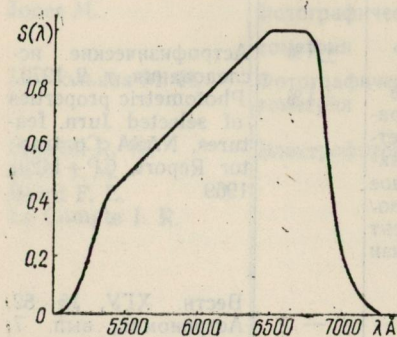


Рис. 1. Кривая относительной спектральной реакции фотографической системы АМС «Зонд-6» и «Зонд-8».

шария, что обеспечило уверенную фотометрическую калибровку снимков методом «опорного каталога».

Продолжение табл. 1

5	6	7	8	9
Измерения редуцированы к нулевой фазе	1.4 км	Нормальное альbedo, яркостный фактор	—	Вестник ХГУ, № 129, Астрономия, вып. 40, 1975
Измерения редуцированы к нулевой фазе	3 км	Нормальное альbedo, параметры фотометрической функции	$\pm 7\%$	Атлас обратной стороны Луны, ч. 3, 1975
Измерения редуцированы к нулевой фазе	3,3"	Нормальное альbedo	$\pm 2\%$	The Moon, 16, № 2, 1977

Во время космического фотографического эксперимента съемка проводилась через светофильтр ЖС-18 на пленку «Изопанхром», тип 17. Кривая спектральной реакции фотографической системы приведена на рис. 1, параметры системы следующие: полуширина составляет $1350 \text{ \AA}$, длина волны, на которой реакция максимальна $\lambda_{\max} = 6600 \text{ \AA}$, средняя длина волны $\lambda_0 = 6223 \text{ \AA}$.

Принимая во внимание гетерохромность действующего излучения, определим эффективное значение яркостного фактора исследуемого участка поверхности как

$$\rho_{\Phi} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) \rho(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) d\lambda}.$$

Здесь $\Phi(\lambda)$ — спектральный поток солнечного излучения; $\rho(\lambda)$ — спектральная отражательная способность лунной поверхности; $S(\lambda)$ — спектральная реакция регистрирующей системы.

Коэффициент редукции яркостного фактора от системы каталога к системе калибруемых фотографических изображений равен отношению эффективных значений яркостного фактора и вычисляется следующим образом:

$$K = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) \rho(\lambda) S(\lambda) d\lambda \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \Phi(\lambda) S_v(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) d\lambda \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \Phi(\lambda) \rho(\lambda) S_v(\lambda) d\lambda},$$

где $\bar{S}_v(\lambda)$, $\bar{S}(\lambda)$ — относительная спектральная чувствительность системы В Джонсона—Моргана и фотографической системы АМС, в которой получены изображения соответственно: $\lambda_1 = 5000 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 7300 \text{ \AA}$, $\lambda_3 = 4700 \text{ \AA}$, $\lambda_4 = 6500 \text{ \AA}$.

Входящие в выражение для K определенные интегралы были вычислены графически. Значение K составило 1,149, предельные его отклонения, обусловленные цветовыми различиями лунных регионов ($C_{\max} = 1,85$ — Море Холода, $C_{\min} = 1,18$ — Аристарх, здесь $C = \rho(6200 \text{ \AA}) / \rho(3800 \text{ \AA})$), достигают +0,032 и —0,095.

Для калибровки обоих снимков использованы в качестве опорных 32 точки каталога [6], расположенные в западной части видимого полушария. Параметры фотометрической функции каждого выбранного участка определялись следующим образом. Для моментов времени, приведенных в каталоге, были вычислены топоцентрические координаты подаппаратных точек λ_c , β_c , углы фазы α , фотометрические долготы и широты l , b . Зависимость яркостного фактора от геометрических параметров α , l , b представлена формулой Хапке, в которой распределение яркости по диску заменено соответствующим эмпирическим законом, данным Л. А. Акимовым,

$$f(\alpha, l, b, H, g) = \frac{1}{2} B(\alpha, H) I(\alpha) L(\alpha, l, b, g);$$

$$B(\alpha, H) = 2 - (\operatorname{tg} \alpha) (1 - e^{-H/\operatorname{tg} \alpha}) (3 - e^{-H/\operatorname{tg} \alpha}) / 2H;$$

$$I(\alpha) = \frac{1}{\pi} [(\sin \alpha) + (\pi - \alpha) \cos \alpha] + 0,1 (1 - \cos \alpha)^2;$$

$$L(\alpha, l, b, g) = (\cos b)^g \left[\left(\cos \left(l - \frac{\alpha}{2} \right) \right)^{g+1} - \left(\sin \frac{\alpha}{2} \right)^{g+1} \right] / \cos l.$$

Фактор упаковки H и параметр g варьировали в пределах 0,01—2,50; 0—0,50 соответственно, с помощью цифровых ЭВМ «Наири-К» выбирали такие H , g , при которых вычисленные значения яркостного фактора наиболее близки к каталожным показателям для данной опорной детали. Критерием степени соответствия служила величина

$$\sigma = \frac{1}{n} \sum |1 - f_i^{\text{кат}} / f_i^{\text{теор}}|,$$

где f_i — значения фотометрической функции в i -й точке фазовой кривой; n — число узлов. Получив значения параметров фотометрической функции данной опорной детали и ее нормальное альbedo и используя вычисленные значения геометрических параметров, соответствующие моменту экспонирования калибруемых снимков, аналитически определяли яркостный фактор соответствующей точки лунной поверхности. Затем были

введены поправки за различие фотометрических систем опорного каталога и снимка. Коэффициент редукции K находили в зависимости от колор-индекса данной точки $C = \rho(6200 \text{ Å}) / \rho(3800 \text{ Å})$ по кривой рис. 2. Кривая зависимости $K(C)$ построена по данным для четырех деталей, характеризующихся предельными и промежуточными значениями C . Для каждой опорной точки колор-индекс определяли по карте [7], затем увеличивали в 1,32 раза для устранения ошибки начальной калибровки карты цвета видимого полушария Луны.

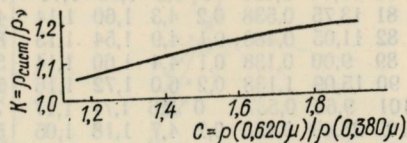


Рис. 2. Зависимость коэффициента редукции K от колор-индекса участка лунной поверхности, яркостный фактор которого редуцируется к фотометрической системе космических снимков.

Коэффициенты пропускания соответствующих участков фотографического изображения измеряли на автоматическом цифровом микрофотометре, результаты усреднялись по пяти измерениям для каждой точки. Размеры растр-элемента определены в соответствии с результатами анализа информативности изображений, полученных АМС «Зонд-8», проведенного М. Ф. Шабановым [8]. Им определены предельные размеры растр-элемента $S_{p-3} = 6 \times 6 \text{ мкм}^2$ (соответственно амплитуда фотографических шумов, определяемая как относительная среднеквадратическая флуктуация коэффициента пропускания σ_τ/τ , равна $\pm 6-7\%$, максимальное число градаций — 8), при которых фотометрическая обработка изображений ведется с минимальными потерями информации. Исходя из того, что $\sigma_\tau/\tau \sqrt{S_{p-3}} = \text{const}$, и задавшись величиной шума на уровне вуали не более $\pm 1\%$, определили $S_{p-3} = 50 \times 50 \text{ мкм}^2$. Эти размеры растр-элемента были сохранены и в дальнейших фотометрических исследованиях, проводимых с использованием этих материалов. В равной мере полученные результаты можно отнести и к фотографическим изображениям, полученным АМС «Зонд-6», так как тип пленки и условия проведения эксперимента на обоих аппаратах были идентичны.

В табл. 2 представлены номера опорных деталей лунной поверхности (согласно каталогу), найденные нами по описанной методике значения нормального альбеда ρ_0 и параметры H, g , характеризующие фотометрическую функцию каждой выбранной точки, величина δ , отражающая погрешность определения ρ_0, H, g , вычисленные топоцентрические углы фазы, фотометрические долготы и широты — α, l, b , значения фотометрической функции $f(\alpha, l, b, H, g)$, колор-индекса C и коэффициента редукции K , яркостный фактор $\rho = K\rho_0$. $f(\alpha, l, b, H, g)$ и измеренные коэффициенты пропускания τ . На рис. 3, а в логариф-

Таблица 2

№ точки	ρ_0	H	g	σ	C	K	α°	l°	b°	f	ρ	τ
80	17,14	0,450	0	8,3	1,58	1,14	4,88	-60,3	-20,2	0,717	0,1401	0,3203
81	13,75	0,538	0,2	4,3	1,60	1,14	4,76	-62,0	-19,7	0,705	0,1105	0,3140
82	11,05	0,488	0,1	4,9	1,54	1,13	5,04	-59,6	-28,8	0,660	0,0824	0,4213
89	9,00	0,138	0,1	4,4	1,60	1,14	5,08	-62,1	38,9	0,706	0,0724	0,5356
90	15,09	1,138	0,2	6,0	1,72	1,16	7,28	-36,8	61,3	0,670	0,1173	0,4869
101	9,60	0,537	0	2,6	1,77	1,17	7,16	-44,5	68,7	0,698	0,0784	0,5710
102	26,43	0,450	0,2	4,7	1,18	1,05	5,65	-51,6	24,7	0,652	0,1809	0,2220
103	9,42	0,700	0,2	3,6	1,48	1,12	8,96	-10,5	-66,7	0,635	0,0668	0,5383
106	9,30	0,500	0,1	5,7	1,50	1,12	7,50	-34,4	-21,8	0,692	0,0721	0,5326
107	9,01	1,138	0	2,7	1,60	1,14	6,30	-46,3	44,2	0,794	0,0816	0,5256
108	9,62	0,587	0,2	4,0	1,53	1,13	5,34	-54,2	-9,3	0,686	0,0746	0,5222
109	15,02	0,862	0,2	7,9	1,72	1,16	10,18	2,2	60,3	0,683	0,1190	0,4735
110	9,88	0,375	0	3,7	1,58	1,14	8,00	-26,1	57,7	0,653	0,0736	0,6307
111	13,26	0,225	0	4,0	1,58	1,14	6,01	-47,8	27,0	0,603	0,0911	0,3799
112	20,91	0,337	0,2	3,7	1,60	1,14	5,94	-48,9	31,5	0,608	0,1450	0,3304
113	12,30	0,475	0,2	3,8	1,65	1,15	5,74	-51,2	31,7	0,648	0,0917	0,4762
114	13,86	1,050	0,2	4,2	1,56	1,14	8,30	-21,7	-61,0	0,692	0,1089	0,3526
115	15,25	0,662	0	2,0	1,58	1,14	8,65	-25,1	-25,6	0,722	0,1255	0,2951
117	13,93	0,462	0	7,2	1,65	1,15	13,30	38,5	-57,4	0,627	0,1004	0,3077
118	9,50	0,487	0	7,2	1,54	1,13	9,22	-21,2	-22,8	0,666	0,0714	0,5865
120	12,16	1,138	0,1	3,3	1,62	1,14	13,31	35,9	-56,1	0,734	0,1025	0,4271
121	10,67	1,138	0	17,3	1,65	1,15	13,44	43,8	-58,7	0,776	0,0952	0,3479
122	9,44	1,138	0,1	2,1	1,55	1,13	7,87	-43,2	24,7	0,781	0,0833	0,5670
160	9,47	0,950	0,2	1,4	1,56	1,14	4,59	-63,7	14,6	0,667	0,0717	0,5288
161	11,01	0,300	0	7,2	1,50	1,12	5,44	-57,0	-40,2	0,727	0,1526	0,4239
162	8,59	0,575	0,1	6,8	1,46	1,12	6,19	-47,0	-39,6	0,700	0,0671	0,5655
163	9,56	0,450	0	7,5	1,52	1,12	8,19	-26,2	-43,0	0,677	0,0728	0,5921
164	9,75	0,550	0,2	8,5	1,58	1,14	6,73	-41,1	44,0	0,658	0,0731	0,5091
165	8,78	1,138	0	5,4	1,62	1,14	5,97	-51,2	46,3	0,788	0,0792	0,5580
167	12,92	0,625	0	4,0	1,55	1,14	8,63	-19,2	-54,2	0,724	0,1062	0,3331
168	17,12	1,138	0,2	4,0	1,58	1,14	9,45	-12,5	-48,9	0,742	0,1448	0,2402
Бюр-22,60	0,600	0	—	1,60	1,14	11,4	3,0	-45,2	0,677	0,1744	0,2032	

гн

мическом масштабе приведено полученное множество точек. Отдельные, сильно отклоняющиеся от общей зависимости точки были отброшены, а через оставшиеся методом наименьших квадратов проведена калибровочная кривая. Аналогичные данные для снимка № 1 (АМС «Зонд-8») представлены на рис. 3, б.

Оценим точность проведенной калибровки снимков. Ошибки измерений плотности почернений, обусловленные приборными погрешностями, фотографическими шумами и ошибками наведения, могут рассматриваться как случайные, их величина характеризуется разбросом точек калибровочной кривой.

Погрешности вычислений яркостного фактора выбранных точек обусловлены ошибками каталога, случайными и систематическими и ошибками определения фотометрической функции.

Последние возникают из-за неточностей в вычислении геометрических параметров — углов фазы, фотометрической долготы и широты, и в силу ограниченного характера эмпирических законов, описывающих оптические свойства лунной поверхности. Погрешности $\Delta\alpha$, Δl , Δb обусловлены ошибками определения

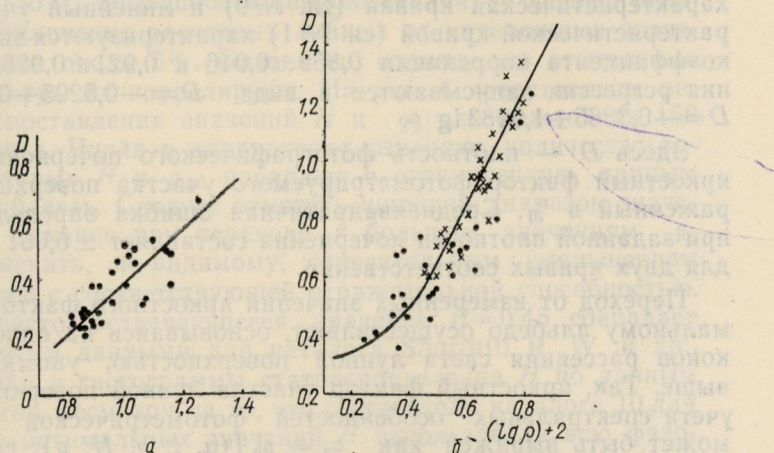


Рис. 3. Характеристические кривые снимков Луны, построенные методом «опорного каталога»: a — сн. № 9, дубль-негатив, АМС «Зонд-6»; b — сн. № 1, АМС «Зонд-8», крестиками отмечены данные, полученные с применением фотометрического каталога деталей обратной стороны Луны [12].

координат подсолнечной и подаппаратной точек, расстояния от аппарата до поверхности Луны и локальными отклонениями радиуса Луны от его среднего значения, носят случайный характер и составляют не более $\pm 0,2^\circ$ и $\pm 0,5^\circ$ в центре и периферийных областях диска соответственно. Отклонения вычисленных значений фотометрической функции от истинных не превышают при этом $\pm 1,5\%$ при фазах от 6° до 40° и фотометрических долготах от -40° до $+80^\circ$ (именно этот диапазон углов фазы и фотометрических долгот встречается в пределах представленных на снимках участках поверхности Луны).

Ошибки фотометрических каталогов, как правило, не превышают $\pm 2-5\%$ и в погрешность калибровки входят только их систематические составляющие. Недостаточно точные данные, характеризующие спектральную отражательную способность деталей опорного каталога, скажем смещение или деформация шкалы карты цвета, используемой для определения C , ошибки определения фотометрической системы каталога или спектральной реакции фотографического устройства также могут служить источником систематических ошибок, которые должны учитываться в каждом отдельном случае. В нашем случае системати-

ческая ошибка, обусловленная недостаточно точными данными, характеризующими фотометрическую систему опорного каталога, достигает $\pm 1,5\%$.

Случайные ошибки калибровки удобно характеризовать коэффициентом корреляции значений $\lg \rho$ и D . Построенные нами характеристическая кривая (сн. № 9) и линейный участок характеристической кривой (сн. № 1) характеризуются значениями коэффициента корреляции $0,859 \pm 0,046$ и $0,921 \pm 0,026$. Уравнения регрессии записываются в виде $D = -0,5205 + 0,9039 \lg \rho$; $D = -0,3365 + 1,9983 \lg \rho$.

Здесь D — плотность фотографического почернения; ρ — яркостный фактор фотометрируемого участка поверхности, выраженный в %. Среднеквадратичная ошибка определения $\lg \rho$ при заданной плотности почернения составляет $\pm 0,061$ и $\pm 0,036$ для двух кривых соответственно.

Переход от измеренных значений яркостного фактора к нормальному альбедо осуществляют, основываясь на одном из законов рассеяния света лунной поверхностью, упоминавшихся выше. Так, яркостный фактор участка лунной поверхности, без учета спектральных особенностей фотометрической функции, может быть выражен как $\rho_s = \rho_0 f(\alpha, l, b, H, g)$, где ρ_0 — нормальное альбедо участка, $f(\alpha, l, b, H, g)$ — фотометрическая функция, описывающая рассеивающие свойства поверхности. Угол фазы α , фотометрическая долгота l , фотометрическая широта b , либо другой набор геометрических параметров, однозначно определяют ориентацию участка поверхности в фотометрической системе координат, параметры H, g характеризуют частные свойства рассеивающего слоя. Лунная фотометрическая функция нормирована таким образом, что она равна единице, когда угол фазы $\alpha = 0$. Таким образом, измерив ρ и вычислив значение фотометрической функции, соответствующее реализуемым условиям освещения и наблюдения исследуемого участка поверхности, мы можем определить искомое значение нормального альбедо ρ_0 . Однако при вычислении фотометрической функции возникают трудности, связанные с определением входящих в нее параметров, зависящих от типа поверхности, степени ее изрытости, пористости, оптических свойств вещества, из которого сформирован внешний слой поверхности и характера мезорельефа участка. В работе [9] приведена методика определения таких параметров, основанная на использовании нескольких снимков исследуемого района, полученных при различных условиях освещения и наблюдения. В случаях же, когда приходится располагать одиночным снимком, или несколькими снимками, полученными в близких условиях, предложенная методика не может быть применена.

Мы пытались обнаружить корреляционные связи между параметрами H, g, ρ_0 . Для этого были использованы данные

фотометрического каталога В. А. Федорца [6], методика определения параметров фотометрической функции и нормального альbedo, при которых теоретически вычисленные значения яркостного фактора наиболее близки к данным каталога, коротко рассмотрена выше. Анализ проведен для участка фазовой кривой от 2 до 9°, погрешность аппроксимации — среднее относительное отклонение расчетных данных от каталожных значений, составила около 5%. Оказалось, однако, что отмеченные выше параметры не коррелируют. На рис. 4 представлены результаты сопоставления значений H и ρ_0 для каждой из 158 точек каталога. Числа в квадратах означают количество точек, для которых H и ρ_0 попадают в ограниченную данным квадратом область. Следует отметить широкий диапазон значений H , его сужение при переходе к большим значениям ρ_0 можно объяснить, по-видимому, относительным уменьшением числа районов с соответствующей отражательной способностью. Наиболее часто встречающееся значение $H=0,45$ совпадает с аналогичными данными для каталога Shorthill R. W. и др., весьма близки и гистограммы статраспределения H по данным этих каталогов, несмотря на то, что составители каталога 10 для определения оптимальных значений H использовали всю фазовую кривую. Отсутствие корреляционной связи между H , g и ρ_0 свидетельствует, по-видимому, о том, что их вариации временные и пространственные, обусловлены разными, в значительной мере несвязанными причинами. Так, фактор упаковки H зависит от интенсивности и продолжительности микрообработки рассеивающего слоя. Параметр g определяется характером мезорельефа исследуемого участка, который формируется под влиянием более крупномасштабных воздействий. И, наконец, вариации нормального альbedo определяются различиями химико-минералогического состава пород, отражают особенности строения лунного шара и в местных масштабах вызваны процессами переноса вещества.

