

К-14038
282281

К/4038
282281

К-14038

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА



№ 99

АСТРОНОМИЯ

ВЫПУСК 8



ИЗДАТЕЛЬСТВО ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

1973

ОБЯЗАТЕЛЬНЫЙ
ЭКЗЕМПЛЯР

47 коп.

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

В Е С Т Н И К
ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 99

АСТРОНОМИЯ

ВЫПУСК 8

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ХАРЬКОВСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА им. А. М. ГОРЬКОГО
Харьков 1973

Редакционная коллегия:

В. И. Езерский (ответственный редактор),
К. Н. Кузьменко (секретарь), В. Х. Плужников,
А. Т. Чекирда, К. Н. Деркач.

© Харьковський університет, 1973.



Ю. В. Александров, Д. Ф. Лупишко, Т. А. Лупишко

ФАЗОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ БЛЕСКА МАРСА В ПРОТИВОСТОЯНИЕ 1971 ГОДА

В период великого противостояния 1971 г. на телескопе АЗТ-8 Института астрофизики АН Тадж. ССР проведены фотоэлектрические измерения интегрального блеска Марса. Измерения велись в 5 участках спектра, вырезаемых интерференционными фильтрами, максимумы пропускания и полуширины полос пропускания которых представлены в таблице 1. В качестве приемника излучения применялся ФЭУ-79.

Таблица 1

λ_{max} (н.м)	366	433	536	654	717
$\Delta\lambda$ (н.м)	10	16	4	7	8

На равных зенитных расстояниях с Марсом наблюдались звезды сравнения ι Car, ϵ Car, ξ Car, δ Car, малое угловое расстояние ($\sim 2^\circ - 3^\circ$) которых от планеты сводило к минимуму ошибки, связанные с возможными временными и азимутальными флуктуациями коэффициента прозрачности земной атмосферы. В дальнейшем эти звезды были фотометрически связаны методом равных зенитных расстояний со звездой α Aur, для которой известно абсолютное распределение энергии в спектре.

Для стандартизации результатов наблюдений использовались средние данные по абсолютному распределению энергии в спектре Солнца, выведенные в работе [1] и имеющие среднеквадратичную ошибку (по оценке авторов) не более 1%, и данные по абсолютному распределению энергии в спектре α Aur. Последние были получены как средневзвешенные 5 рядов наблюдений:

а) абсолютного распределения энергии в спектре α Aur [2, 3, 16];

б) результатов нашей привязки α Aug к звезде θ Aug с известным абсолютным распределением энергии [4];

в) вычисленного абсолютного распределения энергии в спектре Капеллы путем использования отношения ее спектра к спектру звезд класса АО [5] и абсолютного распределения энергии в спектрах этих звезд [6]. Вес каждого ряда был выбран по величине его среднеквадратичной ошибки. В результате найдены разности звездных величин Солнца и Капеллы $m_{\odot} - m_{\alpha \text{ Aug}}$ и значения их среднеквадратичных ошибок σ_0 (табл. 2).

Таблица 2

λ (нм)	366	433	536	654	717
$m_{\odot} - m_{\alpha \text{ Aug}}$	$-27^m,24$	$-27^m,03$	$-26^m,96$	$-26^m,84$	$-26^m,81$
σ_0	0,06	0,04	0,04	0,04	0,05

Приняв $m_{\odot} = -26^m,81$ для всех длин волн, получим, наконец, значения интегрального блеска Марса $m_{\lambda}(\alpha)$ в фотометрической системе, используемой в [7, 8]. Табл. 3 содержит величины $m_{\lambda}(\alpha)$, приведенные к единичным расстояниям от Земли и Солнца, а также угол фазы α и долготу центрального меридиана L . При этом для λ 536, 654, 717 нм величины $m_{\lambda}(\alpha)$ исправлены за долготный эффект [9].

Точность приведенных в табл. 3 значений интегрального блеска характеризуется данными табл. 4, где σ_1 — среднеквадратичная ошибка привязки Марса к звездам сравнения, σ_2 — то же для звезд сравнения α Aug и $\sigma_{m_{\lambda}(\alpha)} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2 + \sigma_2^2}$.

Анализ таблицы 3 показывает различие в блеске планеты до и после противостояния для одинаковых углов фазы. Это, в основном, может объясняться влиянием южной полярной шапки, которая в начальный период наблюдений имела большие размеры и повышенную яркость [10, 11]. Второй особенностью является аномальное изменение интегрального блеска в области $\alpha > 33^\circ$, соответствующей периоду пылевой бури на Марсе (см. рис. 1). В силу этих причин аппроксимация фазовых кривых квадратичной параболой [9] вида

$$m_{\lambda}(\alpha) = \gamma_{0\lambda} + \gamma_{1\lambda}\alpha + \gamma_{2\lambda}\alpha^2$$

была проведена по данным наблюдений от момента противостояния до начала пылевой бури. Аппроксимационные параболы, графически проэкстраполированные на область пылевой бури, приведены на рис. 1 (там же для λ 717 нм в качестве