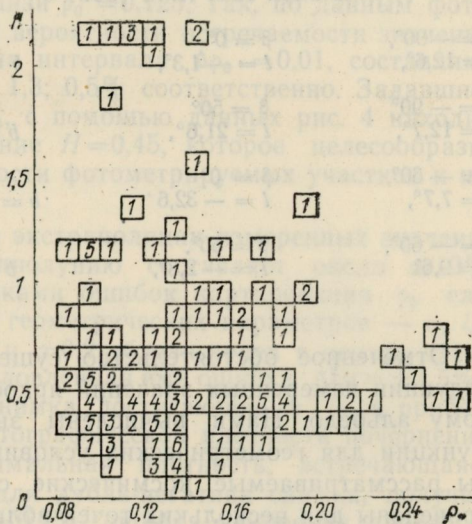


Рис. 4. Соотношение «нормальное альbedo — фактор упаковки» по результатам анализа данных фотометрического лунного каталога В. А. Федорца.

Таблица 3

Селенографические координаты λ , β , угол фазы α , фотометрическая долгота l и широта b участка лунной поверхности			H	f
Снимок № 1, АМС „Зонд-8„				
$\lambda = -120^\circ$,	$\beta = 0^\circ$		0,3	0,311
$\alpha = 46,8^\circ$,	$l = 60,5^\circ$,	$b = -1,0^\circ$	0,5	0,320
			0,8	0,338
$\lambda = -120^\circ$	$\beta = 30^\circ$		0,3	0,325
$\alpha = 46,8^\circ$,	$l = 68,7^\circ$	$b = 26,2^\circ$,	0,5	0,335
			0,8	0,354
$\lambda = -70^\circ$,	$\beta = 0^\circ$		0,3	0,260
$\alpha = 39,8^\circ$,	$l = 4,2^\circ$,	$b = 8,1^\circ$	0,5	0,272
			0,8	0,292
$\lambda = -70^\circ$,	$\beta = 40^\circ$		0,3	0,291
$\alpha = 40,9^\circ$,	$l = 23,2^\circ$,	$b = 50,8^\circ$,	0,5	0,303
			0,8	0,325
$\lambda = -40^\circ$,	$\beta = 0^\circ$		0,3	0,189
$\alpha = 34,7^\circ$,	$l = -31,0^\circ$,	$b = 12,4^\circ$,	0,5	0,201
			0,8	0,216
Снимок № 9, АМС „Зонд-6„				
$\lambda = -90^\circ$,	$\beta = 0^\circ$		0,3	0,540
$\alpha = 12,6^\circ$,	$l = -1,3^\circ$,	$b = 3,6^\circ$	0,5	0,619
			0,8	0,690
$\lambda = -90^\circ$	$\beta = 50^\circ$		0,3	0,559
$\alpha = 12,7^\circ$,	$l = 21,6^\circ$,	$b = -52,0^\circ$	0,5	0,639
			0,8	0,714
$\lambda = -60^\circ$,	$\beta = 0^\circ$		0,3	0,617
$\alpha = 7,7^\circ$,	$l = -32,6^\circ$,	$b = 20,1^\circ$	0,5	0,697
			0,8	0,758
$\lambda = -60^\circ$,	$\beta = 50^\circ$		0,3	0,602
$\alpha = 9,6^\circ$	$l = -2,8^\circ$,	$b = -62,8^\circ$	0,5	0,685
			0,8	0,757

Отмеченное обстоятельство существенно снижает точность редукции измеренных значений яркостного фактора к нормальному альбедо. Нами вычислены значения фотометрической функции для геометрических условий, в которых были получены рассматриваемые космические снимки Луны. Вычисления проведены для нескольких точек вблизи экватора интенсивности и на некотором удалении от него при различных значениях параметра H (табл. 3). Полученные результаты позволили оценить возможные ошибки редукции к нулевой фазе. Значение g в вычислениях принято равным 0, как особенно часто встречающееся, $P=50\%$. Полученные теоретические значения фотометрической функции наиболее сильно зависят от параметра H

при малых фазах, при α около 40° значения $\Delta f/f$ велики в районе терминатора, что на снимке № 1 (АМС «Зонд-8») соответствует видимой стороне Луны. В либрационной зоне и для участков обратной стороны, где $\alpha=41-47^\circ$, относительные изменения f составляют от 5% до 3% при варьировании H от 0,3 до 0,8. Изменения параметра g от 0 до 0,2 также обуславливают $\Delta f/f = +5\%$ для этой области. Такое «понижение чувствительности» фотометрической функции к вариациям параметров H и g при углах фазы порядка 40° и фотометрических долготах от -20 до $+70^\circ$ автоматически приводит к повышению точности экстраполяции измеренных значений яркостного фактора к нулевой фазе (в рамках принятого закона рассеяния света лунной поверхностью). Здесь, однако, мы не учитываем влияния локальных наклонов фотометрируемых участков, вызывающих $\Delta l = \pm 10^\circ$ (при $S_{p-3} = 50 \times 50$ мкм² разрешение в центре диска составляет около 1,3 км, для деталей такого и большего размеров характерные углы наклона $-\pm 0-10^\circ$), что влечет за собой $\Delta f/f = \pm 5\%$ дополнительно.

Задача экстраполяции несколько облегчается также тем, что обратная сторона Луны характеризуется весьма значительной фотометрической однородностью [11, 12]. Нормальное альbedo материкового щита занимает диапазон значений от 0,11 до 0,15, сильно концентрируясь вблизи $\rho_0 = 0,125$. Так, по данным фотометрического каталога [11] вероятности встречаемости значений ρ_0 от 0,10 до 0,18, ширина интервала $\Delta \rho_0 = 0,01$, составляют 1,0; 0,5; 86,5; 6,6; 1,8; 1,8; 1,3; 0,5% соответственно. Задаввшись указанным диапазоном ρ_0 , с помощью данных рис. 4 находим наиболее вероятное значение $H=0,45$, которое целесообразно принять для редукции яркости фотометрируемых участков к нулевой фазе.

Таким образом, ошибка экстраполяции измеренных значений яркостного фактора к полнолуннию составляет около $\pm 10\%$. Дополнительными источниками ошибок картирования ρ_0 служат неточное определение геометрических параметров — a, l, b (ошибки достигают $\pm 0,5^\circ$ и $\pm 0,2$ вблизи краев и центра диска Луны соответственно, обусловленная ими ошибка $\Delta f/f = \pm 1,5\%$), погрешности калибровки снимка, достигающие $\pm 7\%$, и приборные ошибки измерения фотографической плотности почернения. При $D=1,5$, а это максимальная плотность, встречающаяся в пределах снимка № 1 (для дубль-негатива снимка, полученного АМС «Зонд-6» $D_{\max}=0,75$), ошибка измерения плотности $\Delta D = \pm 0,0032$, что влечет за собой погрешности $\Delta \rho/\rho = \pm 0,5\%$, которыми можно пренебречь.

Проведенные оценки позволяют утверждать, что рассмотренная методика фотометрического анализа обеспечивает картирование нормального альbedo лунной поверхности по материалам космической фотосъемки с погрешностью не более $\pm 10-15\%$.

Дифференциальные исследования, проводимые с помощью составленных цифровых карт, исследования особенностей статистического распределения нормального альбеда в пределах отдельных регионов могут претендовать на точность не ниже $\pm 5\%$.

Список литературы: 1. Сравнение фотометрических каталогов участков лунной поверхности/Барабашев Н. П., Езерская В. А., Езерский В. И., Стадникова Н. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 82. Астрономия, вып. 7. 1972, с. 36—48. 2. Ханке Б. Оптические свойства лунной поверхности. — В кн.: Физика и астрономия Луны. — Мир, 1973, с. 166—229. 3. Нарке В. W. An improved theoretical Lunar photometric function. The astronomical Journ., vol. 71, № 5, 1966, p. 333—339. 4. Акимов Л. А. О законе отражения света лунной поверхностью. — Вестн. Харьк. ун-та, № 4. Сер. астроном. вып. 1, 1965, с. 43—61. 5. Акимов Л. А. О влиянии мезорельефа на распределение яркости по диску планеты. — Астроном. журн. 1975, т. 52, вып. 3, с. 635—641. 6. Федорец В. А. Фотографическая фотометрия лунной поверхности. — Тр. астроном. обсерватории ХГУ, т. 2(10), 1952, с. 49—172. 7. Евсюков Н. Н. Карта цвета видимого полушария Луны. — Киев: Наук. думка, 1973. — 140 с. 8. Шабанов М. Ф. Оценка параметров цифрового описания для астрономических фотографий. — Астроном. циркуляр, № 766, 1973, с. 1—3. 9. Шевченко В. В. Физическое картирование Луны по фотометрическим данным. — Астроном. журн., 1970, т. 47, вып. № 3, с. 599—609. 10. Shorthill R. W., Saari I. M., Baird F. E., Le Compte I. R. Photometric properties of selected Lunar features. NASA Contractor Report, CR-1429, 1969. 11. Ландау С. В., Липский Ю. Н., Попов А. П., Шевченко В. В. Фотометрические карты восточного сектора обратной стороны Луны. — В кн.: Атлас обратной стороны Луны. Ч. 3. — М.: Наука, 1975, с. 150—180. 12. Фотометрические характеристики избранных объектов восточного сектора обратной стороны Луны/Барабашев Н. П., Белоброва О. И., Езерский В. А. и др. — М.: Наука, 1967, с. 179—214.

Поступила 19 апреля 1979 г.

УДК 523.4 : 551.593.5 : 535.6

Ю. В. АЛЕКСАНДРОВ, В. П. ТИШКОВЕЦ

РАССЕЯНИЕ СВЕТА СИСТЕМОЙ ХАОТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПОЧТИ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

В работе [1] были получены исходные выражения, описывающие рассеяние света почти сферическими крупными частицами $\left(\rho = \frac{2\pi a}{\lambda} \gg 1\right)$. Форма частицы задается в виде $r =$

$= a(1 + \varepsilon f(\theta, \varphi))$, где a — радиус шара; ε — малый параметр; $f(\theta, \varphi)$ — непрерывная функция углов, удовлетворяющая вместе с первыми производными соотношению типа $|\varepsilon f(\theta, \varphi)| \ll 1$; λ — длина волны света.

Поле, рассеянное такой частицей, ищется в виде $\vec{E} = \vec{E}_0 + \varepsilon \vec{E}_1 + \varepsilon^2 \vec{E}_2$.

На больших расстояниях от частицы (в волновой зоне) составляющие имеют вид:

$$E_{j\varphi} = -\frac{1}{4} \exp \frac{[ikr - i\omega t]}{kr} \sum_{ln} (-i)^l [{}_jV_{ln}^- T_{-ln}^l - {}_jV_{ln}^+ T_{ln}^l],$$

$$E_{j\theta} = -\frac{i}{4} \exp \frac{[ikr - i\omega t]}{kr} \sum_{ln} (-i)^l [{}_jV_{ln}^- T_{-ln}^l + {}_jV_{ln}^+ T_{ln}^l], \quad (1)$$

где $T_{\pm ln}^l = \exp \left[-in \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) \right] P_{\pm ln}^l(\cos \theta)$ — обобщенная сферическая функция [2], $j = 0, 1, 2$,

$${}_jV_{ln}^{\pm} = \frac{V\sqrt{2}A_{ln}^j}{V l(l+1)} \pm iM_{ln}^j,$$

$$A_{ln}^j = i\rho \frac{C_l^*}{\zeta_{lm}} \frac{V l(l+1)}{\sqrt{2}} [m({}_jF_{ln}^- - {}_jF_{ln}^+) \psi_l(m\rho) + \\ + ({}_j^mF_{ln}^+ + {}_j^mF_{ln}^-) \psi_l'(m\rho)], \quad (2)$$

$$M_{ln}^j = i\rho \frac{B_l^*}{\zeta_{lm}} [({}_j^mF_{ln}^- - {}_j^mF_{ln}^+) \psi_l(m\rho) - m({}_jF_{ln}^- + {}_jF_{ln}^+) \psi_l'(m\rho)],$$

$$\zeta_l = i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)}.$$

Коэффициенты ${}_jF_{ln}^{\pm}$ и индексы l и n при разных j принимают различные значения. При $j=0$ имеем $l=l_1$, $1 \leq l_1 \leq L$, $n=n_1$, $n_1 = \pm 1$, ${}_0V_{l_1 n_1}^{\pm} = l_1(l_1+1)(\text{sign}[n_1] C_{l_1} \pm B_{l_1})$,

Здесь C_{l_1} , B_{l_1} — коэффициенты, определяющие соответственно электрический и магнитный потенциал вне шара; C_l^* , B_l^* — то же внутри шара [3]; m — показатель преломления; L — число удерживаемых членов ряда в решении Ми ($Z \sim \rho$). Цилиндрические функции $\psi_l(x)$ и $\xi_l(x)$ (штрих означает производную по аргументу) определены также в работе [3].

Для $j \neq 0$ коэффициенты ${}_jF_{ln}^{\pm}$ определяются разложением по соответствующим обобщенным сферическим функциям следующих граничных уравнений [1]:

$${}_1^mF^{\pm} = \mp \frac{f(\theta, \varphi)}{2} \sum_{l_1 n_1} (i\beta_{l_1} \mp \text{sign}[n_1] \alpha_{l_1}) l_1(l_1+1) T_{\pm l_1 n_1}^l, \quad {}_1^eF^+ = \\ = {}_1^eF^- = 0, \quad (3a)$$

$$\begin{aligned}
{}^m F_{\pm}^{\pm} = & \mp \frac{\rho}{4} f^2(\theta, \varphi) \sum_{l_1 n_1} (i \nu_{l_1} \pm \text{sign}[n_1] \mu_{l_1}) l_1 (l_1 + 1) T_{\pm 1 n_1}^{l_1} \pm \\
& \pm \frac{m^2 - 1}{2} f(\theta, \varphi) \sum_{ln} \left[M_{ln}^1 \xi_l(\rho) \mp \frac{\sqrt{2} A_{ln}^1}{\sqrt{l(l+1)}} \xi'_l(\rho) \right] T'_{\pm 1 n}, \\
{}_2 F_{\pm}^{\pm} = & \pm \frac{\rho}{2} f(\theta, \varphi) {}^m F_{\pm}^{\pm},
\end{aligned} \quad (36)$$

где

$$\begin{aligned}
\alpha_l = & -\frac{m^2 - 1}{m} C_l^* \psi'_l(m\rho); \quad \beta_l = \frac{m^2 - 1}{m} B_l^* \psi_l(m\rho); \\
\nu_l = & (m^2 - 1) B_l^* \psi'_l(m\rho); \quad \mu_l = (m^2 - 1) C_l^* \psi_l(m\rho).
\end{aligned}$$

Пусть функция $f(\theta, \varphi)$ задана в системе координат θ', φ' , связанной с частицей. Разложим эту функцию в ряд по сферическим функциям

$$\begin{aligned}
f(\theta', \varphi') = & \sum_{lk} S_{lk} Y_l^k(\theta', \varphi'), \text{ где} \\
S_{lk} = & \frac{2l+1}{2} \frac{(l-k)!}{(l+k)!} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f(\theta', \varphi') e^{ik\varphi'} P_l^k(\cos \theta') \sin \theta' d\theta' d\varphi';
\end{aligned}$$

$P_l^k(\cos \theta)$ — присоединенная функция Лежандра; $l=0, 1, 2, \dots$. Тогда в системе координат θ, φ , связанной с падающей волной, имеем [4, с. 125]

$$f(\theta', \varphi') = \sum_{lmk} S_{lk} i^k \sqrt{\frac{(l+k)!}{(l-k)!}} (-i)^m T_{mk}^{*l}(\alpha, \beta, \gamma) T_{0m}^l\left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta\right). \quad (4)$$

Здесь α, β, γ — углы Эйлера, определяющие поворот системы координат, в которой задана форма частиц, к новой системе координат.

Подставим выражение (4) в (3а) и, воспользовавшись разложением произведения обобщенных сферических функций в ряд по обобщенным сферическим функциям, получим

$${}_1^m F_{ln}^{\pm} = \mp \frac{1}{2} \sum_{l_1 l_2} \omega_{l_1 n_1}^{\pm} S_{l_2 m_2} C_{l_2 0}^{l \pm 1} C_{l_2 m_2 l_2 n_1}^{ln}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned}
\omega_{l_1 n_1}^{\pm} = & l_1 (l_1 + 1) (i \beta_{l_1} \mp \text{sign}[n_1] \alpha_{l_1}); \\
S_{l_2 m_2} = & (-i)^{m_2} \sum_k S_{l_2 k} i^k \sqrt{\frac{(l_2 + k)!}{(l_2 - k)!}} T_{m_2 k}^{*l_2}(\alpha, \beta, \gamma);
\end{aligned} \quad (6)$$

$C_{l_2 l_1 l_3}^{l_0}$ — известные коэффициенты Клебша—Гордана [4] (с. 201), $|l_1 - l_2| \leq l \leq l_1 + l_2$ и l имеет ту же четность, что и $l_1 + l_2$, $n = n_1 + m_2$.

Аналогично получаются и коэффициенты ${}_2F_{ln}^H$, которые довольно громоздки и здесь не приводятся.

Приведенные выше соотношения в рамках сделанных предположений позволяют получить поле, рассеянное почти сферической частицей с произвольным показателем преломления. Выражения, характеризующие рассеянное поле, в общем случае имеют сложный вид и упрощаются лишь в некоторых частных случаях, например, при хаотической ориентации частиц (распределение вероятностей ориентации осей частицы $W(\alpha, \beta, \gamma) = \text{const}$). Такая ситуация может реализовываться в планетных атмосферах, в частности, в атмосфере Марса во время пылевой бури.