Таблица 3

Дата	L	α	λ (н.м.)				
			366	433	536	654	717
23/24 июня	83°	32°,38	-0,37	-0,66	-1,15	-1,84	-1,96
23/24 июня	85	32,38	-0,38	—	—	-1,82	—
6/7 июля	329	26,33	-0,29	-0,60	-1,19	-1,79	-2,06
7/8 июля	306	25,80	—	—	-1,11	—	-2,01
7/8 июля	310	25,80	-0,17	-0,52	-1,14	-1,85	-2,03
8/9 июля	275	25,28	-0,26	-0,58	-1,19	-1,85	-2,03
8/9 июля	279	25,28	-0,25	-0,59	-1,19	-1,88	-2,04
11/12 июля	282	23,46	-0,34	-0,64	-1,27	-2,01	-2,19
11/12 июля	286	23,46	-0,29	-0,66	-1,29	-2,04	—
12/13 июля	241	22,92	-0,19	-0,60	-1,26	-1,93	-2,07
16/17 июля	202	20,39	-0,28	-0,68	-1,31	-1,93	-2,08
16/17 июля	207	20,39	-0,17	-0,56	-1,24	-1,83	-2,04
18/19 июля	186	19,01	-0,10	-0,56	-1,24	-1,85	-2,04
18/19 июля	190	19,01	-0,05	-0,64	-1,30	-1,92	-2,06
22/23 июля	150	16,20	-0,16	-0,59	-1,25	-1,92	-2,07
22/23 июля	154	16,20	-0,13	-0,62	-1,25	-2,94	-2,08
30/31 июля	76	10,32	-0,15	-0,63	-1,24	-2,03	-2,16
31/1 авг.	87	9,54	—	-0,68	-1,27	—	-2,19
31/1 авг.	89	9,54	-0,24	-0,68	-1,27	-2,01	-2,18
2/3 авг.	45	8,20	-0,39	-0,71	-1,35	-1,97	-2,07
3/4 авг.	33	7,53	-0,36	-0,74	-1,35	-1,98	-2,11
4/5 авг.	18	6,94	-0,27	-0,76	-1,37	-1,99	-2,13
7/8 авг.	341	5,47	-0,33	-0,78	-1,38	-2,00	-2,13
7/8 авг.	346	5,47	-0,39	-0,86	-1,42	-2,02	-2,16
9/10 авг.	355	5,02	-0,43	-0,83	-1,43	-2,01	-2,15
9/10 авг.	0	5,02	-0,46	-0,86	-1,47	-2,07	-2,17
10/11 авг.	319	5,08	-0,40	-0,84	-1,41	-2,03	-2,16
10/11 авг.	324	5,08	-0,40	-0,84	-1,42	-2,04	-2,15
11/12 авг.	305	5,19	-0,44	-0,88	-1,45	-2,06	-2,19
11/12 авг.	309	5,19	-0,42	-0,89	-1,45	-2,08	-2,18
13/14 авг.	291	5,90	-0,39	-0,84	-1,41	-2,05	-2,17
13/14 авг.	294	5,90	-0,43	-0,85	-1,43	-2,05	-2,16
14/15 авг.	280	6,42	-0,38	-0,84	-1,43	-2,06	-2,15
14/15 авг.	284	6,42	-0,37	-0,83	-1,42	-2,03	-2,16
15/16 авг.	269	6,98	-0,37	-0,75	-1,36	-1,99	-2,12
15/16 авг.	272	6,98	-0,42	-0,84	-1,41	-2,06	-2,13
16/17 авг.	258	7,62	-0,41	-0,76	-1,37	-1,98	-2,10
16/17 авг.	261	7,62	-0,38	-0,78	-1,36	-1,97	-2,08
17/18 авг.	253	8,29	-0,37	-0,77	-1,35	-1,96	-2,08
17/18 авг.	256	8,29	-0,37	-0,78	-1,37	-1,97	-2,09
18/19 авг.	242	8,99	-0,40	-0,74	-1,35	-1,96	-2,08
18/19 авг.	246	8,99	-0,36	-0,74	-1,34	-1,95	-2,07
19/20 авг.	232	9,71	-0,32	-0,73	-1,33	-1,92	-2,07
19/20 авг.	236	9,71	-0,39	-0,77	-1,37	-1,96	-2,10
22/23 авг.	200	11,95	-0,27	-0,67	-1,25	-1,90	-1,97
22/23 авг.	205	11,95	-0,31	-0,72	-1,27	-1,93	-1,99
26/27 авг.	158	14,97	-0,24	-0,60	-1,14	-1,80	-1,92
26/27 авг.	162	14,97	-0,19	—	—	-1,79	—
31/1 сент.	110	18,64	-0,17	-0,60	-1,15	-1,83	-1,97
31/1 сент.	114	18,64	-0,23	-0,64	-1,17	-1,84	-1,97
6/7 сент.	72	22,77	-0,15	-0,57	-1,06	-1,79	-1,91
6/7 сент.	77	22,77	-0,15	-0,59	-1,10	-1,77	-1,94
16/17 сент.	336	28,65	-0,08	-0,46	-1,09	-1,72	-1,89

Дата	L	α	λ (нм)				
			366	433	536	654	717
16/17 сент.	340°	28,°65	-0,03	-0,43	-1,06	-1,75	-1,85
20/21 сент.	293	30, 66	+0,03	-0,38	-0,97	-1,63	-1,77
20/21 сент.	297	30, 66	+0,02	-0,39	-0,97	-1,62	-1,77
26/27 сент.	233	33, 31	+0,19	-0,35	-1,01	-1,68	-1,83
26/27 сент.	236	33, 31	—	-0,34	-1,04	—	-1,86
3/ 4 окт.	161	35, 88	+0,37	-0,34	-1,08	-1,74	-1,92
3/ 4 окт.	166	36, 84	+0,29	-0,34	-1,14	-1,81	-1,98
6/ 7 окт.	130	36, 84	+0,28	-0,43	-1,13	-1,85	-2,01
6/ 7 окт.	135	36, 88	—	—	-1,15	—	-2,01
14/15 окт.	50	38, 98	+0,31	-0,32	-1,11	-1,91	-2,07
16/17 окт.	22	39, 44	+0,27	-0,36	-1,21	-2,03	-2,18
27/28 окт.	263	41, 40	+0,38	-0,44	-1,17	-1,92	-2,09
7/ 8 дек.	224	43, 27	+0,59	-0,08	-0,94	-1,67	-1,80
7/ 8 дек.	230	43, 27	+0,49	-0,18	-1,03	-1,73	-1,86
7/ 8 дек.	236	43, 27	+0,47	-0,18	-1,00	-1,70	-1,89
8/ 9 дек.	214	43, 24	+0,47	-0,14	-0,96	-1,67	-1,81
8/ 9 дек.	221	43, 24	+0,51	-0,16	-0,98	-1,71	-1,82
8/ 9 дек.	224	43, 24	+0,50	-0,20	-1,02	-1,68	-1,81
9/10 дек.	210	43, 21	+0,49	-0,17	-0,95	-1,66	-1,74

Таблица 4

λ (нм)	366	433	536	654	717
σ_1	0 ^m ,03	0 ^m ,02	0 ^m ,02	0 ^m ,02	0 ^m ,01
σ_2	0 ,03	0 ,03	0 ,03	0 ,03	0 ,03
$\sigma_{m,\lambda}(\alpha)$	0 ,07	0 ,05	0 ,05	0 ,05	0 ,06

примера показан блеск Марса до противостояния). Видно, что во время пылевой бури в красной области спектра произошло увеличение блеска на $\sim 0^m,3$, в то же время в ультрафиолете блеск примерно на такую же величину уменьшился. Более наглядно перераспределение энергии в спектре Марса в период пылевой бури показано на рис. 2.

Результаты вычисления параметров фазовых кривых, а также геометрического альбеда Марса A_g даны в табл. 5.