Предположим, что функция $f(\theta, \varphi)$ такая, что

$$f(\overline{\theta, \varphi}) = 0, \quad (7)$$

где черта означает интегрирование по всем углам Эйлера с весом $(8\pi^2)^{-1}$. Для таких функций $l_2 \neq 0$ и $m_2 \neq 0$ (см. выражение (6)). Требование (7) означает также, что объем частицы в линейном приближении по ε равен объему шара радиусом a . Тогда для интенсивности рассеянного света при хаотической ориентации частиц имеем

$$\overline{I_{\theta, \varphi}} = I_{0\theta, \varphi} + \varepsilon^2 \{ |\overline{E_{1\theta, \varphi}}|^2 + E_{0\theta, \varphi} + \overline{E_{2\theta, \varphi}^*} + E_{0\theta, \varphi}^* \overline{E_{2\theta, \varphi}} \}. \quad (8)$$

Подставим выражение (5) в (2), а затем в (1), помножим полученные значения $E_{1\theta}$ и $E_{1\varphi}$ на комплексно-сопряженные величины и проинтегрируем по всем углам Эйлера с весом $(8\pi^2)^{-1}$. После несложных преобразований получим

$$\begin{aligned} |\overline{E_{1\varphi}}|^2 &= \frac{\rho^2}{16} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2} \right|^2 \sum_{l_2 m_2} |\overline{S_{l_2 m_2}}|^2 \left| \sum_{l_1 l_{n_1}} l_1 (l_1 + 1) \varrho_l [Q_l^- T_{-1n_1+m_2}^l - \right. \\ &\quad \left. - Q_l^+ T_{1n_1+m_2}^l] \right|^2; \\ |\overline{E_{1\theta}}|^2 &= \frac{\rho^2}{16} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2} \right|^2 \sum_{l_2 m_2} |\overline{S_{l_2 m_2}}|^2 \left| \sum_{l_1 l_{n_1}} l_1 (l_1 + 1) \varrho_l [Q_l^- T_{-1n_1+m_2}^l + \right. \\ &\quad \left. + Q_l^+ T_{1n_1+m_2}^l] \right|^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\Omega_l = (-i)^{l_1} \frac{1}{\zeta_l} C_{l_2 0 l_1}^{l_1} C_{l_2 m_2 l_1}^{l_1 n_1 + m_2};$$

$$Q_l^\pm = \text{sign}[n_1] C_{l_1}^* \psi_{l_1}'(m\rho) C_{l_1}^* \psi_{l_1}'(m\rho) \pm B_{l_1}^* \psi_{l_1}(m\rho) B_{l_1}^* \psi_{l_1}(m\rho).$$

Для получения $\bar{E}_{2\theta, \varphi}$ необходимо проинтегрировать по всем углам Эйлера уравнения (3б) и коэффициенты ${}_2^l F_{ln}^\pm$ подставить в выражение (2). Учитывая, что

$$\overline{S_{lm} S_{l-m}} = (-1)^m |\overline{S_{lm}}|^2 = (-1)^m \sum_k |S_{lk}|^2 \frac{(l+k)!}{(l-k)!} \frac{1}{2l+1},$$

а также свойства симметрии и ортогональности коэффициентов Клебша — Гордана [4], получим

$$\begin{aligned} \bar{E}_{2\varphi} = & -\frac{i\rho^2}{4} \frac{m^2-1}{m} \sum_{l_1 n_1} (-i)^{l_1} l_1 (l_1+1) \frac{1}{\zeta_{l_1}} [(\gamma_{l_1} - \sigma_{l_1}) T_{-1n_1}^{l_1} - \\ & - (\gamma_{l_1} + \sigma_{l_1}) T_{1n_1}^{l_1}]; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_{2\theta} = & \frac{\rho^2}{4} \frac{m^2-1}{m} \sum_{l_1 n_1} (-i)^{l_1} l_1 (l_1+1) \frac{1}{\zeta_{l_1}} [(\gamma_{l_1} - \sigma_{l_1}) T_{-1n_1}^{l_1} + \\ & + (\gamma_{l_1} + \sigma_{l_1}) T_{1n_1}^{l_1}], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_{l_1} = & \text{sign}[n_1] C_{l_1}^{*2} \psi_{l_1}'(m\rho) \{\bar{f}^2 \psi_{l_1}(m\rho) + \\ & + i \frac{m^2-1}{m^2} \psi_{l_1}'(m\rho) \sum_{l_2} |\overline{S_{l_2 m_2}}|^2 \frac{1}{\zeta_{l_2}} (C_{l_2 0 l_1}^{l_1})^2 C_{l_1}^* \psi_{l_1}'(m\rho) \xi_{l_1}'(\rho)\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{l_1} = & B_{l_1}^{*2} \psi_{l_1}(m\rho) \left\{ i \frac{m^2-1}{m^2} \psi_{l_1}(m\rho) \sum_{l_2} |\overline{S_{l_2 m_2}}|^2 (C_{l_2 0 l_1}^{l_1})^2 \times \right. \\ & \times \frac{1}{\zeta_{l_2}} B_{l_1}^* \psi_{l_1}(m\rho) \xi_{l_1}(\rho) - \bar{f}^2 \psi_{l_1}'(m\rho) \}; \end{aligned}$$

$$\bar{f}^2 = \frac{1}{8\pi^2} \int f^2(\theta, \varphi) \sin \beta d\beta d\alpha d\gamma = \frac{1}{4\pi} \int f^2(\theta', \varphi') \sin \theta' d\theta' d\varphi'.$$

Полученные формулы можно выразить через присоединенные функции Лежандра с помощью следующих соотношений:

$$P_{\pm 1n}^l = N_l \left(\frac{dP_l^n}{d\theta} \pm \frac{n}{\sin \theta} P_l^n \right); \quad N_l = \frac{i^{n+1}}{\sqrt{l(l+1)}} \sqrt{\frac{(l-n)!}{(l+n)!}}.$$

Формулы (8)–(10) характеризуют рассеянный частицей свет при рассеянии линейно-поляризованного света. Если рассеивается неполяризованный свет, то выражение (8) надо проинтегрировать по φ . В выражении (9) знак суммы по n_1 необходимо тогда вынести за знак модуля и функции $T'_{\pm 1n}$ заменить на $P'_{\pm 1n}(\cos \theta)$. Также легко проинтегрировать по φ и выражение $E_2 \cdot E_0$.

Несмотря на кажущуюся сложность, формулы (9) и (10) вполне пригодны для расчетов с помощью ЭВМ. Напомним, что $n_1 = \pm 1$, $|l_1 - l_2| \leq l_1 + l_2$ и l принимает ту же четность, что и $l_1 + l_2$, $|m_2| \leq l_2$, а l_2 определяется формой частицы. Например,

$$f(\theta', \varphi') = 2 \cos^M \theta' - \frac{1 + (-1)^M}{M + 1} =$$

$$= 2M! \sum_{l_2=1}^M \sum_{\substack{m_2=-l_2 \\ m_2 \neq 0}}^{l_2} \frac{2l_2 + 1}{2} \frac{1 + (-1)^{M-l_2}}{(M + l_2 + 1)!!(M - l_2)!!} \times$$

$$\times T_{m_2 0}^{*l_2}(\alpha, \beta, \gamma) \times T_{0m_2}^{l_2}\left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta\right).$$

Здесь $\max l_2 = M$, а $M = 1, 2, 3, \dots$. Задавая различные значения M , получим разные фигуры вращения. При $M = 2$ имеем вытянутый эллипсоид вращения. Для таких частиц коэффициенты $S_{l_2 m_2}$ имеют простой вид. В частности, здесь отсутствует сумма по k (см. выражение (4)) и выражения для полей и интенсивностей упрощаются. Однако и в этом случае качественный анализ выражений (9), (10) сложен, и определенные выводы о рассеивающих свойствах частиц могут быть сделаны при достаточном количестве числовых расчетов.

Список литературы: 1. Александров Ю. В., Тишковец В. П. О рассеянии света почти сферическими частицами. — Вестн. Харьк. ун-та, № 35. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 14, 1979, с. 9–15. 2. Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я. Представления групп и группы Лоренца. М.: 1958. — 366 с. 3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973. — 719 с. 4. Варшалович Д. А., Москалев А. И., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. — Л.: Наука, 1975. — 436 с.

Поступила 19 апреля 1979 г.

**ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ ИЗОБРАЖЕНИЙ НЕБЕСНЫХ
ОБЪЕКТОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ**

Разрешающая способность идеальной изображающей системы ограничена величиной дифракции на апертуре. Однако для астрономических телескопов с диаметром входного отверстия более 30 см теоретическое разрешение оказывается недостижимо из-за искажающего влияния атмосферы, хотя использование методов, основанных на применении когерентно-оптических и электронных вычислительных устройств, позволяет в значительной мере устранить искажающее влияние атмосферы [1].

Таким образом, дальнейшее увеличение разрешающей способности оптических инструментов связано с увеличением эффективных диаметров апертуры.

Тривиальное увеличение размеров зеркала сопровождается ростом его массы пропорционально кубу линейного размера, а следовательно, и массы всех частей установки при сохранении абсолютной точности изготовления. Так, масса шестиметрового зеркала БТА — 42 т. Даже изготовление такого стеклянного слитка, свободного от термических напряжений, представляет достаточно сложную проблему. В итоге значительно усложняется изготовление и возрастает стоимость (которая в среднем пропорциональна квадрату диаметра [2]).

Кроме того, апертура ~ 10 м является тем пределом, который не в состоянии перешагнуть современная технология. Поэтому вполне обоснованы поиски альтернативных путей получения высокого разрешения, не приводящие к столь быстрому росту массы и стоимости приемной аппаратуры и позволяющих обойти технические трудности. Существуют два основных пути сбора информации об объекте. Один путь, традиционно используемый в оптической астрономии, — это применение изображающих систем и сбор информации в плоскости изображения с помощью квадратичных детекторов. Другой — интерферометрический путь, впервые предложенный в 1868 г. Физо, а позднее Майкельсоном — это сбор информации о распределении поля непосредственно в плоскости апертуры. Эта методика, более естественная и типичная в радиоастрономии, дает информацию о спектре пространственных частот.

От того, каким способом производится сбор информации, зависит конкретная реализация оптического прибора, особенности его работы и его возможности. В первом случае рост разрешающей способности требует увеличения размеров главного зеркала телескопа с вытекающими технологическими трудностями. Обойти их пытаются путем создания контролируемых и корректируемых многоэлементных и эластичных зеркал, настраи-

ваемых таким образом, чтобы они представляли одну высококачественную поверхность [3—5]. Причем оказывается, что изготовление крупных полизеркальных телескопов дешевле, чем монозеркальных с равными оптическими параметрами. В связи с этим разработаны проекты и осуществляется создание полизеркальных телескопов [4, 6]. Кроме того следует учесть, что сплошные апертуры не обеспечивают наилучшего качества изображения из-за низкочастотной избыточности, приводящей к ухудшению контраста мелких деталей в изображении. В связи с этим обращают на себя внимание «разреженные» апертуры [5]. Они позволяют формировать нужную оптическую передаточную функцию изображающей системы, обеспечивающую оптимальную передачу контраста во всем объеме регистрируемых пространственных частот.

Особый интерес представляет случай, когда «разреженная» апертура не содержит пар элементов, взаимное расположение которых повторяется, а размер каждого элемента меньше радиуса корреляции оптических неоднородностей атмосферы [12, 13]. Для такой апертуры существует однозначная связь между параметрами ее элементов и соответствующими участками частотной области. Поэтому изображение, полученное с помощью такой апертуры, оказывается наименьшим образом испорчено атмосферой, а именно, устраняется невосполнимое замытие деталей изображения из-за несовпадающих по фазе компонент Фурье его. Число же элементов в такой апертуре — наименьшее из всех, с заданным диапазоном пространственных частот. Иными словами такая апертура обеспечивает наибольший контраст регистрируемого изображения при наименьшем относительном уровне фона.

Предельным случаем многоэлементной изображающей системы является двухапертурная. Ее оптическая передаточная функция имеет три частотных окна с центральными частотами $0, \pm D/(\lambda F)$, где D — расстояние между центрами элементов; λ — средняя длина волны наблюдения; F — фокус изображающей системы. В случае, если выполняется условие $d \ll D$, где d — диаметр элемента апертуры, то диапазон пространственных частот такого интерферометра оказывается значительно меньше частотного диапазона телескопа с диаметром D . И поэтому для интерферометрического способа регистрации нужно последовательно пользоваться набором масок, охватывающих весь частотный диапазон телескопа, т. е. осуществлять апертурный синтез во времени.

Следует отметить особенности интерферометрического анализа светового поля. Преимущество этого метода — возможность непосредственного получения лишь необходимой части информации. Например, при измерениях диаметров звезд оказывается достаточной информация лишь о частотах, на которых степень когерентности обращается в нуль. В этом случае достаточно оп-

ределить величину базы интерферометра, при которой исчезает интерференционная картина.

В случае исследования статистических свойств объекта достаточно знать модуль степени когерентности. Для восстановления изображения нужна полная информация — модуль и фаза степени когерентности для каждой пространственной частоты.

Кроме того, изображение формируется *a posteriori*, что позволяет вводить дополнительную информацию при повторном воспроизведении изображения. Однако это же свойство лишает интерферометрический метод оперативности, свойственной изображающим системам.

К числу наиболее серьезных недостатков относится сильная чувствительность интерферометров к неравенству оптических длин лучей, попадающих в область сведения через разные плечи. Это связано с малым объемом когерентности естественного света ΔV ; $\Delta V = l \cdot a^2$, где $l = c \cdot \Delta t = c / \Delta \nu = \lambda^2 / \Delta \lambda$ — длина временной когерентности; $a = \lambda / \alpha = \lambda R / L$ — длина пространственной когерентности; α , R , L — угловой размер, удаленность и линейный размер объекта соответственно; λ и $\Delta \lambda$ — средняя длина и ширина диапазона длин волн регистрируемого света.

Разность длин лучей, равная $l = \lambda^2 / 2 \Delta \lambda$, приводит к исчезновению интерференционной картины. Для астрономических объектов, наблюдаемых в полосе 5000—6000 Å, эта величина должна быть меньше 3 нм. При этом возможно измерение лишь модуля степени когерентности. Для измерения фазы допустимая разность ходов не должна превышать долей длины волны, т. е. должны выполняться условия, предъявляемые к изображающим системам.

Для звездного интерферометра Майкельсона, например, подобные условия оказываются трудновыполнимыми по следующим причинам:

- 1) атмосферная турбулентность, влияние микросейсмов и колебаний температуры приводят к подвижности и неустойчивости интерференционной картины;

- 2) ошибка гидирования в течение времени наблюдения не должна превышать разрешающей способности инструмента.

Один из путей стабилизации интерферометра — использование для контроля и коррекции следящих систем. При этом для стабилизации оптических путей внутри инструмента используются следящие системы на базе лазерных интерферометров — путь, в настоящее время убедительно зарекомендовавший себя [8].

Использование следящих систем для гидирования крупных телескопов стало традиционным. При использовании их на интерферометрах оказывается возможным отслеживать не только суточное движение, но при использовании системы с временем отклика меньшим, чем время «замороженности» атмосферы

ры, и атмосферные дрожания. При этом оказывается возможным использование апертур, сравнимых с радиусом атмосферных корреляций неоднородности без существенного снижения отношения сигнал/шум.

Существенной помехой при интерферометрических наблюдениях оказывается случайная разность фаз регистрируемых лучей, обусловленная неоднородностью атмосферы. Наличие этой помехи приводит к подвижности и частичному исчезновению интерференционной картины. Типичная скорость движения картины — около 15 полос в секунду, что близко к граничной частоте чувствительности глаза. К счастью, свойство человеческого глаза лучше фиксировать неподвижные картины позволило Макельсону зафиксировать визуально интерференционные картины для интерферометра с базой 6,1 м.

Устранение этой помехи возможно двумя способами — либо путем отслеживания центральной интерференционной полосы с помощью управляемой линии задержки, что широко используется в Фурье-спектрометрах, либо на основании анализа подвижной интерференционной картины. Последний путь в некоторых случаях оказывается более простым и надежным в реализации [9].

Использование такого комплекса систем слежения предложено в проекте адаптивного астрометрического интерферометра, способного выполнять измерения дифференциальных положений звезд с точностью до 10^{-4} угловых секунд [10].

Существует, однако, принципиально иной способ устранения атмосферных фазовых искажений, на который впервые указал Дженисон [11] применительно к радиоастрономии. Рогстед [12] предложил использовать его в оптике, а Родс и Гудмен [13] развили применительно к случаю многолучевого интерферометра с апертурами малого и умеренного размера. Этот метод требует проведения априорной и апостериорной обработки, принципиально позволяя наземным телескопам работать с их дифракционным разрешением, и не требует знания оптической передаточной функции системы атмосфера—телескоп. Синтез неискаженного изображения производится по серии кадров объекта, каждый из которых получается с использованием одной из набора безызбыточных масок, превращающих телескоп в многолучевой интерферометр.

В этом случае, если размер отдельного отверстия апертурной маски меньше радиуса корреляции оптических неоднородностей атмосферы, а маска не содержит пар отверстий, взаимное расположение которых повторяется, то в частотном пространстве такая апертурная маска обладает набором окон, в каждом из которых атмосферное фазовое искажение почти постоянно. При этом, если апертурная маска содержит n отверстий, то она будет обладать $n(n-1) + 1$ частотным окном, среди которых интерес представляют $n(n-1)/2$ независимых окна.

С другой стороны, существенно, что искажения, вносимые разностью фазовых набегов в атмосфере, могут быть устранены введением $n-1$ уравнений связи. В итоге мы можем определить в $(n-1)(n/2-1)$ частотных окнах неискаженные фазы объекта. Поскольку при интерферометрическом синтезе частотный диапазон круговой апертуры диаметра D можно заменить суммой частотных диапазонов, созданной парой одинаковых отверстий диаметром d , содержащих постоянную фазовую ошибку, то число таких независимых диапазонов будет $M = (D/d)^2/2$, т. е. для регистрации спектра во всем пространственном диапазоне полной апертуры необходимо $K = (D/d)^2/[(n-1)(n/2-1)/2]$ различных масок.

Поскольку область пропускания пространственных частот безыбыточной апертурной маски меньше области пропускания полной апертуры, то для получения изображения во всем диапазоне частот полной апертуры телескопа необходимо последовательно использовать несколько масок разных конфигураций.

Число масок может быть уменьшено при увеличении диаметра отверстий в маске, однако при этом необходима более точная аппроксимация фазовых искажений на отверстиях, что усложняет алгоритм синтеза неискаженного изображения.

В [13] отмечалось, что методика безыбыточного интерферометрического синтеза обладает низкой чувствительностью, происходящей главным образом из-за малого коэффициента использования апертуры, небольшой спектральной ширины регистрируемого излучения и коротких экспозиций.

Между тем можно предложить такую модификацию этого метода, которая окажется свободной от этого недостатка. В первоначальном виде этот метод по существу является последовательным, так как из всего набора апертурных масок, необходимых для регистрации изображения, в каждый момент времени используется только одна. При этом большая часть апертуры оказывается неиспользованной.

Предлагаемый подход заключается в том, чтобы осуществить параллельную регистрацию парциальных изображений через все необходимые апертурные маски, используя одновременно всю апертуру телескопа. Для этого необходимо выделить на апертуре безыбыточные маски, обеспечивающие полное покрытие как апертуры телескопа, так и требуемой области в частотной плоскости.

Можно показать, что максимальное число элементов в безыбыточной маске не меньше, чем $(2n)^{1/3}$, где n — полное число элементов (идентичных и меньших атмосферного радиуса корреляции), которое можно разместить на апертуре. Если предположить, что апертуру можно разделить на безыбыточные маски с числом элементов порядка $n^{1/3}$, то число масок, полностью покрывающих апертуру, будет порядка $n^{2/3}$, вклад каждой из них в частотную плоскость составит величину порядка $n^{2/3}$, их

суммарный вклад составит величину порядка $n^{4/3}$. Таким образом, требуемая степень переопределенности для искоемых фаз всегда может быть достигнута при достаточно большом n .

Строгий анализ вопроса о существовании такого разбиения в общем случае представляет значительные трудности. Однако, разработанный автором метод расчета таких структур позволяет убедиться в существовании требуемых разбиений в ряде конкретных случаев, представляющих практический интерес.

Не касаясь деталей возникающей при этом чисто технической задачи разведения парциальных изображений, формируемых отдельными безызыбыточными масками, следует все же отметить, что ее решение является важным и необходимым этапом устранения атмосферного ограничения видения.

Использование методики безызыбыточного интерферометрического синтеза с разведением парциальных изображений и одновременной регистрацией обеспечивает возможность реализации теоретического разрешения телескопа в условиях земной атмосферы без потери светового потока.

Из всех известных в настоящее время способов регистрации один предложенный позволяет восстанавливать неискаженное изображение нестационарного объекта при наблюдении через турбулентную атмосферу только по результатам регистрации объекта.

В ряде случаев информация, полученная этим методом, эквивалентна получаемой с помощью орбитального телескопа, но стоимость будет на полтора-два порядка меньше.

Список литературы: 1. Методы обработки световых полей при наблюдении объектов через турбулентную среду/Бакут П. А., Устинов Н. Д., Троицкий И. Н., Свиридов К. В.—Зарубежная радиоэлектроника, 1976, № 7, с. 15—42. 2. Ефремов Ю. Н., Новиков С. В., Щеглов П. В. Перспективы развития наземной оптической астрономии. Усп. физ. наук, 1975, т. 115, № 2, с. 301—319. 3. А) J. Opt. Soc. am., vol. 67, № 3, 1977, Special issue adaptive optics; Б) РЭЗР, 4, 1978. 4. Гвоздев М. Н., Димов И. А. Многоэлементный большой оптический телескоп с управляемой конфигурацией зеркала. — Усп. физ. наук, 1973, т. 111, № 3, с. 558—560. 5. Синцов В. Н., Запругаев А. Ф. Апертурный синтез в оптике. — Усп. физ. наук, 1974, т. 114, № 4, с. 655—676. 6. De Latil Pirre. L'Astronomie des Mini-Telescopes. Sci. et. Avenir, 1977, № 369, S. 25—28. 7. Gori F., Guattari G. Imaging sistem using linear array of nonequally spaced elements. — Phys. Lett., 1976, 32 A, p. 38—39. 8. Воронцов М. А., Грушецкий А. В. Повышение степени устойчивости следающего интерферометра Майкельсона. — Изв. вузов. Приборостроение, 1977, т. 20, № 9, с. 102—107. 9. Blazit A., Banneau D., Josse M. et al. The angular diameter of capella A and B from two-telescope interferometr. — Astrophys. J., 1977, vol. 217, № 1, p. 55—57. 10. Shao M., Staelin D. H. Longbaseline optical interferometer for astrometry. — J. Opt. Soc. Am. 1977, vol. 67, № 1, p. 81—86. 11. Jenison R. C. A phase sensitive interferometer technique for the fourier transform of spatial brightness distributions of smool angular extent. mon. not. R. Astron. Soc., 1958, vol. 118, p. 276—286. 12. Rogstad D. H. A technique for measurement visibility phase with an optical interferometer in presense of atmospheric seeing. — Appl. Opt., 1968, vol. 7, № 4, p. 585—588. 13. Rhodes W. T.,

УДК 520.1

Д. В. ДИМИТРОВ

ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ДИСКЕ ЗВЕЗДЫ

Нахождение распределения освещенности в замытом диске изображения звезды необходимо для улучшения четкости изображений протяженных астрономических объектов и их детальной фотометрии. В общем случае распределение освещенности в фокальной плоскости телескопа определяется свойствами его оптики и атмосферой Земли. В настоящей работе под турбулентным диском звезды подразумевается замытое изображение звезды, в котором распределение освещенности определяется единственно турбулентностью атмосферы. Это распределение определяет импульсный отклик атмосферы при длительных экспозициях.

Для случая, когда турбулентный диск существенно превосходит по размерам дифракционный диск Эйри, известно [3], что распределение освещенности $\Phi(x, y)$ в фокальной плоскости (x, y) связано с волновой структурной функцией D_φ комплексной фазы соотношением

$$\Phi(x, y) = \frac{A}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{2} D_\varphi(\xi, \eta)\right] \times \\ \times \exp\left[i \frac{k}{F} (x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (1)$$

где A — постоянная, зависящая от апертуры телескопа, его фокусного расстояния F и от длины волны λ ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число). Интегрирование по координатам ξ, η производится в плоскости входной апертуры телескопа. При выводе (1) сделано предположение, что случайные отклонения фазы и логарифма амплитуды плоской монохроматической волны распределены по нормальному закону. Переходя к относительному распределению освещенности, можно положить $A=1$.

В связи с возможными отклонениями турбулентности в приземном слое воздуха от закона Колмогорова — Обухова $D_\varphi \sim r^{5/3}$ желательно рассмотреть структурную функцию фазы вида

$$D_\varphi(\xi, \eta) \equiv D_\varphi(r) = C^2 r^{2+\alpha}, \quad r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}, \quad (2)$$

где C — постоянная, размерность которой зависит от параметра α .

Ввиду наличия круговой симметрии можно перейти в плоскости (ξ, η) к полярным координатам (r, θ) . Полагая $y \equiv 0$ и выполняя интегрирование по θ , уравнение (1) можно представить в виде

$$\Phi(x) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{F}{kx} \right)^2 \int_0^{\infty} J_0(\rho) e(\rho) \rho d\rho, \quad (3)$$

где

$$\rho = \frac{k}{F} x r, \quad e(\rho) = \exp \left[-\frac{C^2}{2} \left(\frac{F\rho}{kx} \right)^{2+\alpha} \right], \quad (4)$$

$J_0(\rho)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Круговая симметрия структурной функции D_φ и входной апертуры телескопа обуславливают круговую симметрию турбулентного диска звезды, так что выражение (3) фактически задает распределение освещенности вдоль произвольного радиуса, отсчитываемого от центра изображения. Соотношение (3) можно получить также путем обратного Фурье-преобразования модуляционной передаточной функции системы атмосфера + телескоп для длительных экспозиций [1, 2], считая постоянной для низких пространственных частот передаточную функцию телескопа. Такое предположение вполне оправдано для телескопов с большой апертурой, поскольку для них полное замытие дифракционной картины Эйри — обычное явление.

Если ограничиться значениями α в интервале $[-1, 0; 0]$, можно показать, что (3) приводится к виду, обобщающему гауссовское распределение. Для этого проинтегрируем (3) по частям двумя способами. С учетом известных рекуррентных соотношений между функциями Бесселя J_0 и J_1 и их производными будем иметь:

$$\Phi(x) = \frac{C^2 \alpha + 2}{2\pi} \left(\frac{F}{kx} \right)^{4+\alpha} \int_0^{\infty} \rho^{2+\alpha} J_1(\rho) e(\rho) \rho d\rho; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Phi(x) = \frac{1}{2\pi C^2} \frac{2}{\alpha + 2} \left(\frac{kx}{F} \right)^\alpha \int_0^{\infty} [-\alpha \rho^{-1-\alpha} J_0(\rho) - \\ - \rho^{-\alpha} J_1(\rho)] e(\rho) \rho d\rho. \end{aligned} \quad (6)$$

Дифференцирование (6) по x и учет соотношений (3) и (5) приводит к

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = \frac{-2}{\alpha + 2} \frac{1}{C^2 \left(\frac{F}{k} \right)^{2+\alpha}} [x^{1+\alpha} + \varepsilon_\alpha(x)] dx, \quad (7)$$

где вспомогательная функция $\varepsilon_\alpha(x)$ определяется соотношением

$$\int_0^\infty \rho^2 J_1(\rho) e(\rho) d\rho = \left[\frac{\varepsilon_\alpha(x)}{x^{1+\alpha}} + 1 \right] \int_0^\infty \rho^{2+\alpha} J_1(\rho) e(\rho) d\rho. \quad (8)$$

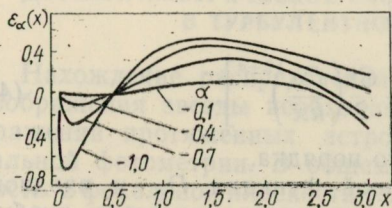


Рис. 1. Вспомогательная функция $\varepsilon_\alpha(x)$. В квадратной скобке указаны значения параметра α в интервале от $-0,1$ до $-1,0$.

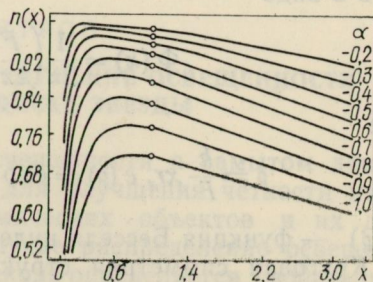


Рис. 2. Обобщенный степенной показатель $n(x)$ для значений параметра α в интервале от $-0,2$ до $-1,0$. Указанные значения $n(1)$ вычислены из (10) с помощью теоремы Лопиталя.

Интегрирование выражения (7) дает следующее представление функции $\Phi(x)$:

$$\Phi(x) = C_1 \exp \left[-\frac{x^{2n(x)}}{B} \right], \quad (9)$$

где C_1 — нормировочная постоянная, знание которой в данном случае несущественно. Кроме того

$$n(x) = \frac{1}{2 \ln x} \ln [x^{2+\alpha} + (2+\alpha) \int_1^x \varepsilon_\alpha(t) dt], \quad (10)$$

$$B = 2 \left(\frac{\alpha+2}{2} C \right)^2 \left(\frac{F}{k} \right)^{2+\alpha}.$$

Графики функций $\varepsilon_\alpha(x)$ и $n(x)$ показаны соответственно на рис. 1 и 2. Значения для $\varepsilon_\alpha(x)$ и $n(x)$ получены путем численного интегрирования выражений (8) и (10). Масштаб оси x определялся из условия $B = 2^{(2+\alpha)/2}$, что при $\alpha = 0$ соответствует дисперсии, равной единице.

Таким образом, согласно (9) и (10), распределение освещенности задается двумя параметрами α и B . Если $\alpha = 0$, то $\varepsilon_\alpha(x) \equiv 0$ и $n(x) \equiv 1$ — распределение освещенности описывается гауссовой функцией [3]. Когда $\alpha < 0$, $n(x) \neq 1$ (рис. 2) и $\Phi(x)$ уже не будет гауссовой кривой, хотя и сохранит свой

колоколообразный вид. Значение $\alpha = -1/3$ соответствует турбулентности Колмогорова — Обухова.

Для фиксированных значений α , λ и F величина B зависит от длины пути распространения в турбулентной среде и постоянной C_n показателя преломления воздуха. В сущности введение параметра B равносильно введению радиуса корреляции r_0 атмосферы, который (как, например, указывается в [2]) определяет размеры звездного изображения. Можно также вместо B рассматривать величину замытия σ , определяемую как такое значение $x = \sqrt{2}\sigma$, для которого освещенность уменьшается в e раз по сравнению с освещенностью в центре диска. Поскольку $x^{2n(x)}$ монотонно убывает с возрастанием x , связь между σ и B однозначна.

Параметр α определяет распределение световой энергии внутри турбулентного диска звезды. Как следует из [4—6], величина α может быть заметно меньше $-1/3$, вплоть до значений $\alpha = -1,0$. В работах [2, 4, 5, 6] дискутируются возможные факторы, вызывающие такие отклонения от колмогоровской модели турбулентности.

Рассматриваемая выше аппроксимация звездных изображений является следствием двухпараметрического задания волновой структурной функции фазы D_ϕ , определяемой согласно (2) параметрами C и α . Экспериментальное исследование распределения освещенности в турбулентном диске звезд в принципе дает возможность найти такие значения этих параметров, которые будут учитывать более полно эффективное воздействие всех астроклиматических факторов при реальных астрономических наблюдениях.

Автор выражает благодарность В. Н. Дудинову, В. С. Цветковой и Ю. В. Александрову за просмотр рукописи и обсуждения работы.

Список литературы: 1. Fried D. L. Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. — Journ. Opt. Soc. Am., 1966, vol. 56, № 10, p. 1372—1379. 2. Young A. T. Seeing: its cause and cure. — Astrophys. Journ., 1974, vol. 189, № 3, part 1, p. 587—604. 3. Денисов Н. Г., Татарский В. И. О средней дифракционной картине в фокальной плоскости линзы. — Изв. вузов. Радиофизика, 1963, т. 6, № 3, с. 488—494. 4. Lutomirski R. F., Yura H. T. Wave Structure Function and Mutual Coherence Function of an Optical Wave in a Turbulent Atmosphere. — Journ. Opt. Soc. Am., 1971, vol. 61, № 4, p. 482—487. 5. Buser R. G. Interferometric Determination of the Distance Dependence of the Phase Structure Function for Near-Ground Horizontal Propagation at 6328 Å. — Journ. Opt. Soc. Am., 1971, vol. 61, № 4, p. 488—491. 6. Bouricius G. M. B., Clifford S. F. Experimental Study of Atmospherically Induced Phase Fluctuations in an Optical Signal. — Journ. Opt. Soc. Am., 1970, vol. 60, № 11, p. 1484—1489.

Поступила 19 апреля 1979 г.

Д. В. ДИМИТРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКЛОНЕНИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ ЗВЕЗДНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОТ ГАУССОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Задачи, связанные с учетом искажающего влияния земной атмосферы на астрономические изображения, требуют улучшения точности определения импульсного отклика атмосферы при длительных экспозициях. Одна из возможностей для этого — подобрать более подходящие функциональные приближения, описывающие замытие звездных изображений. В литературе наиболее часто встречается аппроксимация профилей звезд гауссовой кривой. Иногда используется в качестве лучшего приближения сумма двух гауссовых кривых. В настоящей работе рассматривается распределение освещенности вдоль радиуса r турбулентного диска звезды в виде

$$g(r) \sim \exp\left(-\frac{r^{2n}}{B}\right), \quad (1)$$

где B — постоянная, связанная с величиной замытия σ соотношением $B = (V(2\sigma)^{2n})$. Показатель n зависит от r (согласно [2]) и его отличие от единицы количественно характеризует отклонение $g(r)$ от гауссового распределения. Для малых по сравнению с размерами диска звезды интервалов изменения аргумента будем считать, что n принимает некоторое среднее (постоянное) значение n_c . Путем логарифмирования и дифференцирования можно из (1) выразить n_c через g и ее производные g' и g''

$$n_c = 0,5 \left[1 + r \left(\frac{g''(r)}{g'(r)} - \frac{g'(r)}{g(r)} \right) \right]. \quad (2)$$

Из наблюдений имелись фотоэлектрические разрезы Полярной звезды [1], полученные сканированием ножевой диафрагмой и сглаженные прямоугольным окном с шириной $2b = 0'', 826$,

$$g_{cr}(x) = \frac{1}{2b} \int_{x-b}^{x+b} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x_1^2 + y^2)n_c}{B}\right) dy \right] dx_1, \quad (3)$$

где (x, y) — фокальная плоскость телескопа ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$) длина прямоугольного окна параллельна оси y и сканирование производится вдоль оси x . Производные $g'_{cr}(x)$ и $g''_{cr}(x)$ вычислялись численным дифференцированием с шагом $2b = 0'', 826$. Из-за значительных флуктуаций $g'(x)$ и особенно $g''(x)$

пользоваться (2) практически нецелесообразно. Поэтому по наблюдениям строилась линейная функция

$$\Psi(x_i) = \left[\frac{g'_{cr}(x_i)}{g_{cr}(x_i)} - \frac{g'_{cr}(x_i)}{g_{cr}(x_i)} \right]^{-1} = \frac{1}{2n_c - 1} (x_i - x_0), \quad (4)$$

$$(i = 1, 2, 3, \dots, N),$$

где x_0 — абсцисса центра турбулентного диска (далее положено $x_0 = 0$), N — число отсчетов на изображении. С целью увеличения N для одного и того же разреза применялось сглаживание окнами с шириной $2b, 2(2b), 3(2b)$ и $4(2b)$. Результаты складывались на одном графике. Для нахождения углового коэффициента $1/(2n_c - 1)$ из (4) применялись два способа приближения $\Psi(x)$ — линейная и квадратичная аппроксимации. Во втором случае

$$\Psi(x) = a_1 x^2 + b_1 x + c_1, \quad (5)$$

$$n_c = 0,5 \left(1 + \frac{1}{2a_1 x + b_1} \right). \quad (6)$$

Если изменения x сравнимы с размерами изображения, предположение $n(r) = n_c = \text{const}$ не будет выполняться и зависимость $\Psi(x)$ будет иметь переменный угловой коэффициент. Поэтому имеет смысл применить более гибкое выражение (6) для n_c . Неизвестные a_1, b_1 и c_1 и их среднеквадратические ошибки $\Delta a_1, \Delta b_1$ и Δc_1 находились по методу наименьших квадратов. При линейной аппроксимации прямые проводились графически.

Недостатком описанной методики являются очень большие значения углового коэффициента $1/(2n_c - 1)$, когда n_c близко к 0,5. Обычно такие разрывы $\Psi(x)$ наблюдаются около точек $x = 0; \pm \sigma$. В пределах каждого изображения намечаются несколько приблизительно прямолинейных участков $\Psi(x)$, подходящих для нахождения n_c . Предварительное знание величин замытия σ при гауссовой аппроксимации профилей [1] позволило привести их к одинаковой ширине $\sigma \approx 1$ (т. е. $B \approx \sqrt{(2)^{2n_c}}$). Для нахождения среднего по всем фотометрическим разрезам значения n_c величины n_c складывались с одинаковыми весами. При линейном приближении $\Psi(x)$ (рис. 1) суммировались 315 разрезов, а при квадратичном (рис. 2) — 260 разрезов. Длинные и короткие интервалы на рис. 1—2 указывают на среднеквадратические ошибки Δn_c и Δn_c соответственно. На этих рисунках пунктиром указаны также значения (n_c) , полученные после учета конечной эффективной ширины $(2b)_\sigma$ щели. Подсчитано, что $(2b)_\sigma \approx 1,16$ ($\sigma = 1$). Если $x \lesssim 0,5$, такая корреляция очень неув-

ренна, и поэтому не производилась. Согласно рис. 1—2 для этой области $n_c < 1$. Такие значения не наблюдались бы, если

бы несглаженные величины $(\bar{n}_c)_0$ численно были ≈ 1 . Тем более, что сглаживание должно приводить к $n_c = 1$ для $x \approx 0$. Последнее на рис. 1—2 не наблюдается, поскольку отсчеты в самом центре изображения в меньшей степени влияют на наклон $\Psi(x)$, чем

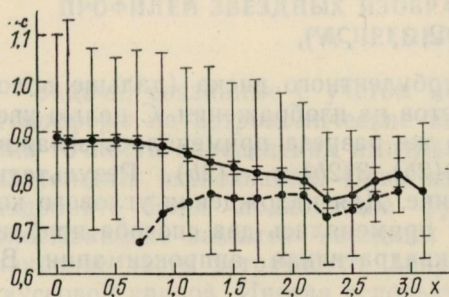


Рис. 1. Степенной показатель $\bar{n}_c$ (непрерывная линия) и его исправленные за сглаживанием значения $(\bar{n}_c)_0$ (пунктир).