В предположении материкового происхождения частиц пылевой бури [11—13] особенности фазовых кривых блеска Марса в период бури могут быть качественно объяснены следующим образом. Мощный слой взвешенных в атмосфере частиц с альбедо однократно рассеяния в красной области спектра $\lambda \sim 0,9$ [14], распространяясь над всей видимой поверхностью Марса, делает ее по своим фотометрическим свойствам полностью «материко-

$\tilde{\lambda}$ (нм)	γ_0	σ_{γ_0}	$\gamma_1 \cdot 10$	$\sigma_{\gamma_1} \cdot 10$	$\gamma_2 \cdot 10^3$	$\sigma_{\gamma_2} \cdot 10^3$	A_T
366	$-0^m,44$	$0^m,03$	0,180	0,043	-0,045	0,123	0,055
433	$-0^m,93$	$0^m,03$	0,220	0,046	-0,141	0,132	0,086
536	$-1^m,59$	$0^m,03$	0,323	0,043	-0,435	0,122	0,158
654	$-2^m,28$	$0^m,03$	0,271	0,049	-0,350	0,140	0,299
717	$-2^m,36$	$0^m,03$	0,239	0,048	-0,300	0,137	0,322

вой», тем самым увеличивая блеск планеты в этом участке спектра. В коротковолновой области спектра те же частицы во

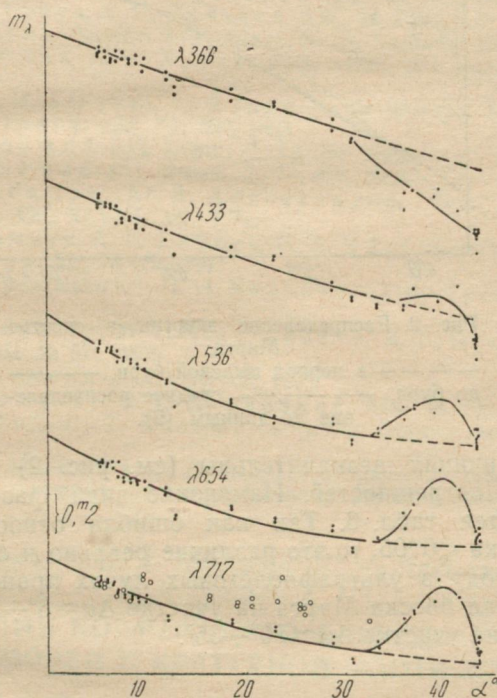


Рис. 1. Фазовые кривые интегрального блеска Марса.

○ — блеск до противостояния, ● — после противостояния.

взвешенном состоянии образуют среду с большой оптической толщиной и значительным истинным поглощением ($\lambda \sim 0,2$), которая имеет яркость меньшую, чем система «поверхность плюс обычная атмосфера». Соответствующие оценки, сделанные на основе оптической модели поверхности Марса [14] и величины

долготного эффекта [9], подтверждают возможность такого объяснения.

Тот факт, что в начале декабря ($\alpha \sim 43^\circ$) эффект бури почти исчез во всех длинах волн, кроме $\lambda 366 \text{ нм}$ (см. рис. 1), указывает на то, что к этому времени в атмосфере остались лишь частицы с размером порядка длины волны.

Сопоставление фазовых кривых Марса в противостояние 1971 г. со средними [9] показывает, что различия в абсолютных

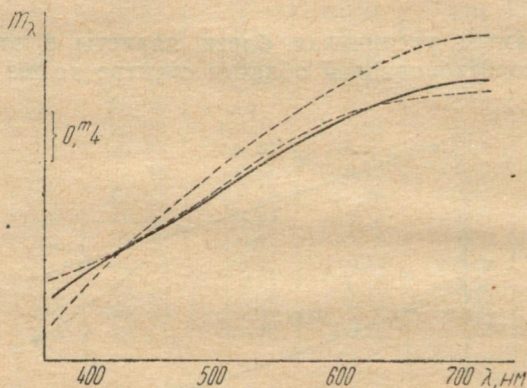


Рис. 2. Распределение энергии в спектре Марса:
 ---- в период пылевой бури, — до бури, — — — среднее распределение по данным (9).

звездных величинах незначительны (см. рис. 2) и сравнимы с величиной погрешностей. Изменение вида фазовых кривых характеризуется табл. 6. Так как ошибка относительных измерений блеска ≤ 0.05 , то это различие реально и состоит в том, что, в 1971 году в ультрафиолетовых лучах происходил более медленный спад блеска Марса на участке $\Delta\alpha \approx 5^\circ \div 20^\circ$, а в красных лучах — на участке $\Delta\alpha \approx 20^\circ \div 35^\circ$.

Таблица 6

Δm_α	366 нм		717 нм	
	1971 г.	Средние	1971 г.	Средние
$m(5^\circ) - m(20^\circ)$	$-0^m,26$	$-0^m,37$	$-0^m,25$	$-0^m,21$
$m(20^\circ) - m(35^\circ)$	$-0,26$	$-0,26$	$-0,11$	$-0,24$

Такое изменение фазовых кривых нельзя объяснить изменением только параметров g , λ , и модели поверхности Марса [14]. Основную роль должно сыграть изменение индикатрисы рассеяния

отдельной частицы. Причем это изменение должно быть различным в разных участках спектра, а это, в свою очередь, означает, что должна быть существенной роль диффракционных явлений и, следовательно, требует присутствия в поверхностном слое значительного количества частиц с размером порядка длины волны. Обилие таких частиц можно связать, с одной стороны, с пониженной влажностью в атмосфере Марса в 1971 г. [15], а с другой стороны, его естественно рассматривать как предпосылку развития мощной пылевой бури.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Макарова, А. В. Харитонов. АЖ, 45, 752, 1968.
2. А. В. Харитонов, Л. Н. Князева. АЖ, 44, 745, 1967.
3. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ, вып. 3, № 28, Харьков, 1967.
4. З. В. Корягина, А. В. Харитонов. «Изв. АН Каз. ССР», вып. 3, 1964.
5. H. Kienle, H. Strasse, J. Wenpe. Z. für Astroph. 16, 4, 1938.
6. А. В. Харитонов. АЖ, XL, 339, 1963.
7. W. M. Irvine and all. Astron. J., 73, 251, 1968.
8. W. M. Irvine and all. Astron. J., 73, 807, 1968.
9. Н. П. Барабашов, Ю. В. Александров, Т. А. Лупишко, Д. Ф. Лупишко, АЖ, XLVIII, 581, 1971.
10. В. В. Аврамчук, А. Р. Гайдук, Н. Б. Ибрагимов, И. К. Коваль, В. Д. Кругов. АЦ, № 656, 1971.
11. Н. П. Барабашов, Н. Н. Киселев, Д. Ф. Лупишко. АЦ, № 687, 1972.
12. А. Н. Абраменко, М. Н. Наугольная, В. В. Прокофьева, А. К. Дабахов. АЦ, № 673, 1972.
13. А. В. Мороженко. АЦ, № 683, 1972.
14. А. В. Мороженко, Э. Г. Яновицкий. АЖ, 48, 795, 1971.
15. В. И. Мороз, Л. В. Ксанфомалити. Доклад на XV сессии КОСПАР, 1972 г.
16. А. В. Харитонов и др. Спектрофотометрические стандарты для наблюдения планет и комет и некоторые вопросы звездной спектрофотометрии. Алма-Ата, 1972.