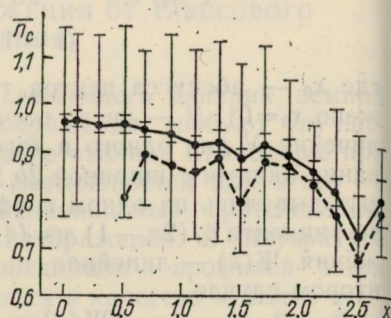


Рис. 2. Степенной показатель $\bar{n}_c$ (непрерывная линия) и его исправленные за сглаживанием значения $(\bar{n}_c)_0$ (пунктир).

более отдаленные отсчеты, для которых сглаживание меньше завышает $\bar{n}_c$. Кроме того, могут сказаться медленные смещения звезды во время сканирования и неточности при совмещении центров разрезов. В спектральном интервале длин волн 360—800 нм не обнаружена зависимость $\bar{n}_c$ от длины волн.

В среднем значения $\bar{n}_c$ на рис. 2 больше, чем соответствующие значения на рис. 1. Это объясняется тем, что при квадратичной аппроксимации (5) в концах интервала, где определяется $\Psi(x)$, кривая второй степени часто довольно неточно задает угловой коэффициент $1/(2n_c - 1)$. Например, если в конце интервала имеется большая плотность отсчетов, то кривизна функции $\Psi(x)$ может быть там значительной и найденные по (6) значения n_c явно ошибочны. Поэтому при построении рис. 2 выбирались такие значения x , для которых $\Psi(x)$ приблизительно прямолинейна. Суммирование n_c из (6) с введением весовых множителей, учитывающих среднеквадратическую ошибку Δn_c , приводит к результатам, которые лучше согласуются с рис. 1 для линейной аппроксимации (графики этих вариантов здесь не приводятся). Таким образом, на рис. 2 представлены такие значения $\bar{n}_c$, которые ближе к единице по сравнению со всеми другими примененными способами усреднения фотометрических разрезов.

Скачкообразные изменения $\bar{n}_c$ при больших значениях x ($x \approx 2.0$) в основном обусловлены изменением числа отсчетов, уменьшающегося на порядок относительно количества отсчетов

в центре изображения. Возможно также влияние некоторой субъективной селекции при подборе областей, где по экспериментальным точкам аппроксимируется $\Psi(x)$.

Если для волновой структурной функции комплексной фазы D_φ принят вид

$$D_\varphi(\rho) \sim \rho^{2+\alpha}, \quad (7)$$

то для объяснения отклонений от гауссового распределения при $x \gtrsim 1,0$ необходимо задавать для параметра α значения в интервале $(-0,9; -0,4)$ согласно [2]. При этом верхний предел $(-0,4)$ определяется на основе значений $\bar{n}_c$ из рис. 2, а нижний предел $(-0,9)$ — на основе исправленных значений $(\bar{n}_c)_0$ из рис. 1 и взвешенных исправленных значений $(\bar{n}_c)_0$ при квадратичной аппроксимации $\Psi(x)$ (5). Следовательно, распределение освещенности в турбулентном диске звезды отличается от гауссовой кривой ($n=1, \alpha=0$) заметно больше, чем это предсказывает модель турбулентности Колмогорова — Обухова ($\alpha=1/3$). Причиной этого может быть нарушение локальной однородности и изотропности турбулентного поля или наличие термической конвекции, создающей избыточные мелко-масштабные вихри.

Указанные для α значения в интервале $(-0,9; -0,4)$ нельзя объяснить влиянием незамеченной небольшой дефокусировки телескопа и его дифракционной картины (диаметр главного зеркала $D=70$ см), поскольку, как показал анализ, они приводят к завышению значений n_c и, следовательно, уменьшению $|\alpha|$.

В заключение можно сделать вывод, что введенный согласно (8) параметр α поддается оценке по измерениям звездных изображений, но желательно применять более совершенную методику обработки наблюдений. Например, сканирование малой круглой диафрагмой зафиксированных на фотопленке изображений звезды позволит в принципе получить точнее функцию $n=n(x)$, в том числе и для центральных областей.

Следует особо подчеркнуть, что структурная функция фазы D_φ обладает круговой симметрией. При круглом зрачке телескопа это должно обеспечивать круговую симметрию распределения освещенности $g(x, y)$ точечного источника. Однако мгновенное значение освещенности $g(x, y)$ из-за фазовых искажений атмосферы, существенно превосходящих длины световых волн λ , не обязано быть симметричным. С увеличением экспозиции отклонение $g(x, y)$ от некоторого симметричного распределения должно уменьшаться. В настоящей работе считается, что суммарное время наблюдения достаточно велико, чтобы при решении задачи восстановления изображения можно было пренебречь возможным нарушением симметрии изображения точечного источника (звезды).

Автор выражает благодарность В. Н. Дудинову, В. С. Цветковой, Ю. В. Александрову за просмотр рукописи и критические замечания, а также Е. М. Бороденко за выполнение вычислений на ЭВМ.

Список литературы: 1. Димитров Д. В. Об аппроксимации фотоэлектрических профилей звездных изображений одной гауссовой кривой. — Вестн. Харьк. ун-та. № 190. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрономия, 1979, вып. 14, с. 67—71. 2. Димитров Д. В. Двухпараметрическое распределение освещенности в турбулентном диске звезды. — Вестн. Харьк. ун-та. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия. (См. статью в наст. вестн.).

Поступила 19 апреля 1979 г.

УДК 523.89

К. Н. КУЗЬМЕНКО, В. М. КИРПАТОВСКИЙ,
Л. С. ПАВЛЕНКО

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ КАТАЛОГ СКЛОНЕНИЙ 75 БЛИЗПОЛЮСНЫХ ЗВЕЗД FK4

В 1909—1914 гг. на меридианном круге ХАО проф. Л. О. Струве, астроном-наблюдатель Н. Н. Евдокимов и ассистент Б. И. Кудревич провели наблюдения относительным методом точных положений 1407 звезд до 9-й звездной величины от 79° до полюса по склонению. Такая программа наблюдений была выбрана не случайно. К этому времени в 12 обсерваториях (в том числе Николаевской и Казанской) шести государств завершалась работа по составлению зонных каталогов, которые должны были дать меридианные положения всех звезд до 9,0. Однако эти каталоги AGK-1 не распространялись на близполюсную область, они заканчивались зоной ($+81^\circ$, $+75^\circ$) и были опубликованы в период 1890—1910 гг. Наблюдения Л. О. Струве, Б. И. Кудревича и Н. Н. Евдокимова восполняют этот пробел.

Определения положений данных близполюсных звезд на ХАО были основаны на наблюдениях 75 опорных звезд из каталога NFK (от $+65^\circ$ до полюса по склонению).

Каждую определяемую звезду наблюдали 4 раза: в двух положениях круга и в двух кульминациях. Получено около 5000—6000 наблюдений определяемых звезд и около 5200 наблюдений главных, или опорных звезд.

Первоначальную обработку проводили в системе NFK. Затем был продолжительный перерыв, после которого в 1933 г. работы возобновились под руководством Н. Н. Евдокимова. К этому времени был опубликован FK3, и поэтому координаты опорных звезд взяты из него.

В последние годы в СССР ведутся работы по созданию каталога слабых звезд. Вывод собственных движений слабых звезд, их привязка к внегалактическим туманностям

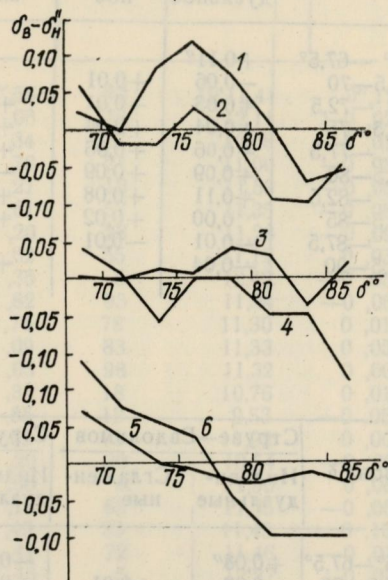
позволил решить назревшие звездно-астрономические проблемы (определение постоянной процессии, элементы галактического вращения и др.).

Обработка наблюдений Л. О. Струве, Б. И. Кудревича и Н. Н. Евдокимова, привлечение их к выводу собственных движений слабых звезд представляет несомненный интерес и имеет большое значение.

В настоящее время закончена работа по определению склонений 1407 близполюсных звезд. Заново вычислены и введены поправки в отсчеты круга (*run*, ошибки делений, кривизна параллели, наклон нити, приведение к 2⁰⁰, рефракция).

Сглаженные кривые зависимости $\delta_{\text{в}} - \delta_{\text{н}}$ от δ по наблюдателям и кругам:

1 — КО Струве; 2 — КВ Струве; 3 — КО Евдокимов; 4 — КВ Евдокимов; 5 — КО Кудревич; 6 — КВ Кудревич.



Обрабатывали полученные данные с помощью ЭВМ „М-222“, Точки экватора представлены аналитически: $E = E_0 + \Delta'_E \Delta T +$

$$+ \frac{1}{2} \Delta''_E \Delta T^2, \text{ где } \Delta T = \alpha - \alpha_0 = T - T_0;$$

T — приближенный момент наблюдения звезды; T_0 — средний момент наблюдения всех опорных звезд для данного вечера; E_0 , Δ'_E , Δ''_E — неизвестные, которые определялись по способу наименьших квадратов отдельно для разных кульминаций. После этого вычислялись точки экватора и склонения для всех звезд.

Средние квадратичные ошибки отдельного определения склонений опорных звезд следующие:

Наблюдатель	В. к.	Н. к.
Л. О. Струве	$\pm 0,25$	$\pm 0,22$
Б. И. Кудревич	$\pm 0,24$	$\pm 0,24$
Н. Н. Евдокимов	$\pm 0,19$	$\pm 0,17$

Приводим каталог склонений 75 близполюсных опорных звезд FK4. Разность между δ , полученными из наблюдений в верхней и нижней кульминациях, показана на рисунке. На-

Таблица

Зона δ	Струве		Евдокимов		Кудревич	
	Индивидуальное	Сглаженное	Индивидуальное	Сглаженное	Индивидуальное	Сглаженное
65°—67,5°	+0,11"		—0,01"		—0,07'	
67,5—70	—0,06	+0,01	0,00	+0,01	+0,09	+0,03
70—72,5	+0,03	+0,01	+0,05	+0,03	+0,03	+0,03
72,5—75	+0,04	+0,04	+0,01	+0,02	—0,03	—0,02
75—77,5	+0,06	+0,06	+0,01	0,00	—0,03	—0,03
77,5—80	+0,09	+0,09	—0,03	—0,03	—0,02	+0,01
80—82,5	+0,11	+0,08	+0,08	+0,05	+0,11	+0,04
82,5—85	0,00	+0,02	+0,09	+0,08	—	+0,06
85—87,5	—0,01	—0,01	—	+0,06	0,00	+0,05
87,5—90	—0,04		+0,04		+0,010	

Таблица 2

Зона δ	Струве—Евдокимов		Струве—Кудревич		Кудревич—Евдокимов	
	Индивидуальные	Сглаженные	Индивидуальные	Сглаженные	Индивидуальные	Сглаженные
65°—67,5°	+0,08"		—0,10"		+0,18"	
67,5—70	—0,02	+0,01	—0,11	—0,08	+0,09	+0,09
70—72,5	—0,01	—0,02	0,00	—0,04	—0,01	+0,02
72,5—75	—0,02	—0,01	—0,02	+0,01	0,00	—0,02
75—77,5	+0,02	+0,03	+0,04	+0,04	—0,02	—0,01
77,5—80	+0,08	+0,06	+0,08	+0,07	—0,01	—0,01
80—82,5	+0,05	+0,01	+0,06	+0,04	—0,01	—0,03
82,5—85	—0,14	—0,09	—0,04	+0,01	—0,10	—0,10
85—87,5	—0,12	—0,08	+0,05	+0,02	—0,17	—0,10
87,5—90	+0,08		+0,02		+0,06	

блюдения в нижней кульминации приведены к верхней. После этого для каждого наблюдателя образованы разности склонений из наблюдений KO и KW . В табл. 1 даны их значения, сглаженные «тройками». Учетом указанных разностей наблюдений, выполненные при KW , приведены к KO .

Разности склонений, полученные разными наблюдателями, см. в табл. 2.

Учитывая указанные разности, наблюдения Струве и Кудревича привели к наблюдениям Евдокимова. Каталог склонений 75 близполюсных звезд $FK4$ дан в табл. 3 (α — приближенные прямые восхождения; δ — полученные склонения, отнесенные к равнодействию 1950,0 и к эпохе наблюдений; n — число наблюдений; E — средняя эпоха наблюдения).

Таблица 3

№ пп.	№ФКЧ	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	n	E	$O-C$
1	24	0 ^h 42 ^m 18 ^s	74°42'55",55	93	19 11,41	0",12
2	41	1 07 52	79 24 31,06	16	12,11	-0,02
3	46	1 22 22	67 52 10,34	17	10,08	-0,01
4	51	1 34 28	72 47 10,78	24	11,00	-0,03
5	55	1 38 36	67 47 28,27	10	11,53	-0,09
6	70	1 59 07	72 10 49,61	57	11,35	-0,08
7	76	2 10 32	66 17 29,20	28	11,28	-0,09
8	87	2 33 14	72 36 04,62	55	11,12	0,03
9	92	2 40 30	67 36 51,35	5	12,42	-0,05
10	105	2 59 21	79 13 25,82	93	11,94	-0,06
11	115	3 13 54	77 33 16,74	78	11,30	0,01
12	138	3 45 03	71 10 53,09	83	11,33	0,05
13	173	4 42 04	75 51 20,03	98	11,32	0,00
14	178	4 49 04	66 15 38,33	18	10,76	0,01
15	191	5 14 17	79 10 36,85	12	9,53	-0,05
16	205	5 33 02	75 00 52,55	73	11,02	0,00
17	234	6 13 20	69 20 31,20	30	10,54	-0,02
18	259	6 48 19	68 56 58,56	8	11,50	0,06
19	260	6 52 48	77 02 44,13	63	11,35	-0,05
20	284	7 25 42	68 34 16,49	39	11,43	0,10
21	300	7 54 15	74 03 18,41	72	11,46	-0,01
22	322	8 34 12	73 48 29,45	5	12,27	-0,07
23	338	8 58 04	67 49 34,54	28	11,39	-0,04
24	363	9 38 00	69 28 02,64	44	11,42	0,08
25	372	9 53 58	73 07 08,72	74	11,45	-0,01
26	395	10 ^h 30 ^m 54 ^s	75°58'17",49	2	19 10,35	-0",12
27	403	10 39 31	69 20 19,04	64	11,46	0,03
28	433	11 28 28	69 36 26,95	61	10,71	0,07
29	440	11 39 42	67 01 16,88	41	10,73	0,05
30	451	12 02 44	77 11 10,62	86	10,79	0,00
31	472	12 31 22	70 03 48,69	90	11,49	0,06
32	486	12 53 29	65 42 34,92	40	10,85	-0,07
33	499	13 24 51	72 39 03,33	46	10,84	0,07
34	505	13 35 39	71 29 47,04	47	10,73	0,08
35	511	13 49 58	64 58 11,40	5	11,53	0,01
36	524	14 09 01	77 46 55,57	81	11,09	-0,02
37	550	14 50 50	74 21 35,16	2	11,15	-0,03
38	554	14 56 47	66 07 51,11	1	10,32	0,02
39	565	15 14 03	67 32 26,35	5	9,93	-0,04
40	569	15 20 47	72 00 42,24	106	10,96	0,00
41	590	15 45 48	77 56 57,22	111	11,29	-0,01
42	606	16 12 13	76 00 14,79	3	10,69	0,01
43	612	16 18 56	75 52 06,91	100	11,29	-0,03
44	619	16 28 04	68 52 33,36	3	9,99	-0,09
45	623	16 32 46	77 32 38,93	1	9,54	-0,04
46	639	17 08 38	65 46 33,22	66	10,95	0,05
47	670	17 42 49	72 10 36,83	80	10,53	0,10
48	675	17 51 41	76 58 05,30	45	10,54	-0,04
49	695	18 21 57	72 42 55,65	41	11,81	-0,10
50	700	18 32 10	77 30 34,31	67	11,34	-0,01
51	701	18 ^h 36 ^m 04 ^s	65°26'34",54	9	19 11,00	0",04

№ № пп.	№ FK4	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	n	E	$O-C$
52	714	18 55 01	71 13 49 ,07	2	10,11	0, 05
53	723	19 12 33	67 34 21 ,52	57	11,43	0, 09
54	734	19 24 45	79 30 16 ,91	64	11,40	-0, 06
55	759	20 10 37	77 33 41 ,28	90	11,40	-0, 05
56	770	20 32 11	74 47 01 ,65	60	11,38	0, 12
57	795	21 06 32	77 55 25 ,32	26	10,71	0, 10
58	803	21 17 23	62 22 21 ,57	3	10,74	-0, 12
59	817	21 41 12	71 04 47 ,76	51	11,42	0, 06
60	830	22 03 29	62 32 26 ,17	2	10,71	-0, 03
61	837	22 08 51	72 05 40 ,63	66	11,45	0, 02
62	851	22 34 32	73 22 59 ,14	8	11,45	-0, 08
63	863	22 47 54	65 56 18 ,37	59	11,46	-0, 02
64	893	23 37 17	77 21 05 ,60	2	11,38	-0, 12
65	895	23 45 30	67 31 44 ,19	41	11,43	-0, 02
66	906	1 01 31	85 59 24 ,58	18	12,08	0, 08
67	907	1 48 49	89 01 43 ,87	35	11,78	-0, 03
68	908	4 19 54	85 25 02 ,13	71	11,00	-0, 07
69	909	7 17 51	87 07 35 ,85	43	11,35	0, 02
70	910	9 30 07	81 33 00 ,99	41	11,43	-0, 02
71	911	10 25 10	82 48 51 ,08	21	11,48	0, 02
72	912	16 51 01	82 07 21 ,39	85	11,35	-0, 02
73	913	17 48 18	86 36 32 ,65	9	11,52	-0, 06
74	914	18 21 22	89 03 03 ,39	44	11,35	-0, 09
75	915	20 46 20	82 20 51 ,24	42	11,42	-0, 03

Список литературы: 1. Кузьменко К. Н., Плужников В. Х. Определение гнутия на основании точек экватора к северу и к югу от зенита. — Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия, 1973, вып. 8, с. 42—46. 2. Fricke W. Kopff A. Fourth Fundamental Catalogue (FK4). Ver. Ast. Rech—Instituts, Heidelberg, № 10. 3. Зверев М. С., Положенцев Д. Д. Об одном методе reductions относительных меридианных наблюдений δ с использованием ЭВМ. — Учен. зап. Ленингр. ун-та: Тр. астроном. обсерватории, 1973, вып. 48, с. 196—201.

Поступила 19 апреля 1979 г.

УДК 523.893

К. Н. ДЕРКАЧ, В. М. КИРПАТОВСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТРЕХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ МЕРИДИАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ ЗВЕЗД

Нами проведен сравнительный анализ результатов определений прямых восхождений классическим и двумя новыми методами, один из которых предложен В. А. и А. А. Извековыми [1], а другой — М. С. Зверевым и Д. Д. Положенцевым [2]. В соответствии с принятыми методами обработки получены три си-

системы прямых восхождений K1, K2 и K3. Обработано свыше 11 000 наблюдений прямых восхождений определяемых ярких звезд BS [3] в зоне от -16 до $+30^\circ$ по склонению и около 9 000 наблюдений опорных звезд FK4 [4] в зоне от -20 до $+90^\circ$. Наблюдения выполнены с Харьковским меридианным кругом в 1968—1973 гг. [5].

Программа для каждой ночи строилась таким образом, что определяемые звезды BS, как правило, наблюдались в следующих 15 или 30-градусных зонах по склонению: $-16-0$; $0-+15$; $+15-+30$; $-16-+15$; $0-+30^\circ$. Изредка наблюдения проводили по всей 46-градусной зоне определяемых звезд.

Зонные опорные звезды FK4 наблюдали в более широких зонах, чем определяемые, так что опорные окаймляли зону определяемых звезд с юга и севера по $5-7^\circ$. В программу наблюдений каждой ночи для вычисления бесселева параметра n классическим способом обязательно включали внезонные опорные звезды со склонениями от $+65$ до $+80^\circ$. При наблюдении определяемых звезд в зоне от $+15$ до $+30^\circ$ наблюдались еще и экваториальные опорные звезды со склонениями от -5 до $+5^\circ$.

Распределение количества ночей (рядов) наблюдений N с шириной зоны опорных звезд D (без внезонных северных звезд):

$N\%$	3	3	13	12	27	26	11	3	2
D град	55	55	50	45	40	35	30	25	25

Всего получено свыше 250 рядов, из них 30 рядов наблюдений только опорных звезд по всей доступной дуге меридиана в зоне склонений от -20 до $+90^\circ$ и от $+90$ до $+60^\circ$ в нижних кульминациях.

Машинная обработка двумя методами (классическим и Зверева — Положенцева) произведена в ГАО АН СССР на ЭВМ «Минск-22» с использованием пулковской библиотеки стандартных программ [6]. Обработка по методу Извековых произведена в астрономической обсерватории Харьковского университета с помощью составленной нами программы на ЭВМ М-222.

По результатам обработки методом Зверева — Положенцева составлено два дифференциальных каталога прямых восхождений: каталог 1746 определяемых ярких звезд BS [7] и каталог 544 опорных звезд FK4 [8]. Средняя эпоха наблюдений каталогов 1971, 1; среднее количество наблюдений определяемой звезды — 6, а опорной — 11.

Суть сравниваемых методов обработки и их реализации в программах вычислений состоит в следующем.

В классическом методе для вычисления параметра n формулы Бесселя комбинировались близкие по времени наблюдения зонных опорных звезд с внезонными с разностью склонений более 60° . Таким образом, фактически комбинировались звезды

широкого экваториального пояса от -20 до $+20^\circ$ и северного от $+65$ до $+80^\circ$. По выравненным линейно значениям n с учетом хода по времени для каждой опорной звезды вычислялись значения $(u+m)$, которые затем сглаживались методом троек с учетом весов [2].

В методе Извековых [1] по наблюдениям только зонных опорных звезд вычислялись все параметры редукционной формулы (в том числе и коллимация), а также их изменения первых и вторых порядков со временем и склонением. Так как редукционная формула приближенная, она применима для ограниченной ширины зоны по склонению.

Преобразование Зверева — Положенцева учитывает линейные и квадратичные изменения во времени и параметров $u+m$ и n . В этом преобразовании коллимация принимается постоянной и определяется из лабораторных измерений. В методе Зверева — Положенцева на ширину зоны по δ ограничений не накладывается.

Поскольку в формуле Извековых учитываются изменения параметров по склонению, она должна обеспечивать более тесную привязку системы α_δ прямых восхождений определяемых звезд к опорным, чем классический или Зверева — Положенцева методы.

По методу Извековых мы произвели несколько вариантов обработки рабочих рядов при различных значениях D ширины зоны по склонению, равных 30 , 40 и 50° . Опорные ряды (без нижних кульминаций) были обработаны еще и при $D=114^\circ$. Оказалось, что ошибка единицы веса ε_0 и систематические разности прямых восхождений ($O-C$) мало зависят от ширины зоны D . Например, для опорных рядов при $D=114^\circ$ $\varepsilon_0 = \pm 0,0219^s$, а при $D=30^\circ$ $\varepsilon_0 = \pm 0,0205^s$. Ниже в единицах $0,001^s$ приведены две системы разностей ($O-C$)_{FK4} $-\Delta\alpha'_\delta$ и $\Delta\alpha''_\delta$:

Зона по δ , град	+32,5	+27,5	+22,5	+17,5	+12,5	+7,5	+2,5	-2,5	-7,5	-12,5	-17,5
$\Delta\alpha'_\delta$	+2	-3	+1	+1	0	0	-2	-2	+1	+1	-2
$\Delta\alpha''_\delta$	+3	-4	-1	0	0	+1	-3	-1	+1	-2	+1

Систематические разности $\Delta\alpha'_\delta$ получены по всем рабочим и опорным рядам при ширине зоны $D=50^\circ$, а разности $\Delta\alpha''_\delta$ только по опорным рядам, обработанным при ширине зоны $D=114^\circ$. Средняя точность вычислений $\Delta\alpha'_\delta$ равна $\pm 0,001^s$, а $\Delta\alpha''_\delta = \pm 0,002^s$. В пределах точности вычислений системы $\Delta\alpha'_\delta$ и $\Delta\alpha''_\delta$ совпадают.

Средняя ошибка редукции определяемых звезд, вычисленная по всем рабочим рядам, обработанным при $D=50^\circ$, равна $\pm 0,006^s$. Напомним, что в [9] в качестве стандартной ошибки редукции принято значение $\pm 0,009^s$. Таким образом, обработку методом Извековых относительно наблюдений прямых восхождений с Харьковским меридианным кругом можно производить при ширине зоны $D \gg 30^\circ$. По-видимому, изменения параметров Харьковского меридианного круга существенно меньше принятых в [1, с. 34] при оценке допустимой ширины зоны для опорных звезд.

Если предположить, что линейные изменения по склонению параметров нашего меридианного инструмента $n_i(u+m)$ и c , отнесенные к радиану, одинаковы и равны $0,02^s$ (это вполне реально для склонений от -20 до $+40^\circ$), то не трудно показать, что искажение редукции $(\alpha - T)$ на краю зоны шириной 50° не превысит $0,0003^s$.

На основании сказанного мы сочли возможным принять значение ширины зоны $D=50^\circ$.

Средняя квадратичная ошибка ε одного наблюдения прямого восхождения вычислялась по формуле Петерса

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\frac{\sum v^2}{m - n}},$$

где v — уклонения результатов отдельных наблюдений AR от их средних значений, m — число наблюдений; n — число звезд.

В случайном отношении точность одного наблюдения прямого восхождения звезды по внутренней сходимости результатов в системах K1, K2 и K3 характеризуется следующими приведенными к экватору среднеквадратичными ошибками $\varepsilon \cos \delta$ (табл. 1).

Как видим, наибольшее различие средних случайных ошибок наблюдений опорных и определяемых звезд получается для системы K1— $0,005^s$, а наименьшее — для системы K2— $0,003^s$. Это свидетельствует о том, что наиболее точно параметры инструмента определяются по методу Извековых [11, с. 109].

Исследование систематических ошибок $\Delta \alpha$ каталогов K1, K2 и K3 проведено по пятиградусным зонам склонений. Систематические разности прямых восхождений $\Delta \alpha \cos \delta$ в смысле «Классический метод минус новый», а также инструментальные разности $(E-W)$ и $(O-C)$, полученные для результатов классического метода обработки, выявили заметный ход по склонению (табл. 2, графы 2, 3, 5, 7, 9). Размах разностей $(E-W)$ и $(O-C)_{FK4}$ для классического метода существенно

Таблица 1

Система	BS	FK4
K1	$\pm 0,026$	$\pm 0,021$
K2	$\pm 0,024$	$\pm 0,021$
K3	$\pm 0,023$	$\pm 0,019$

Таблица 2

δ	BS			$(E - W)_{BS}$		$(E - W)_{FK4}$		$(O - C)_{FK4}$		
	K1—K2	K1—K3	K2—K3	K1	K3	K1	K3	K1	K2	K3
+27,5°	-4	-4	0	+3	-2	+9	+3	-5	-2	-3
+22,5	-3	-3	0	+4	-1	+3	+2	-2	+2	+1
+17,5	+1	-1	-2	-2	-2	0	-2	0	+2	+2
+12,5	-2	-2	0	-3	0	-2	-2	-3	-1	-2
+7,5	+1	+2	+1	-2	+4	+1	0	+1	-1	+1
+2,5	+1	0	-1	-6	+2	-2	-2	+1	-2	-2
-2,5	+3	+2	-1	-6	-1	-5	+2	+2	-1	-1
-7,5	+3	+3	0	-2	+2	-1	-1	+2	+1	+1
-13,0	+3	+4	+1	0	+2	-2	-2	+4	0	-1
Размах	7	8	3	10	6	14	5	9	4	5

Таблица 3

δ°	n	K1—GC	K2—GC	K3—GC	FK4—GC	K1—FK4	K2—FK4	K3—FK4	(K1—FK4)'	(K2—FK4)'	(K3—FK4)'
+27,5°	184	-14	-10	-10	-10	-4	0	0	+1	+2	+3
+22,5°	215	-12	-9	-9	-10	-2	+1	+1	0	-1	0
+17,5	201	-6	-7	-5	-9	+3	+2	+4	+3	0	+2
+12,5	206	-7	-5	-5	-9	+2	+4	+4	+5	+5	+6
+7,5	174	-5	-6	-7	-10	+5	+4	+3	+4	+5	+2
+2,5	173	-10	-11	-10	-9	-1	-2	-1	-2	0	+1
-2,5	184	+2	-1	0	-10	+12	+9	+10	+10	+10	+11
-7,5	188	-3	-6	-6	-8	+5	+2	+2	+3	+1	+1
-13,0	200	-2	-5	-6	-7	+5	+2	+1	+1	+2	+2
Размах						16	11	11	12	11	11

больше размаха аналогичных величин для результатов новых методов обработки (табл. 2, графы 6, 8, 10, 11).

Точность вычисления величин $\Delta\alpha$ в табл. 2 в среднем $\pm 0,001$; количество определяемых звезд BS в каждой 5-градусной зоне около 200, а опорных FK4 — около 60.

Системы прямых восхождений определяемых звезд K1, K2 и K3 мы сравнили с опорной системой FK4 через каталоги GC [12], KF3 [13], № 30 [14] и с FK4 sup [15]. Результаты сравнения через GC и KF3, через № 30 и с FK4 sup парно практически совпали. В табл. 3 приведены несглаженные систематические разности $(K_i - FK4)$ вида $\Delta\alpha$, созданные найденные классическим способом на среднюю эпоху наблюдений через GC. При

этом разности ($FK4-GC$) вычислены на основании систематических разностей [16].

Данные табл. 3 (графы 7, 8, 9) указывают на то, что в отношении систематических разностей $\Delta\alpha_*$ новые методы обработки осуществляют более тесную привязку относительных прямых восхождений к опорному каталогу, чем классический: модуль разностей ($K2-FK4$) не превышает $0,009^s$, а разностей ($K3-FK4$) $\leq 0,010^s$. Размах этих разностей равен $0,011^s$. Для классического метода ($K1-FK4$) $\leq 0,012^s$, а размах равен $0,016^s$.

После учета «редукций за систему инструмента», полученных согласно [17] в виде систематического хода со склонением величин $(O-C)_{FK4}$ (табл. 2, колонки 9, 10, 11), сходимости систем $K1$, $K2$ и $K3$ с $FK4$ практически стали идентичными (табл. 3, колонки 10, 11, 12). Не трудно заметить, что при этом сходимость $K2$ и $K3$ с $FK4$ даже немного ухудшилась.

Таким образом, результаты обработки наших наблюдений новыми методами не требуют приведения «на систему инструмента».

Совпадение систем α_* каталогов $K2$ и $K3$ можно объяснить, во-первых, малыми изменениями параметров Харьковского меридианного круга при установках трубы на зенитные расстояния определяемых звезд, во-вторых, надежным определением коллимации из лабораторных измерений и, в-третьих, принятой методикой зонных наблюдений. Заметим, что наша методика наблюдений не вполне соответствовала методу обработки, предложенному Извековыми [18]. В частности, наши наблюдения ярких звезд недостаточно были обеспечены опорными звездами в углах зоны каждого ряда наблюдений. Распределение опорных звезд в рядах наблюдений 1968—1973 гг. было примерно равномерным.

Система α_* определяемых звезд BS в зоне от -16 до $+30$, оказалась близка к системе опорного каталога: модули систематических разностей вида $(Ki-FK4)$ в основном не превышают $0,005^s$, за исключением зоны склонений с центром $-2,5^\circ$, где уклонение от $FK4$ достигает $+0,010^s$ (табл. 3). Однако последнее необходимо отнести за счет ошибок GC и $KF3$, так как при сравнении через $N 30$ и с $FK4_{sup}$ это уклонение приобрело иное абсолютное значение ($0,003$) и противоположный знак [5].

На тесную привязку определяемого каталога к опорному косвенно указывают также малые систематические разности $(O-C)_{FK4}$ вида $\Delta\alpha_*$ (табл. 2).

В отношении систематических разностей $\Delta\alpha_*$ результаты обработки наших наблюдений не показали явных преимуществ метода Извековых, хотя этот метод, не требующий специального определения коллимации и легко реализуемый на практике, обладает безусловным преимуществом перед исследуемыми методами при обработке зонных наблюдений.

Систематические разности вида $\Delta\alpha_\alpha$ были исследованы нами в 15-градусных зонах по склонению и 3-часовых интервалах по прямому восхождению.

Разности $\Delta\alpha_\alpha$ в смысле $(O-C)_{FK4}$ для исследуемых методов обработки оказались малыми и в дальнейшем не принимались во внимание (табл. 4).

Таблица 4

α^h	От -15° до 0°				от 0° до $+15^\circ$				от $+15^\circ$ до $+30^\circ$			
	n	$K1$	$K2$	$K3$	n	$K1$	$K2$	$K3$	n	$K1$	$K2$	$K3$
0—3	20	-1	-1	+2	19	0	-1	-2	21	-2	+1	+2
3—6	25	-2	-1	-1	23	0	+2	-1	22	+2	0	+1
6—9	19	-1	+1	+1	17	+2	-2	-2	21	-3	0	+2
9—12	24	+3	0	+1	22	+1	-1	-1	12	-2	-2	-2
12—15	25	-3	0	-1	15	-1	-1	-2	18	+3	+1	+2
15—18	22	-2	+1	-1	20	-2	-1	0	24	-3	0	0
18—21	29	-2	+1	-1	18	+1	+1	+2	22	-1	0	+1
21—24	28	-1	-2	-2	20	-1	-1	-1	20	-1	0	+1
Размах		6	3	3		4	4	4		6	3	4

Несглаженные систематические разности $\Delta\alpha_\alpha$ между прямыми восхождениями определяемых звезд BS и опорных $FK4$, найденные на среднюю эпоху наблюдений через каталог GC [16], приведены в табл. 5. Эти разности предварительно были исправлены за систематический ход $\Delta\alpha_\alpha$ по данным табл. 3. В зоне от -16° до 0° разности $\Delta\alpha_\alpha$ вида $(Ki-FK4)$ по абсолютной величине не превышают $0,005^s$, имеют практически одинаковый характер хода и размах. В зонах от 0° до $+15^\circ$ и от $+15^\circ$ до $+30^\circ$ размах разностей $(K2-FK4)$ несколько — на $0,001-0,003^s$ — меньше размахов разностей $(K1-FK4)$ и $(K3-FK4)$. Систематические разности $\Delta\alpha_\alpha$ вида $(Ki-FK4)$ такого же порядка, как и разности $\Delta\alpha_\delta$.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. При обработке относительных наблюдений α с Харьковским меридианным кругом параметры инструмента наиболее точно определились в методе Извековых.

2. Системы прямых восхождений α_δ , полученные в результате обработки новыми методами, практически совпадают, что объясняется принятой методикой наблюдений и отсутствием больших изменений параметров Харьковского меридианного круга при установках трубы на зенитные расстояния звезд определяемого каталога.

Систематические разности $\Delta\alpha_\alpha$ вида «классический метод минус новый» имеют заметный ход, причиной которого являются систематические ошибки определений прямых восхождений внезонных звезд.

Таблица 5

αh	0—3	3—6	6—9	9—12	12—15	15—18	18—21	21—24	Размах
------------	-----	-----	-----	------	-------	-------	-------	-------	--------

Зона от + 15 до +30°

n	73	106	—78	51	68	76	91	59	
$K1-GC$	+12	—22	—26	—6	—1	—1	+16	+30	
$K2-GC$	+10	—23	—20	—11	—1	+2	+20	+26	
$K3-GC$	+11	—23	—23	—5	—1	+2	+18	+22	
$FK4-GC$	+13	—14	—20	—11	—3	+4	+15	+21	
$K1-FK4$	—1	—8	—6	+5	+2	—5	+1	+9	17
$K2-FK4$	—3	—9	0	0	+2	—2	+5	+5	14
$K3-FK4$	—2	—9	—3	+6	+2	—2	+3	+1	15

Зона от + 15 до 0°

n	52	99	86	53	48	69	84	63	
$K1-GC$	+12	—23	—20	—12	—8	+3	+23	+18	
$K2-GC$	+10	—21	—20	—8	—7	+7	+22	+19	
$K3-GC$	+12	—22	—20	—14	—9	+7	+25	+19	
$FK4-GC$	+10	—16	—20	—12	—4	+3	+15	+24	
$K1-FK4$	+2	—7	0	0	—4	0	+8	—6	15
$K2-FK4$	0	—5	0	+4	—3	+4	+7	—5	12
$K3-FK4$	+2	—6	0	—2	—5	+4	+10	—5	16

Зона от 0 до —16°

n	66	105	104	49	58	55	68	70	
$K1-GC$	+6	—20	—21	—15	—7	+8	+18	+22	
$K2-GC$	+8	—21	—18	—16	—4	+8	+19	+26	
$K3-GC$	+9	—21	—20	—15	—7	+8	+20	+26	
$FK4-GC$	+7	—19	—23	—12	—3	+4	+15	+22	
$K1-FK4$	—1	—1	+2	—3	—4	+4	+3	0	8
$K2-FK4$	+1	—2	+5	—4	—1	+4	+4	+4	9
$K3-FK4$	+2	—2	+3	—3	—4	+4	+5	+4	9

3. Сравнение определяемых систем α_s с $FK4$ через GC и $KF3$ показали, что новые методы обработки без учета редукций за систему инструмента (в силу их малости) обеспечивают более тесную привязку дифференциальных наблюдений α к опорному каталогу, чем классический. Результаты классического метода обработки после учета поправок за «системы инструмента» $\Delta\alpha_s$ приводятся к результатам новых методов.

4. Система α_s определяемых звезд BS получилась близкой к системе опорного каталога.

5. Систематические разности с $FK4$ вида $\Delta\alpha_s$ меньше на 0,001—0,003^s для результатов метода Извековых, чем для классического и Зверева — Положенцева методов. Разности $\Delta\alpha_s$ такого же порядка, как и разности $\Delta\alpha_s$.

6. Обработку методом Извековых относительных наблюдений прямых восхождений с Харьковским меридианным кругом можно производить при ширине зоны опорных звезд $D \gg 30^\circ$.