*В. И. Езерский, В. А. Езерская, И. И. Латынина,
В. И. Лацко*

О СООТНОШЕНИИ НОРМАЛЬНОГО АЛЬБЕДО УЧАСТКОВ ЛУННЫХ МОРЕЙ С КРАТЕРНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

Для изучения вопроса о происхождении и эволюции реголито-поверхностного покрова лунной поверхности, наряду с другими данными, весьма существенными являются фотометрические характеристики (нормальное альbedo, фотометрическая функция) и морфометрические характеристики (кратерная плотность) отдельных участков и областей лунной поверхности.

Можно полагать, что в процессе эволюции наружного покрова лунной поверхности под воздействием ударов метеоритов и микрометеоритов, а также солнечного ветра происходит одно-временное изменение микроструктуры, в частности, нормального альbedo и фотометрической функции, а также и макрорельефа,

Название	Площ.	Кадр
1. Центральный залив	1P	1—1
2. Материк	1P	1—9
3. Берег Моря Изобилия	1P	1—12
4. Море Спокойствия	1P	1—13
5. Океан Бурь	1P	1—14
6. Океан Бурь	1P	1—17
7. Океан Бурь	1P	2—6
8. Океан Бурь	1P	2—10
9. Море Спокойствия	II P— 1	F—5
10. Море Спокойствия	III P— 1	F—15
11. Море Спокойствия	II P— 2	F—40
12. Море Спокойствия	II P— 3	F—43
13. Море Спокойствия	II P— 5	F—69
14. Море Спокойствия	II P— 6	F—83
15. Центральный залив	III P— 7	F—92
16. Океан Бурь	III P— 8	F—126
17. Море Облаков	II P— 9	F—140
18. Океан Бурь	II P—10	F—153
19. Океан Бурь	III P— 9	F—154
20. Океан Бурь	II P—12	F—193
21. Океан Бурь	III P—12	F—197
22. Океан Бурь	IP—8	F—173
23. Океан Бурь	IP—8	F—177
		F—183
24. Океан Бурь	IP—9—2B	F—200
25. Море Спокойствия	II P—5	F—71
26. Океан Бурь	II P—13A	F—201
27. Океан Бурь	III P—8	F—124
28. Океан Бурь	III P—12A	F—187
29. Возле Фра-Мауро	V—39	F—138
30. Темный выброс возле Коперника	V	F—149
31. Коперник	V—37	F—154
32. Море вблизи Грейтхейзена . . .	V	F—183

характеризуемого кратерной плотностью. В связи с этим представляет интерес изучение вопроса о соотношении нормального альbedo отдельных участков лунной поверхности с кратерной плотностью, что и является содержанием настоящей работы.

Подсчет количества кратеров и определение частоты встречаемости их в зависимости от размера и типа производился различными авторами для установления относительного и абсолютного возраста различных областей лунной поверхности [1, 2, 3, 7].

Шумейкер [4] на основании подсчета кратеров по снимкам Рейнджер-7 отметил, что частота встречаемости их в светлых

β_0	λ_0	S км ²	$\rho_0 \cdot 10^2$	$\lg N_c$ $\lg D_m = 2,4$
0°20'	2°20'	1440	10,1	0,08
0°43	12 50	1591	13,2	—0,06
—1°00	42 15	1591	11,38	—0,40
0°30	26 45	1591	9,60	—0,16
—2°50	—44 20	1248	7,65	—0,50
—0°15	—20 00	1182	10,00	—0,06
—3°20	—36 00	1360	7,97	—0,56
—3°20	—22 30	1360	8,62	—0,44
4,26	35,94	1217	10,10	0,04
2,58	35,61	1440	10,35	—0,04
2,66	34,18	935,7	9,73	—0,03
4,55	20,84	1188,9	7,88	0,18
2,80	24,69	863	8,92	—0,20
1,00	24,61	1052,5	9,70	—0,30
0,95	— 0,85	1368,5	9,64	—0,20
0,64	—19,82	1145	9,91	—0,02
1,15	—13,08	950,1	8,78	—0,14
3,54	—26,70	1003,5	11,06	0,04
—2,97	—23,45	988,8	8,37	0,26
1,01	—33,73	1019,5	8,48	0,56
—2,83	—43,04	1224,4	7,61	—0,60
—3,30	—36,0	368	7,96	—0,58
3,1	—36,8	1781,7	7,96	—0,70
—2,2	—44,3	1407,5	8,00	—0,76
2,75	24,8	992	8,98	—0,38
1,8	—41,7	1242	7,47	—0,62
—0,7	—20,1	37,2	9,95	0,00
2,1	—44,2	1769,9	8,00	—0,83
— 7,5	—17,0	—	11,8	—0,72
7,0	—18,0	—	12,6	—0,84
10,5	—20,5	—	18,1	—1,10
35,0	—41,0	—	8,8	—0,40

лучах несколько выше, чем в областях между лучами. Додд, Сальсбери и Смолли [5] на основании подсчета кратеров по наземным снимкам отметили, что намечается различие кратерной плотности в исследованном ими светлом и темном участках Моря Ясности. Роуэн [6] на основании подсчета кратеров на одном из орбитеровских снимков показал, что кратерная плотность ($D > 200$ м) на ровных морских участках в несколько раз меньше кратерной плотности на более неровных участках.

Для рассмотрения соотношения нормальное альбеда-кратерная плотность и получения количественных данных нами был произведен подсчет кратеров по отпечаткам орбитеровских

снимков среднего разрешения, предоставленных в наше распоряжение Институтом космических исследований АН СССР, по инициативе которого и поставлена настоящая работа.

В первой серии измерений подсчет кратеров производился по отпечаткам снимков Орбитер-1. При этом был использован метод счета, обычно применяемый при подсчете мелких солнечных пятен. Диаметры отдельных кратеров не определялись, а определялась их принадлежность к одному из 6—7 интервалов группирования по устанавливаемой шкале. Окончательно выводилось суммарное количество кратеров с диаметром больше данного, отнесенное к 1 км^2 и строились графики зависимости $\lg N_c$ от $\lg D_m$.

В первой серии измерений изучено восемь снимков, данные о которых приведены в первой части таблицы 1.

Во второй серии счет производился на спроектированном с помощью спектропроектора негативном изображении исследуемого орбитеровского снимка. Принадлежность кратера к одному из 11—12 выделенных интервалов группирования по размерам определялась с помощью миллиметровой бумаги, закрепленной на проекционном столике. Величина интервала группирования была постоянной и составляла $\frac{1}{2} \lg 2 \approx 0,15$. Данные,

относящиеся к снимкам этой серии измерений, представлены во второй части таблицы 1.

Были использованы также данные подсчета кратеров, приведенные в работе Грили и Голта «Уточненное распределение размер — частота кратеров для 12 избранных участков лунной поверхности» [8]. В указанной работе для подсчета количества кратеров и определения их размеров применялся стандартный прибор — цейссовский анализатор размеров частиц *TGZ3*. Диаметр кратера определялся оператором путем изменения проецируемого на снимок пятна, а счет производился с помощью многоканального счетчика. Общее количество интервалов группирования кратеров по размерам составляло 48—52 при величине интервала группирования около 6,6%. Соответствующие данные приведены в третьей части таблицы 1.

Кроме того, были использованы данные работы Чепмена, Мосхера и Симмонса [9], в которой приводятся результаты подсчета кратерной плотности по некоторым снимкам Орбитер-V. При этом приведенные в работе [9] дистрибутивные кривые кратерной плотности были перестроены в кумулятивные. Данные, относящиеся к этим площадкам, приведены в последней части таблицы 1.

Сходимость данных о кратерной плотности, полученных при различных и независимых подсчетах и при различных количествах интервалов группирования кратеров по размерам, проверена путем сопоставления данных, относящихся к снимкам, достаточно близким по расположению (β_0 , λ_0) и размерам ($S_{\text{км}^2}$).

Такое сопоставление представлено на рис. 1, из которого видно удовлетворительное согласие результатов, полученных в различных сериях подсчетов, и что они могут быть использованы в совокупности.

Для определения нормального альbedo были проведены фотометрические измерения соответствующих участков по фотографии Луны при угле фазы $\alpha = 1^\circ,5$ с привязкой к харьковскому фотометрическому каталогу [10]. Для каждого участка и его окрестностей проводились сплошные фотометрические измерения при размере фотометрического окошка около $0,1 \times 0,1$ и выводилось среднее арифметическое значение нормального альbedo, приведенное в предпоследнем столбце таблицы.

В качестве параметра, представляющего кратерную плотность, была принята величина $\lg N_c$ при $\lg D = 2,4$, т. е. логарифм количества кратеров с диаметром $D > 250$ м. Значения $\lg N_c$, которые снимались с графиков зависимости $\lg N_c$ от $\lg D$, приведены в последнем столбце таблицы 1.

При выборе предельного значения диаметра кратера руководствовались следующими соображениями. Диаметр кратера не должен быть слишком велик, чтобы по отношению к площади исследуемого участка занимаемая им площадь составляла $10^{-3} - 10^{-4}$, т. е. чтобы не играли роль случайные флуктуации в распределении кратеров. С другой стороны, при подсчете кратеров малых размеров могут оказывать влияние вторичные кратеры, а также сказываться различие качества снимков — величина предельно разрешаемого диаметра.

Сопоставление кратерной плотности, представленной величиной $\lg N_c$ (2,4) с нормальным альbedo, приведено на рис. 2, на котором указаны номера снимков, а также различным образом обозначены данные разных серий измерений. Как видно из рис. 2, уверенно прослеживается зависимость нормального альbedo от кратерной плотности. Из общего хода увеличения нормального альbedo с возрастанием кратерной плотности выпадают только снимки 1—9, 1—12, а также F—154 и F—43.

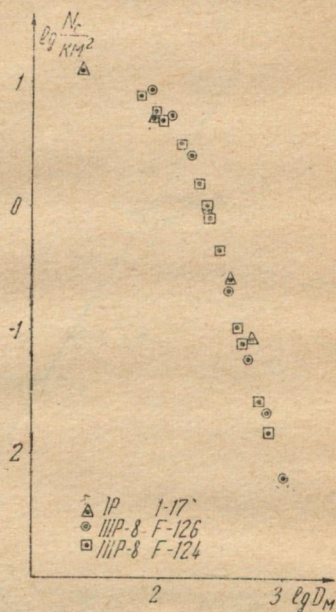


Рис. 1. Сопоставление данных по различным сериям измерений.

Снимки 1—9 и 1—12 относятся не к морским участкам, а соответственно к матерiku и береговой зоне, и их альbedo более высокое. Данные, полученные по этим снимкам, строго говоря, не должны включаться в зависимость, в которой рассматриваются ровные морские участки, так как известно, что кратерная

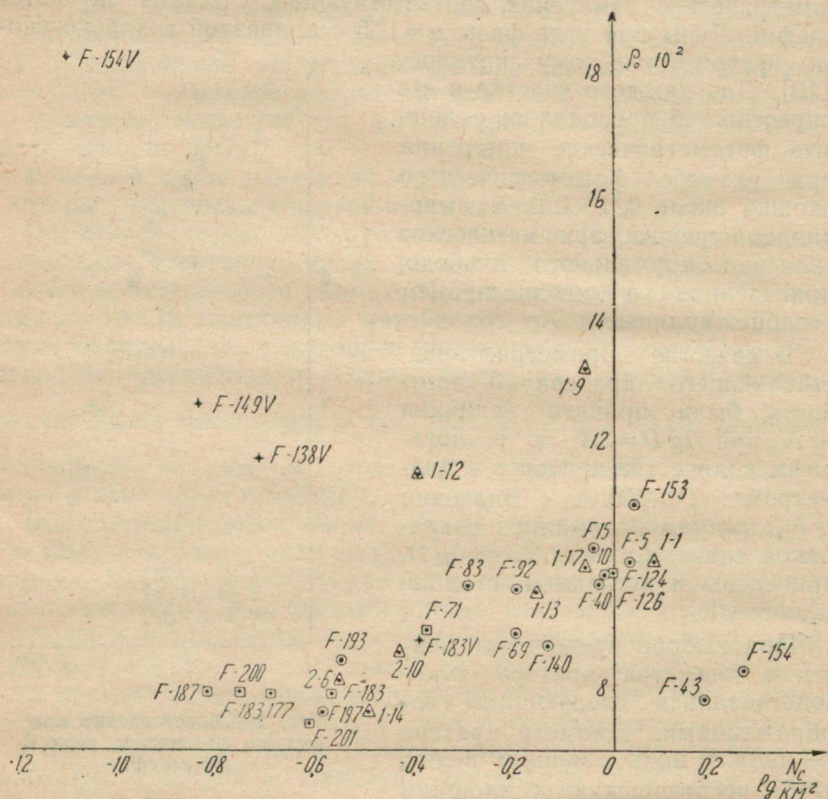


Рис. 2. Зависимость логарифма суммарного числа кратеров на $1 \text{ км}^2 \lg N$ при $D > 250 \text{ м}$ от нормального альbedo по всем площадкам.