Авторы благодарят А. А. Извекову за критические замечания, а также Г. А. Горохову за помощь в отладке программы для ЭВМ М-222:

Список литературы: 1. Извеков В. А., Извекова А. А. Определение параметров меридианного круга на БЭСМ-2. — Тр. XVI астрометр. конф. СССР. Л.: Наука, 1965, с. 25—45. 2. Зверев М. С., Положенцев Д. Д. Об одном методе редукции относительных меридианных наблюдений прямых восхождений с использованием ЭВМ. — Тр. астроном. обсерватории, 1973, серия 48, т. 29, с. 196—201. 3. Зверев М. С., Тимашикова Г. М. Новые программы меридианных наблюдений. — Тр. XIV астрометр. конф. СССР. Л.: Наука, 1960, с. 147—154. 4. Fricke W., Kopf A. Fourth fundamental catalogue (FK4). — Veröffentlichungen des Astronomischen Rechen-Instituts, Heidelberg, 1963, № 10, S. 144. 5. Деркач К. Н. Результаты наблюдений, произведенных на меридианном круге Харьковской обсерватории в 1968—1973 гг. — Вестн. Харьк. ун-та, № 117. Астрономия, 1974, вып. 9, с. 64—72. 6. Губанов В. С., Положенцев Д. Д., Чубей М. С. О работах, проводимых Пулковской обсерваторией в области геодезической астрономии. — Геодезия и картография, 1972, № 5, с. 59—62. 7. Деркач К. Н. Дифференциальный каталог прямых восхождений 1746 ярких звезд в системе FK4 на эпоху наблюдений и равнодействие 1950, 0 (зона —16—+30°). — Вестн. Харьк. ун-та, № 137. Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии, 1976, с. 31—65. 8. Деркач К. Н. Дифференциальный каталог прямых восхождений 544 ярких звезд из FK4 на эпоху наблюдений и равноденствие 1950, 0 (зона —20—+35°). — Вестн. Харьк. ун-та, № 160. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, 1977, вып. 12, с. 42—55. 9. Извекова А. А. Влияние системы опорного каталога на координаты определяемых звезд при зонных меридианных наблюдениях. — Изв. Гл. астроном. обсерватории в Пулкове, 1971, № 187, с. 73—81. 10. Деркач К. Н., Зуев Н. Г., Кузьменко К. Н. Предварительное исследование хода по склонению инструментальных параметров Харьковского меридианного круга. — В кн.: Современные проблемы позиционной астрометрии. М.: Изд-во МГУ, 1975, с. 134—137. 11. Извекова А. А. Оценка точности нового метода редукции меридианных наблюдений на основании сравнения каталогов AGK3R. — Тр. XVIII астрометр. конф. СССР. Л.: Наука, 1972, с. 107—118. 12. Boss B. General Catalogue of 33342 stars for epoch 1950. Washington, 1937, vol. II. 313 p. 13. Циммерман Н. В. Каталог 2957 ярких звезд со склонениями от —10 до +90°. — Тр. Гл. астроном. обсерватории в Пулкове, 1948, серия 11, т. 61, с. 279. 14. Morgan H. K. Catalogue of 5268 Standard Stars, 1950, 0 based on the Normal System, N 30, Washington, 1952. 360 p. 15. Preliminary supplement the FK4 (FK4 sup). — Veröffentlichungen des Astronomischen Rechen-Instituts, Heidelberg, 1963, № 11. 47 S. 16. Brosche P., Nowacki H., Strobel W. Systematic differences FK4—GC and FK4—№ 30 for 1950, 0. — Veröffentlichungen des Astronomischen Rechen-Instituts, Heidelberg, 1964, № 15. S. 51. 17. Зверев М. С. Об инструментальной системе координат в меридианной астрометрии. — Тр. астроном. обсерватории: Учен. зап. Ленингр. ун-та, 1974, т. 30, вып. 50, с. 177—191. 18. Извекова А. А. Наивыгоднейшее распределение опорных звезд при меридианных наблюдениях прямых восхождений. — Изв. астроном. обсерваторий в Пулкове, 1966, № 181, с. 66—69.

Поступила 19 апреля 1979 г.

В. И. ТУРЕНКО, Н. Г. ЛИТКЕВИЧ

НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ ЗА 1970—1977 гг.

Вопрос о постоянстве скорости вращения Земли вокруг своей оси возник более двух веков тому назад и продолжает занимать умы ученых до настоящего времени.

В связи с появлением в последние десятилетия более совершенных средств и методов определения и хранения всемирного времени и их обработки, проблема о неравномерности вращения Земли получила новое развитие, а необходимость решения ряда научных и прикладных задач астрономии, геодезии и геофизики выдвинул ее в число важнейших проблем современной науки.

Изменение длительности суток за 1970—1977 гг. определено по материалам Международного бюро времени, которое для формирования шкалы всемирного времени использует данные астрономических наблюдений, поступающие в ВИН от обсерваторий всего земного шара.

Изменение длительности суток в системах времени ИТ1—(1) и ИТ2—(2) представлено в табл. 1 и на рис. 1. Графики показывают изменение скорости вращения Земли дважды на исследуемом интервале. Первое изменение скорости вращения Земли относится к 1971 г., когда скорость уменьшалась в течение 10—11 месяцев 1971 г. За этот отрезок времени — к началу 1972 г. длительность суток увеличилась в среднем на $\approx 0,5$ мс и осталась на достигнутом уровне с конца 1971 до осени 1973 года.

На грани 1973/1974 годов произошло второе изменение — увеличение скорости вращения Земли. В течение 5—6 месяцев длительность суток уменьшилась в среднем на 0,4 мс, едва не достигнув среднегодового значения 1970 года.

После относительно спокойного поведения системы времени ИТ2 в 1972—1973 гг. последующий период времени характеризуется значительным колебанием системы времени ИТ2. Что могут дать в этом смысле астрономические определения всемирного времени на отдельно взятой обсерватории?

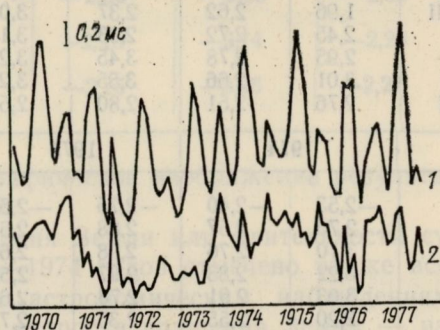


Рис. 1. Изменение длительности суток в системах времени ИТ1 и ИТ2.

Таблица 1

Мес.	1970		1971		1972		1973	
	ИТ1	ИТ2	ИТ1	ИТ2	ИТ1	ИТ2	ИТ1	ИТ2
I	-2,86	-2,73	-2,57	-2,44	-3,10	-2,98	-3,15	-3,03
II	3,02	2,84	2,56	2,39	3,41	3,24	3,34	3,15
III	3,20	2,84	3,12	2,78	3,48	3,14	3,49	3,15
IV	3,16	2,77	3,11	2,71	3,52	3,13	3,47	3,08
V	2,86	2,72	3,18	3,03	3,40	3,29	3,25	3,10
VI	2,33	2,66	2,59	2,90	2,81	3,20	2,77	3,12
VII	1,97	2,65	2,43	3,11	2,46	3,16	2,34	3,04
VIII	1,96	2,62	2,37	3,03	2,61	3,25	2,53	3,18
IX	2,45	2,72	2,93	3,1	3,22	3,02	2,91	3,18
X	2,95	2,78	3,45	3,29	3,26	3,10	3,19	3,00
XI	3,01	2,66	3,55	3,20	3,30	2,95	3,28	2,93
XII	2,76	2,51	2,80	2,55	3,24	2,98	2,98	2,69

	1974		1975		1976		1977	
I	-2,53	-2,40	-2,75	-2,63	-2,82	-2,69	-2,76	-2,64
II	2,75	2,57	2,88	2,69	2,85	2,67	2,70	2,53
III	3,10	2,76	2,98	2,65	3,20	2,85	3,06	2,71
IV	3,22	2,83	2,97	2,58	3,30	2,91	3,28	2,88
V	3,03	2,91	2,78	2,65	3,30	3,17	2,97	2,84
VI	2,20	2,55	2,36	2,71	2,36	2,70	2,27	2,61
VII	2,01	2,70	1,89	2,59	2,40	3,09	1,86	2,55
VIII	2,32	2,98	2,14	2,81	2,32	2,96	2,09	2,75
IX	2,60	2,84	2,47	2,75	3,05	3,29	2,85	3,10
X	3,03	2,85	3,07	2,89	3,39	3,22	3,22	3,02
XI	3,07	2,72	3,14	2,79	3,02	2,67	3,08	2,72
XII	2,67	8,42	2,76	2,50	2,91	2,66	3,21	2,96

Для решения этой задачи использованы непосредственные результаты наблюдений объединенной Харьковской службы

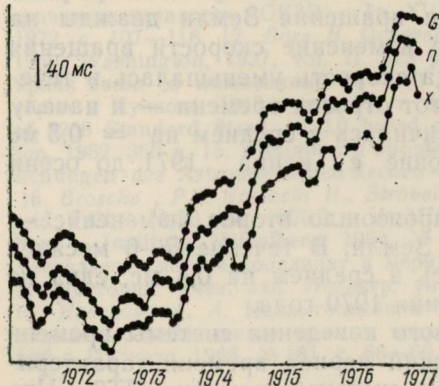


Рис. 2. Всемирное время ИТ1 относительно атомной шкалы (исключен ход, равный 3 мс/сутки).

времени (X) и двух лучших служб мира — ГАО АН СССР (Г) и Гринвичской обсерватории (Г), краткая характеристика которых дана в [1, 2]. В [2] в табл. 2 представлены среднемесячные значения ИТ1 — ТА + 3 мс/сутки для трех названных выше служб времени.

Данные этой таблицы дают представление об изменении длительности суток или скорости вращения

Таблица 2

Интервал определения	X	II	G	B/H
I—VI. 72 г., 152 дня	—3,37 мс	—3,44 мс	—3,42 мс	—3,36 мс
VI—IX. 1972 г., 92 дня	—2,53	—2,58	—2,60	—2,53
IX—72—XII. 73 г., 304 дня	—3,22	—3,19	—3,21	—3,20
VI—X. 74 г., 122 дня	—2,34	—2,35	—2,33	—2,32
VI—VII. 76 г., 30 дней	—2,10	—2,13	—2,14	—2,25
V—IX. 77 г., 123 дня	—2,20	—2,25	—2,26	—2,27

Земли за 1972—1977 годы. Графическое изображение результатов табл. 2 приведено на рис. 2.

Изменение скорости вращения Земли или длительности суток на 0,4 мс на грани 1973—1974 годов отмечено также всеми обсерваториями по своим астрономическим наблюдениям. Это изменение — увеличение скорости вращения Земли — изменило течение Всемирного времени ИТ1 относительно атомного ТА. Всеми службами отмечается не только общий характер изменения скорости вращения Земли, но и тонкие детали его. В табл. 2 даны результаты определения изменения длительности суток всеми службами на характерных отрезках времени. Из этих расчетов видно, что изменение длительности суток определяется отдельной обсерваторией с погрешностью, не превышающей 0,05 мс на интервалах от 1—3 месяцев и хорошо согласуется с результатами ВИН. Исключение составляет только результат изменения длительности суток за VI—VII месяцы 1976 г. Хорошо согласуясь между обсерваториями, данные изменения длительности суток на указанном интервале отличаются от результатов по ВИН в среднем на 0,13 мс. Это вызвано методикой определения этих данных по каждой обсерватории

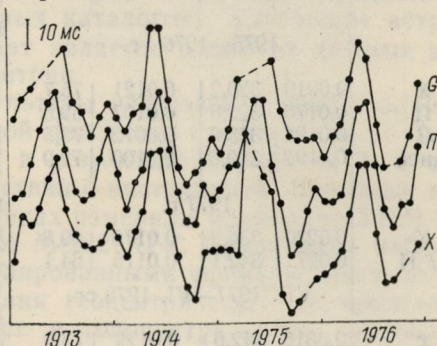


Рис. 3. Короткопериодическая неравномерность вращения Земли.

исключения составляет только результат изменения длительности суток за VI—VII месяцы 1976 г. Хорошо согласуясь между обсерваториями, данные изменения длительности суток на указанном интервале отличаются от результатов по ВИН в среднем на 0,13 мс. Это вызвано методикой определения этих данных по каждой обсерватории

в отдельности при наличии аномального изменения скорости вращения в июле 1976 г. (см. рис. 1).

На рис. 3 представлены кривые короткопериодической части неравномерности вращения Земли также по данным астрономических наблюдений каждой обсерватории. Основными и общепризнанными компонентами короткопериодической неравномерности вращения Земли в настоящий момент полагают годовую и полугодовую.

Аналитическое выражение ее может быть представлено в виде

$$\text{ИТ2} - \text{ИТ1} = a_1 \sin \frac{2\pi}{365} (j + j_1) + a_2 \sin \frac{4\pi}{365} (j + j_2),$$

где a_1 и j_1 — амплитуда и фаза годовой составляющей; a_2 и j_2 — амплитуда и фаза полугодовой составляющей.

В табл. 3 приведены коэффициенты (амплитуды, в секундах времени, фазы в днях) для интервалов времени 1972—1974 гг. —

Таблица 3				
Обсерватория	a_1	j_1 1972—1974 гг.	a_2	j_2
Х	0,0207	328,0	0,0087	70,9
П	0,0172	320,1	0,0082	74,8
Г	0,0220	818,8	0,0073	71,4
Среднее	,0201	322,2	0,0079	71,8
1975—1976 гг.				
Х	0,0219	320,2	0,0121	75,7
П	0,0176	322,0	0,0107	69,6
Г	0,0196	315,8	0,0072	73,5
Среднее	0,0197	319,3	0,0100	72,9
1977 г.				
Х	0,0280	336,2	0,0170	69,8
В / Н	0,0277	342,1	0,0115	64,1
VII. 1977—VI. 1978 гг.				
Х	0,0316	342,6	0,0129	73,3
В / Н	0,0344	337,6	0,0120	78,0

займствованы из [1] и 1975—1976 гг. Эти данные показывают стабильность короткопериодической неравномерности вращения Земли за 1972—1976 гг. и высокую точность ее определения службами времени Х, П и Г. С 1977 г. отмечено изменение — увеличение амплитуды сезонной неравномерности вращения Земли. Тенденция увеличения ее сохраняется и в 1978 г., что подтверждается предварительными данными о сезонной неравномерности вращения Земли за 1977—1978 гг. (см. табл. 3). Кривая 2 (рис. 1) показывает колебание длительности суток в системе времени ИТ2 и представляет остаточное, т. е. еще

не учтенное изменение скорости вращения Земли. Согласно этой кривой поправки за сезонную неравномерность вращения Земли, учитываемые в настоящее время по формуле ВИН, в большинстве случаев неудовлетворительны. Это вновь свидетельствует о том, что этот вопрос окончательного решения к настоя-

щему времени не имеет, как и вопрос о других видах неравномерности вращения Земли.

Список литературы: 1. Туренко В. И., Ванцан А. Ф., Литкевич Н. Г. Анализ результатов наблюдений Службы времени АО ХГУ и ХГНИИМ за 1972—1974 годы. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160. Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии, 1977, с. 36—42. 2. Туренко В. И., Литкевич Н. Г. Результаты наблюдений всемирного времени в АО ХГУ и ХГНИИМ за 1972—1977 гг. — Вестн. Харьк. ун-та, № 190. Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии, 1979, вып. 14, с. 3—7. 3. Туренко В. И. Исследование неравномерности вращения Земли в АО ХГУ и ХГНИИМ. — Вестн. Харьк. ун-та, № 117. Астрономия, 1974, вып. 9, с. 51—57.

Поступила 19 апреля 1979 г.

УДК 521.27 : 523.44

П. П. ПАВЛЕНКО, Л. С. ПАВЛЕНКО

ПОЗИЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ИЗБРАННЫХ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В 1978 г. НА АО ХГУ

В 1978 г. продолжались позиционные фотографические наблюдения избранных малых планет на короткофокусном астрографе Цейсса АО ХГУ, начатые в 1973 г. Наблюдения проводились в соответствии с предложенным ИТА АН СССР планом наблюдений двадцати избранных малых планет для улучшения существующей системы координат (уточнения положения точки весеннего равнодействия и экватора, а также определения периодических ошибок звездных каталогов). Улучшение астрономической системы координат является одной из важных задач фундаментальной астрометрии.

В табл. 1 приведены результаты наблюдений малых планет Ириды и Паллады. На каждой пластинке производили от 3 до 5 экспозиций. Получавшиеся в результате обработки 3—5 положений усредняли в соответствии с инструкцией. Линейные координаты объектов на пластинках измеряли приборами УИМ-21 и ҚИМ-3, вычисляли на ЭВМ М-222 ХГУ. Сравнением наблюдаемых положений с интерполированными эфемеридными положениями, после преобразования геоцентрических экваториальных координат малых планет в топоцентрические, получены $O-C$. При этом использовались геоцентрические ежедневные эфемериды малых планет, полученные В. И. Орельской в ИТА АН СССР.

Кроме опорных звезд, на каждой пластинке подобраны по 1—2 контрольные звезды. Разности вычисленных и каталожных положений контрольных звезд оказались равными от $\pm 0,1$ до $\pm 0,3$. В табл. 2 даны сведения об опорных звездах и их «зависимостях» D_i .

Таблица 1

Топоцентрические координаты избранных малых планет

№ п. п.	UT	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	$(O-C)_\alpha$	$(O-C)_\delta$
7 Ирида					
1	1978 05 03,78171	09 ^h 35 ^m 36,115 ^s	+07° 29' 07,94"	+0,023 ^s	-0,03"
2	1978 05 06,80308	09 37 48,301	+07 24 54,03	-0,028	-0,26
2 Паллада					
3	1978 05 06,88718	17 32 57,373	+22 42 43,51	-0,071	+0,30
4	1978 05 07,88006	17 32 27,226	+22 52 43,90	-0,101	+0,47
5	1978 05 30,86452	17 16 15,685	+25 35 31,28	+0,011	+1,07
6	1978 05 31,87987	17 15 24,325	+25 39 10,50	-0,037	+0,39
7	1978 06 02,85239	17 13 43,822	+25 45 21,34	-0,018	+0,98
8	1978 06 02,88764	17 13 41,949	+25 45 26,77	-0,044	+0,40

Таблица 2

Опорные звезды и их «зависимости» D_i

№ п.п.	Каталог	№ звезд	α	δ	D_i	№ п.п.	Каталог	№ звезд	α	δ	D_i
7 Ирида											
1	AGK3	071347	38,267 ^s	32,15"	0,0601	5	AGK3	251749	00,023	24,44	0,1699
		071348	04,586	55,79	0,0761			261683	04,905	37,25	0,1906
		071349	55,039	51,09	0,1382			251753	17,917	54,49	0,1618
		071352	43,543	06,02	0,2722			251754	18,404	34,07	0,1457
		061239	48,441	43,65	0,1623			251764	01,027	27,83	0,1708
		071355	21,489	09,25	0,2911			251769	00,405	54,05	0,1612
2	AGK3	071361	10,168	41,91	0,1958	6	AGK3	251749	00,023	24,44	0,1931
		071359	52,433	26,12	0,1610			261683	04,905	37,25	0,2865
		071349	55,039	51,09	0,2420			251753	17,917	54,49	0,1586
		061243	23,770	37,21	0,0842			251754	18,404	34,07	0,0867
		061239	48,441	43,65	0,0804			251764	01,027	27,83	0,2012
		071355	21,489	09,25	0,2364			251746	35,047	15,93	0,0739
2 Паллада											
3	AGK3	231646	43,369	21,37	0,1264	7	AGK3	261683	04,905	37,25	0,2231
		221701	40,079	59,30	0,1747			251753	17,917	54,49	0,1685
		221705	01,770	05,56	0,2333			251754	18,404	34,07	0,1363
		231651	07,920	14,12	0,1309			251746	35,047	15,93	0,1078
		221708	20,437	53,73	0,2010			261671	17,804	51,96	0,1707
		231655	27,903	08,67	0,1338			261672	54,911	14,74	0,1936
4	AGK3	231646	43,369	21,37	0,2129	8	AGK3	261683	04,905	37,25	0,2184
		221701	40,079	59,0	0,2128			251753	17,917	54,49	0,1653
		221705	01,770	05,56	0,1423			251754	18,404	34,07	0,1343
		231651	07,920	14,12	0,1751			251746	35,047	15,93	0,1103
		221708	20,437 ^s	53,73"	0,1180			261671	17,804	51,96	0,1754
		231655	27,903	08,67	0,1389			261672	54,911	14,75	0,1964

Поступила 19 апреля 1979 г.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

В работе даны анализ и предварительная статистика звезд, находящихся ближе 10 пс. Изучение их приближает решение ряда задач звездной астрономии и общей планетологии.