плотность на материках существенно превышает кратерную плотность в морских участках.

В отношении снимков $F-43$ и $F-154$, для которых при сравнительно небольшом значении нормального альbedo велика кратерная плотность, необходимо заметить следующее.

Снимок $F-154$ соответствует участку Океана Бурь, через который частично проходят светлые лучи Коперника, наличие которых, как было ранее отмечено, может сопровождаться увеличением кратерной плотности. Снимок $F-43$ отличается на-

личием развитой системы борозд, которые, как отметил Хапке [11], сопровождаются увеличением кратерной плотности.

На рис. 2 представлены также и данные последней серии измерений по работе Чепмена, включающей материковые участки. Обращает на себя то обстоятельство, что единственный морской ($F = 183$) из четырех участков четвертой серии попадает в общий ход зависимости нормального альbedo от кратерной плотности для морей. С другой стороны, материковые участки заметно отклоняются от этой зависимости и вместе с участками, отмеченными также как не морские, образуют другую последовательность, на которой с увеличением нормального альbedo кратерная плотность уменьшается. Последнее предположение, естественно, требует проверки на более обширном материале.

На рис. 3 приведено сопоставление суммарного числа кратеров N_c ($D > 250$ м) с нормальным альbedo, из которого видно, что имеет место довольно тесная корреляция между этими величинами для морских участков. Она может определяться тем обстоятельством, что нормальное альbedo и кратерная плотность являются функциями времени, т. е. зависят от возраста.

Для выяснения вопроса о ходе эволюционных изменений нормального альbedo проведено сопоставление нормального альbedo деталей по нашим измерениям с их стратиграфией по схеме и геолого-морфологическим картам, разработанным Л. А. Сухановым и В. Г. Трифионовым [12]. В этой стратиграфической системе выделяются системы и комплексы пород, причем различают морские и кратерные комплексы. Для морского комплекса различают системы в такой последовательности: древнейшая — Ant, небуляриевая — Nb, алтайская — Al, медийская — Md, процелляриевая — Pr, и самая молодая — M.

Для кратерного комплекса различают системы в следующей последовательности: догиппархский — Php, гиппархский — Hp, птолемеевский — Pt, эратосфенский — Er и коперниковский — Kr.

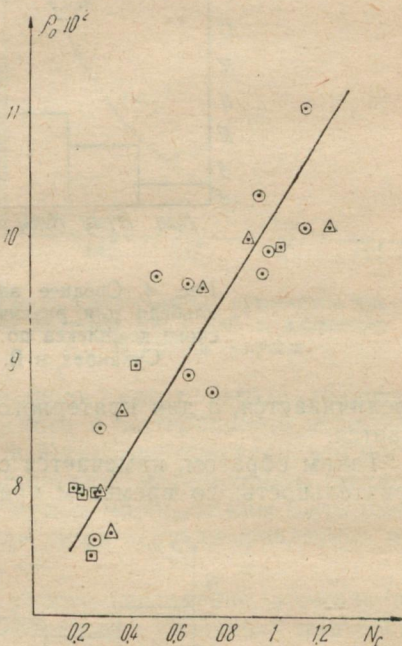


Рис. 3. Зависимость суммарного числа кратеров на 1 км^2 с диаметром $D > 250$ м от нормального альbedo для морских участков.

На рис. 4. приведены средние значения нормального альbedo для систем морского комплекса, а на рис. 5 — для систем кратерного комплекса. Из приведенных данных видно, что при переходе от более молодых образований к более древним образованиям морского комплекса нормальное альbedo систематически

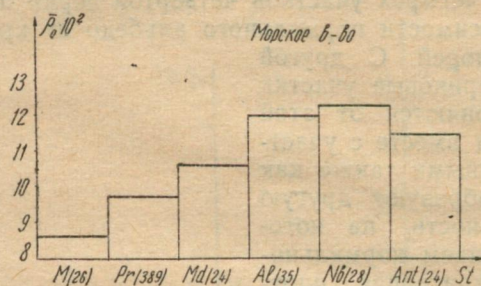


Рис. 4. Среднее значение нормального альbedo для различных периодов морского комплекса по стратиграфии В. Л. Суханова и В. Г. Трифонова.

увеличивается, а для кратерного комплекса, наоборот, — уменьшается.

Таким образом, намечается следующая эволюционная последовательность: со временем кратерная плотность в морях воз-

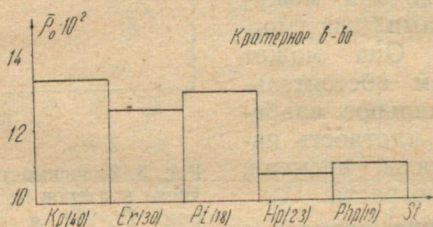


Рис. 5. Среднее значение нормального альbedo для различных периодов кратерного комплекса по стратиграфии В. Л. Суханова и В. Г. Трифонова.

растает, а нормальное альbedo увеличивается, на материках кратерная плотность также возрастает со временем, но нормальное альbedo — уменьшается. Увеличение кратерной плотности со временем вполне естественно. Что же касается эволюционного изменения нормального альbedo, то оно требует рассмотрения. В отношении возможных механизмов изменения нормального альbedo высказаны различные предположения.

Кохен и Халке [13] предположили, что более яркий самый внешний слой лунной поверхности возникает в результате осветляющего действия видимого и ультрафиолетового солнечного излучения. Голд Кембелл и О'Лири [14] полагали, что в результате воздействия солнечного ветра на частицах лунной почвы образуется металлическая пленка, обуславливающая низкое альбедо. Однако исследования доставленных образцов лунного грунта подобной пленки не обнаружили. Адамс и Мак-Корд [15] предположили, что различие отражательной способности в значительной степени определяется обилием темного стекла, образующегося при ударном плавлении, зависящее в свою очередь от обилия ильменита. Кроме того, некоторую роль могут играть процессы переноса и перемешивания морского и материкового вещества, и наоборот. В частности, Адамс и Мак-Корд отметили, что более эффективным должно быть привнесение материкового светлого вещества на моря и что более светлые моря должны быть более древними, чем темные. Это согласуется с предположением, выдвинутым нами в работе [16].