В течение галактического года (~ 230 млн. лет) звездное население окрестностей Солнца значительно изменяется. Перемешивание звезд за такое время может охватывать расстояния до одного — двух килопарсек [12]. А это означает, что, изучая ближайшие звезды, заключенные в небольшой объем, можно в разумных пределах полученную статистику интерполировать на значительную область Галактики. Ошибка будет зависеть от отсутствия или наличия в случайно выбранном объеме тех объектов, численность которых в галактике мала.

В работе [3] приведен список звезд, находящихся не дальше 10 пс. Выбор такого расстояния объясняется наличием информации о звездных параллаксах. В настоящее время известны параллаксы $\sim 10^4$ звезд. Плотность звезд вблизи Солнца, согласно работам [1, 4], равна $0,120\text{—}0,138$ звезд/пс³, т. е. в сфере с радиусом 10 пс содержится $500\text{—}600$ звезд, а с радиусом 20 пс — $\approx 4000\text{—}4650$ звезд. Сопоставляя данные [3] и [6, 11], можно заключить, что ближе 10 пс известно $57\text{—}65\%$ звезд, а ближе 20 пс $<30\text{—}40\%$. Следовательно, для сферы с радиусом 10 пс статистика должна получаться более надежной. Причем, если рассматривать проблему распространенности планетных систем, то следует отметить, что большинство методов поиска их реально работают на расстоянии до 10 пс. И не удивительно, что большинство невидимых маломассивных спутников обнаружено у звезд на указанном расстоянии [9, 10].

На основании данных работы [3]:

r пс	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0
ΔN	15	35	64	76	97	129	166	187

нами проанализировались следующие параметры: абсолютная звездная величина — спектр (диаграмма Герцшпрунга — Рессела); распространенность звезд различного спектрального класса и светимости; плотность звезд в окрестностях Солнца; распространенность двойных и кратных звезд.

1. *Диаграмма Герцшпрунга — Рессела.* Согласно диаграмме (рис. 1) основная масса звезд принадлежит главной последова-

тельности; видны представители субгигантов, субкарликов и белых карликов. Главная последовательность, как правило, не

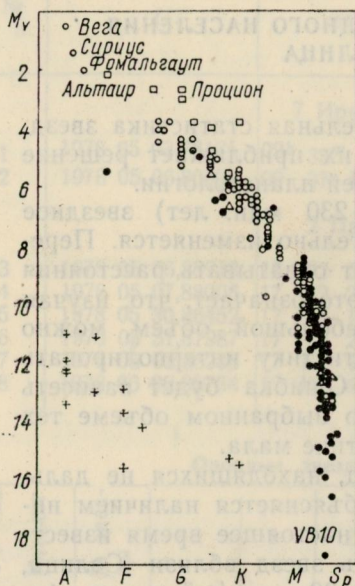


Рис. 1. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела ближайших звезд:

□ — субгиганты; главная последовательность; ● — карлики; △ — субкарлики; + — белые карлики; ○ — Солнце.

масса звезд — это звезды поздних спектральных классов главной последовательности и красные карлики. Следует отметить, что приведенные гистограммы отражают количественное распределение анализируемых параметров только среди известных звезд. Истинное распределение звезд в сфере с радиусом 10 пс, к примеру, по абсолютным звездным величинам (функция светимости) в данной работе не анализировалось.

3. Плотность звезд в окрестностях Солнца. Звездную плотность можно оценить, сравнивая количество звезд в равных объемах концентрических сферических слоев [1, 4].

Представляется возможным определить плотность звезд в окрестностях Солнца несколько иным способом. При звездной плотности ρ сфера радиуса r пс содержит

$$N = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \text{ звезд.} \quad (1)$$

Задавая звездные плотности ρ_i , мы построили кривые $N_i =$

шире $1,^m0$ для звезд ранних спектральных классов (A—G); и заметно уширяется для звезд поздних спектральных классов, особенно для класса M, где перепад звездных величин довольно большой (от $M_v = 8,^m5$ до $M_v = 16,^m5$ — $17,^m0$). Учет ошибок определения параллаксес не приведет к значительному изменению ширины диаграммы Герцшпрунга — Рессела. Так при ошибке в параллаксе на 10% сдвиг по оси M_v для звезд ранних спектральных классов (A—F) составит не больше $0,^m2$, а для поздних спектральных классов еще меньше.

2. Распространенность звезд различного спектрального класса и светимости. Диаграмму Герцшпрунга — Рессела ближайших звезд по количественному составу можно характеризовать гистограммами: $n = n(S_p)$ и $n = n(L)$ (рис. 2). Звезды, у которых спектральный класс и класс светимости был не известен, выделены в графы — H. Из гистограмм видно, что основная

$= \dot{N}_i(r)$ (рис. 3) для плотностей: 1 звезда на 7, 9 и 11 пс³, что соответствует: $\rho_1 = 0,143$ зв/пс³, $\rho_2 = 0,111$ зв/пс³ и $\rho_3 = 0,091$ зв/пс³. По приведенным ранее данным [3] была построена гистограмма $N=N(r)$ известных звезд, в том же масштабе, что и теоретические кривые. Как видно (рис. 3), кривая, отражающая реальное распределение звезд, не коррелирует ни с одной теоретической кривой. Причиной этого служит, во-пер-

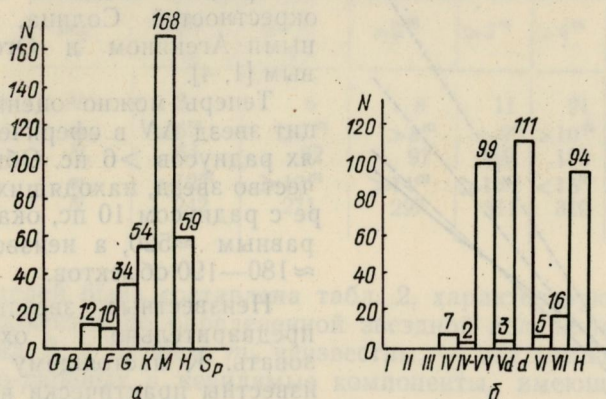


Рис. 2. Распространенность звезд различного спектрального класса (а) и светимости (б) среди ближайших звезд: N — количество, а Sp — спектральный класс звезд.

вых, то, что не известны все звезды в сфере с радиусом 10 пс, и, во-вторых, то, что звездная плотность может флуктуировать. Дефицит составляют в основном звезды, находящиеся дальше 6 пс от Солнца, где градиент кривой уменьшается, т. е. считать, что известны практически все звезды ближе 6 пс. Избыток звезд, образовавшийся в интервале $3 < r < 4,5$ пс, можно считать флуктуацией, поскольку при $\rho > 0,143$ обнаруживается дефицит для звезд $r < 3$ пс, что маловероятно.

Кривая, отражающая реальное распределение, тоже должна аппроксимироваться зависимостью (1), т. е. это поз-

воляет заключить, что через точки гистограммы (рис. 3) нужно провести кривую вида (1) оптимальным способом, что и было сделано методом наименьших квадратов. Определялись последовательно плотности ρ_1 для сфер $r_1=5,0$ пс; $r_2=5,5$ пс и $r_3=6,0$ пс, где градиент кривой, отражающей реальное распределение звезд $N=N(r)$ наиболее похож на теоретический. Полученные плотно-

Таблица 1

Звезды	N_c	$\Sigma N_{зв.}$	%	$\Sigma\%$
1	172	172	51	51
2	50	165	29,7	49
3	12	165	10,7	49
4	6	165	7,1	49
5	1	165	1,5	49

сти затем усреднялись $\bar{\rho} = \frac{\sum \rho_i}{n}$, а ошибка была найдена с учетом коэффициента надежности 0,9. Звездная плотность в окрестностях Солнца получилась: $\bar{\rho} = 0,125 \pm 0,042$ зв/пс³. Она

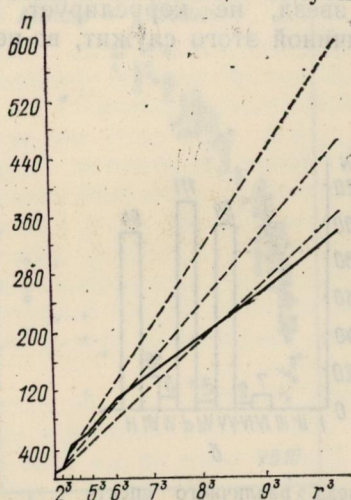


Рис. 3. К определению звездной плотности $\bar{\rho}$ в окрестностях Солнца: N — количество звезд, находящихся в сфере радиуса r для различных звездных плотностей ρ_i (равномерное распределение); реальное распределение показано сплошной линией.

хорошо согласуется со значениями средней звездной плотности окрестностей Солнца, полученными Агеяном и Огородниковым [1, 4].

Теперь можно оценить дефицит звезд ΔN в сферических слоях радиусов >6 пс. Общее количество звезд, находящихся в сфере с радиусом 10 пс, оказывается равным ≈ 520 , а неизвестных — ≈ 180 —190 объектов.

Неизвестные звезды можно предварительно охарактеризовать. К настоящему времени известны практически все параллаксы для звезд, визуальная величина которых $M_v > 4^m, 3$, за исключением звезды α Mus [5, 7, 8]. Из гистограммы $N=N(r)$ (рис. 3), как было уже отмечено, можно предположить, что до 6 пс все звезды известны, тогда, согласно формуле

$$M_v = m_v + 5 - 5 \lg r, \quad (2)$$

получаем, что для звезд M_v , которых $\geq 5^m, 4$, параллаксы известны. Следовательно, дефицит происходит за счет звезд $M_v < 5^m, 4$. По диаграмме Герцшпрунга — Рессела [2] можно найти, какие это звезды — их спектры и класс светимости. Это карлики и звезды главной последовательности спектральных классов $G8$ — $M8$, белые карлики и субкарлики (население II типа) спектральных классов $F8$ — $M8$.

Возвращаясь к звезде α Mus, можно заключить, что она находится дальше 10 пс и учету статистики подлежать не должна. Действительно, эта звезда спектрального класса $A7$ II—III, а визуальная звездная величина ее $m_v = 3^m, 64$. Согласно диаграмме Герцшпрунга — Рессела [2], ее абсолютная звездная величина $M_v = -2^m, 7 - +0^m, 8$, т. е. расстояние до этой звезды, согласно формуле (2), лежит в пределах $37 \leq r \leq 185$ пс, что больше 10 парсек.

4. Распространенность двойных и кратных звезд. 337 звезд каталога [3] входят в 241 систему, которые составляют одиноч-

ные, двойные, тройные, четвертные и пятерные звезды. Была составлена табл. 1, отражающая распространенность кратных систем среди ближайших известных звезд.

Дальнейшие исследования ближайших звезд потребуют применения к их изучению различных методов и инструментов. Для

Таблица 2

m_v	$>0^m$	$>1^m$	$\geq 2^m$	$\geq 3^m$	$\geq 4^m$	$\geq 5^m$
N	3	6	8	11	21	37
m_v	$\geq 6^m$	$\geq 7^m$	$\geq 8^m$	$\geq 9^m$	$\geq 10^m$	$\geq 11^m$
N	63	82	97	119	152	202
m_v	$\geq 12^m$	$\geq 13^m$	$\geq 14^m$	$\geq 15^m$	$< 15^m$	N
N	242	271	297	311	319	18

этих целей была составлена табл. 2, характеризующая количество объектов до определенной звездной величины. Как видно из табл. 2, у 18 звезд m_v неизвестны, — это компоненты спектрально-двойных и невидимые компоненты, имеющие звездные массы.

Изучение ближайших звезд является очень важной астрофизической задачей, поэтому в дальнейшем следует уделить внимание прежде всего определению параллаксов звезд малой светимости, определению звездных масс, входящих в кратные системы, определению спектров звезд, отмеченных как неизвестные в работе [3].

Список литературы: 1. Агекян Т. А. Курс астрофизики и звездной астрономии/Под ред. А. А. Михайлова, т. II, изд. 2-е. — М.: Физматгиз, 1962, с. 443—448. 2. Аллен К. У. Астрофизические величины. — М.: Мир, 1977. — 446 с. 3. Захойай В. А. Ближайшие звезды. — Вестн. Харьк. ун-та, 1979, № 190. Физика Луны и планет, вып. 14, с. 71—78. 4. Agekjan T. A., Ogorodnikov K. F. Highlights of astronomy. Dordrecht, Holland, 1974, vol. 3, p. 451—456. 5. Becvar A. Atlas Coeli II. Katalog 1950. — Praha, 1959. — 368 S. 6. Gliese W. Catalogue of nearly stars. 1969 ed. Karlsruhe verl. G. Braun, 1969. — 118 S. 7. Jenkins L. F. General catalogue of trigonometric stellar parallaxes, — New Haven, Conn., Gale Univ. Obs., 1952. 8. Jenkins L. F. Supplement to the General catalogue of trigonometric stellar parallaxes, New Haven, Conn., Gale Univ. Obs., 1963. 9. Kamp P. van de. Annual review of astronomy and astrophysics, 1975, vol. 13, p. 295—333. 10. Lippincott S. L. Colloque Astronomique Européen: O telescópio refractor ea astronomia ao serviço das estrelas duplas. Coimbra (Portugal), October 1974. — Pino Torinese 1977, p. 131—138. 11. Catalogue of stars within twenty—five parsecs of the Sun/Walley R., Epps E. A., Penson M. J. e. a. — Joint Publications of the Royal Greenwich and Cape Observatories, 1970, № 5, p. 3—228. 12. The statistics of the nearly stars/walley R., Pocock S. B., Epps E. A. e. a. — Joint Publications of the Royal Greenwich Observatory, Herstmonceux Royal Observatory, Cape of Good Hope, 1971, № 166, p. 273—300.

Поступила 19 апреля 1979 г.

РЕФЕРАТЫ

УДК 523.4

О природе оппозиционного эффекта. Акимов Л. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 3—12.

Рассмотрены механизмы рассеяния света, приводящие к аномальному росту яркости поверхностей планет вблизи противостояния: взаимное затенение, gloria, уголковый отражатель. Табл. 1. Ил. 7. Список лит.: 10 назв.

УДК 523.42

Ультрафиолетовые образования Венеры: поиск тонких спектральных различий. Стародубцева О. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 12—14.

Анализ спектрограмм Венеры в области 3500—5100 Å показал, что в пределах известной широкой полосы поглощения в относительном спектре темных и светлых ультрафиолетовых образований отсутствует тонкая структура. Список лит.: 2 назв.

УДК 523.3

Фотометрические аспекты картирования нормального альbedo лунной поверхности по материалам космической фотосъемки. Псарев В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 15—28.

Рассмотрена методика фотометрической калибровки и прокалиброваны два снимка Луны, полученные АМС «Зонд-6» и «Зонд-8». Табл. 3. Ил. 4. Список лит.: 12 назв.

УДК 523.4 : 551.593.5 : 535.6

Рассеяние света системой хаотически ориентированных нощи сферических частиц. Александров Ю. В., Тишковец В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 28—33.

Приведены формулы для компонент интенсивностей света, рассеянного системой хаотически ориентированных почти сферических крупных частиц произвольного показателя преломления, при рассеянии линейно поляризованного света. Список лит.: 4 назв.

УДК 522.1, 535.8, 621.391, 681.7

Интерферометрический синтез изображений небесных объектов, наблюдаемых через турбулентную атмосферу. Уваров В. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 34—40.

Рассмотрены методы устранения искажающего влияния атмосферы при интерферометрическом приеме оптической информации от небесных объектов, а также возможности использования интерферометрического синтеза при наблюдении через турбулентную атмосферу. Список лит.: 13 назв.

УДК 520.1

Двухпараметрическое распределение освещенности в турбулентном диске звезды. Димитров Д. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 40—43.

Рассмотрен случай, когда волновая структурная функция комплексно фазы задается двумя параметрами. Ил. 2. Список лит.: 6 назв.

УДК 520.1

Исследование отклонений фотоэлектрических профилей звездных изображений от гауссового распределения. Димитров Д. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 44—48.

Для описания распределения освещенности по турбулентному диску звезды рассмотрена функциональная зависимость типа $\sim \exp(-\frac{1}{B} x^{2n})$.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 523.89

Дифференциальный каталог склонений 75 близполюсных звезд FK4. Кузьменко К. Н., Кирпатовский В. М., Павленко Л. С. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 48—52. Каталог получен по результатам обработки опорных звезд при дифференциальных наблюдениях склонений 1407 близполюсных звезд на меридианном круге ХАО в 1909—1914 гг., проведенных Л. О. Струве, Н. Н. Евдокимовым и Б. И. Кудревичем. Табл. 3. Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 523.893

Исследование результатов трех методов обработки дифференциальных меридианных наблюдений прямых восхождений звезд. Деркач К. Н., Кирпатовский В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 52—60.

Проведен сравнительный анализ результатов определений прямых восхождений, полученных из обработок относительных меридианных наблюдений классическим и двумя новыми методами. Табл. 5. Список лит.: 18 назв.

УДК 522—617

Неравномерность вращения земли за 1970—1977 гг. Туренко В. И., Литкевич Н. Г. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 61—65.

Приведены результаты определения изменения длительности суток по материалам МБВ и отдельно взятых обсерваторий. Табл. 3. Ил. 3. Список лит.: 3 назв.

УДК 521.27 : 523.44

Позиционные наблюдения избранных малых планет в 1978 году на АО ХГУ. Павленко П. П., Павленко Л. С. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 65—67.

Приведены результаты позиционных фотографических наблюдений избранных малых планет № 7,2 (8 положений), проводившихся на короткофокусном астрографе Цейсса АО ХГУ. Табл. 2.

УДК 524.3/5(083.8+084)

Статистические свойства звездного населения в окрестностях Солнца. Захарай В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 204. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 15. — Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 67—72.

Рассматриваются статистические свойства звездного населения сферы радиуса 10 пс. Приводятся диаграмма Герцшпрунга — Рессела; гистограммы, характеризующие распространенность звезд различного класса и светимости. Табл. 3. Ил. 2. Список лит.: 12 назв.