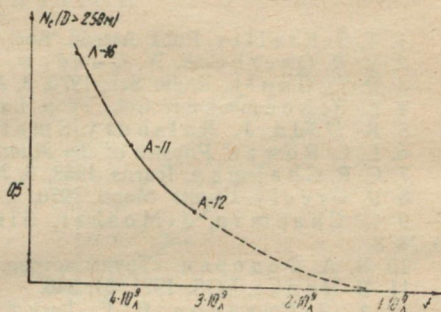


Рис. 6. Соотношение: суммарное число кратеров на 1 км^2 с диаметром $D > 250 \text{ м}$ — временем.

Устанавливаемое в данной работе увеличение нормального альбедо морских участков с возрастанием кратерной плотности, т. е. со временем, указывает, что в этом направлении, возможно, оказывает влияние и процесс кратерообразования. По всей видимости, увеличение количества молодых, свежих кратеров на морях, обнажающих более светлые глубинные породы, идет более быстро, чем потемнение ранее образовавшихся кратеров в результате витрификации и других процессов. На основании имеющихся данных возможно наметить зависимость нормального альбедо и кратерной плотности от времени.

По данным фотометрических измерений среднее нормальное альбедо в районе посадок «Аполлон-11», «Аполлон-12» и «Луна-16» составляет соответственно: 0,095; 0,084; 0,110. С другой стороны, для возраста пород, доставленных космическими кораблями «Аполлон-11» и «Аполлон-12», согласно работе [17], следует принять значения $3,9 \cdot 10^9$ и $3,2 \cdot 10^9$ лет. Образцы из Океана Бурь определенно моложе образцов, доставленных из Моря Спокойствия. Это согласуется качественно с различием нормального альбедо в соответствующих площадках.

Согласно данным академика А. П. Виноградова [18] возраст пород, доставленных «Луной-16», составляет $4,45 \div 4,65 \cdot 10^9$ лет. Совокупность этих данных, представленных на рис. 6, позволяет наметить ход кратерной плотности со временем.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. S. Kreiter. Publ. Astron. Soc. Pas., 1960, 72, № 428.
2. V. R. Oberbeck, W. Quadeu. Icarus, 1968, 9, № 3, 446—465.
3. D. E. Gault. Radio Sci., 1970, 5, № 2, 273—291.
4. E. Schoemaker. Get. Prop. Lab. Tech. Rep., 1965, № 32—700.
5. R. Dodd, J. Salsbury, Smalley. Icarus. 1963, № 2, 466—480.
6. L. C. Rowen. Physics of the Moon.
7. C. R. Chapman. Icarus, 1968, 8, № 1, 1—22.
8. R. Greely. Gault. Moon, 1970, 2, № 1, 10—72.
9. C. Chapman, J. Mosher, Simmons. Journ. Geoph. Res., 1970, 75, № 8.
10. В. А. Федорен. «Труды астрон. общ.», 1952, 2 (10), 49—172.
11. В. Нарке, EOS, 1971, 51, 346.
12. А. Л. Суханов, В. Г. Трифонов. — В сб. «Проблемы геологии Луны», М. 1964.
13. A. Cohen, B. Narke. Science, 1968, 161, 1237—1238.
14. T. Gold, B. Campbell. Science, 1970, 167, 707.
15. J. Adams, T. Mc. Cord. Science, 1970, 171, № 3971.
16. Н. П. Барабашов, В. И. Езерский, В. А. Езерская, И. И. Латынина. Вестник Харьк. гос. ун-та, сер. астр. вып. 7, 1972.
17. D. Parastassion. Earth a. Plan. Sci. Lett., 1970, 8, 269—271.
18. А. П. Виноградов. «Природа», 1971, № 3.

Н. Г. Литкевич, М. Ф. Ходячих

ФОТОМЕТРИЯ ЮПИТЕРА С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМИ ФИЛЬТРАМИ

Процессы, происходящие в атмосфере Юпитера, находят свое отражение в изменении оптических характеристик планеты со временем. В связи с этим обнаружение и исследование таких изменений представляет несомненный интерес для физики атмосферы планеты. С этой целью в мае—июле 1971 г. нами были проведены фотоэлектрические наблюдения Юпитера на АЗТ-7 АО ХГУ. Наблюдения велись с интерференционными фильтрами в пяти участках спектра. Длины волн максимума пропускания $\lambda_{\max}$ применявшихся фильтров равны соответственно: 427, 443, 553, 640, 692 нм. Коэффициенты пропускания при $\lambda_{\max}$ и ширины полос пропускания приведены в табл. 1.

Использовалась фотоэлектрическая приставка, описанная в [1]. При наблюдении Юпитера фокальная диафрагма вырезала на изображении планеты участок поверхности размером около 4,8". Для стандартизации проводились наблюдения звезды β Sco, выбор которой был обусловлен близостью ее к Юпитеру. Звезда β Sco двойная, расстояние между компонентами $\sim 14''$. Наблюдение β Sco проводилось с диафрагмой $\sim 1'$, при-

чем обе компоненты звезды проваливались в диафрагму. При наблюдении каждого объекта производилась смена фильтров. Одно такое наблюдение занимало во времени около 2^м. Звезда и планета наблюдались поочередно. В течение ночи в среднем производилось 10 наблюдений Юпитера и столько же звезд с каж-

Таблица 1

λ_{max} (н.м)	k_{max}	$\Delta\lambda$, Å
427	0,30	120
443	0,28	120
533	0,34	120
640	0,28	100
692	0,20	100

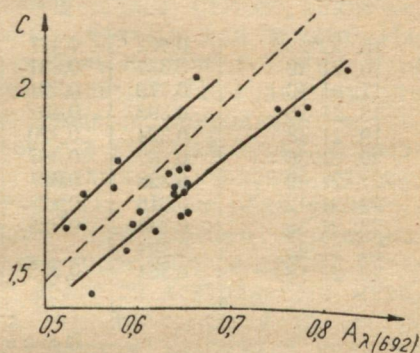


Рис. 1. Диаграмма «цвет — альbedo». $C = \frac{A_{692}}{A_{427}}$.

дым фильтром. При наблюдении Юпитера фотометр наводился на центральную область диска. При обработке производилась редукция измерений за разность зенитных расстояний планеты и звезды сравнения, которая для фильтров с $\lambda = 427$ и 443 нм не превышала 0^м.06 и для большинства ночей составляла 0^м.01–0^м.03. Для остальных фильтров поправка за разность зенитных расстояний не превышала 0^м.03. В течение 5 ночей проводились наблюдения звезд α Boo и β Sco в пяти участках спектра. В каждом фильтре были найдены разности звездных величин α Boo и системы β Sco. По наблюдениям Юпитера и β Sco мы находили отношения потока от участка диска Юпитера, вырезаемого диафрагмой, к потоку от звезды. Используя полученные нами разности звездных величин α Boo и β Sco и абсолютное распределение энергии в спектре α Boo [14] и Солнца [15], мы нашли разности звездных величин β Sco и Солнца. Далее были рассчитаны коэффициенты яркости центрального участка диска Юпитера для каждой даты наблюдений A . Даты, средний момент наблюдений T_0 и величины A приведены в табл. 2. В последнем столбце указана средняя по спектру вероятная ошибка для каждой ночи, которая характеризует внутреннюю сходимость измерений. Ошибка относительного распределения отражательной способности по спектру $\frac{A_{\lambda}}{A_{\lambda_0}}$ примерно в два раза меньше приведенных значений ϵ .

В период наблюдений в экваториальной области Юпитера располагалась широкая темная полоса. Просмотр таблицы показывает, что альbedo полосы менялось от даты к дате, иногда

Таблица 2

λ (нм) Дата T_0	427	443	553	640	692	ε
------------------------------	-----	-----	-----	-----	-----	---------------

Май 1971 г.

15. 22 ^h 29 ^m	0,402	0,417	0,705	0,786	0,784	3,9
16. 21 29	0,333	0,331	0,543	0,596	0,575	2,8
17. 21 40	0,379	0,391	0,570	0,650	0,587	2,5
18. 21 25	0,393	0,402	0,610	0,645	0,647	1,7
19. 21 48	0,324	0,320	0,482	0,563	0,525	3,2
20. 21 36	0,362	0,387	0,607	0,690	0,646	1,6
21. 21 40	0,328	0,377	0,558	0,666	0,665	3,8
22. 21 12	0,318	0,328	0,522	0,577	0,545	3,0
23. 21 30	0,334	0,325	0,504	0,579	0,541	2,7
24. 21 45	0,394	—	0,669	0,782	0,809	3,5
28. 21 18	0,384	0,353	0,540	0,616	0,552	3,1

Июнь 1971 г.

1. 21 ^h 09 ^m	0,365	0,369	0,586	0,648	0,596	1,4
3. 21 54	0,394	0,390	0,625	0,709	0,654	3,3
4. 20 47	0,370	0,370	0,601	0,700	0,641	2,5
5. 20 38	0,358	0,393	0,596	0,680	0,634	2,7
6. 20 27	0,366	0,383	0,622	0,690	0,653	3,0
7. 20 09	0,380	0,386	0,613	0,680	0,652	3,5
12. 19 51	0,403	0,434	0,670	0,759	0,777	2,6
13. 20 05	0,376	0,382	0,604	0,677	0,654	2,2
23. 19 41	0,363	0,367	0,608	0,638	0,603	2,8
26. 19 49	0,372	0,362	0,581	0,641	0,641	4,0
28. 19 45	0,385	0,360	0,551	0,640	0,619	3,3

Июль 1971 г.

12. 19 ^h 00 ^m	0,388	0,420	0,670	0,788	0,752	2,0
16. 18 40	0,322	0,343	0,553	0,642	0,580	3,1
среднее	0,366	0,373	0,591	0,668	0,639	

весьма значительно. Для выяснения характера этих изменений мы построили диаграмму в координатах $C = \frac{A_{692}}{A_{427}}$ и A_{692} , которая показана на рис. 1. Можно отметить общую тенденцию увеличения C с увеличением A_{692} , что связано с более значительными изменениями альбеда в красной области спектра. На диаграмме можно выделить две последовательности точек: области B и F . Участки поверхности Юпитера, соответствующие области B , имеют большие показатели цвета, чем участки, соответствующие области F , при одинаковых значениях альбеда A_{692} . Альбеда при $\lambda = 427$ нм в области B систематически меньше, чем в области F , т. е. в область B попали участки экваториальной по-

лосы, имеющие более низкое альbedo в синих лучах. В красных лучах эти различия скрадываются. Неоднородности экваториальной темной полосы в синих лучах хорошо заметны на фотографиях, полученных нами на телескопе АЗТ-8 загородной базы ХАО. Контрасты деталей в красных лучах примерно в 2—3 раза меньше, чем в синих. Следовательно, изменения альbedo в синих лучах в значительной степени зависят от того, какие неоднородности полосы мы измеряем — светлые или темные. Изменения альbedo в красных лучах больше, чем в синих, хотя контрасты деталей в этой области меньше. По-видимому, эти изменения происходят вследствие процесса, приводящего к увеличению показателя цвета и альbedo в красных лучах, и независимого от структуры темных и светлых образований полосы. В пользу последнего говорит и тот факт, что не обнаруживается корреляция альbedo с долготой центрального меридиана. Следует также отметить, что поиски корреляции и других оптических характеристик планеты с долготой центрального меридиана не привели к успеху [13, 16]. Аналогичная тенденция увеличения показателя цвета S с ростом альbedo в красных лучах обнаруживается и для светлых полос [1]. Таким образом, характер временных изменений альbedo в светлых и темных полосах одинаков, что указывает на общность процесса, приводящего к этим изменениям. По-видимому, от даты к дате в атмосфере Юпитера происходит изменение концентрации вещества, оптические свойства частиц которого отличаются от оптических свойств аэрозолей, ответственных за полосатую структуру Юпитера.

Была сделана попытка интерпретировать наблюдаемые изменения коэффициента яркости в рамках модели с полубесконечной атмосферой. При этом предполагалось, что изменения альbedo происходят вследствие изменения относительной концентрации частиц двух веществ: светлого и темного, что должно приводить к изменению параметров полубесконечной атмосферы λ и X_1 . Не останавливаясь подробно на методике проведенных расчетов, отметим, что нам не удалось найти решение, имеющее физический смысл.

Однако в рамках модели с аэрозольной составляющей в надоблачной атмосфере Юпитера, интерпретация наблюдаемых изменений коэффициента яркости вполне возможна. Для таких расчетов удобно пользоваться формулой вида

$$\rho = A_0 e^{-2n\tau} + \rho_{\infty} (1 - e^{-2n\tau}). \quad (1)$$

Здесь A_0 — альbedo подстилающей поверхности;
 ρ_{∞} — коэффициент яркости среды при $\tau = \infty$;
 τ — оптическая толщина среды;
 n — некоторая постоянная.

Приведенная формула отличается от формулы Сытинской наличием коэффициента n перед τ . Коэффициент n должен опреде-

латься на основе расчетов по точным формулам. Для случая изотропного рассеяния мы рассчитали значения величины коэффициента яркости при $\cos i = \cos \varepsilon = 1$; $\tau = 0,2; 0,5; 1; 2; 3$ и $A_0 = 0,2; 0,35; 0,5; 0,8$. Для $\tau < 1$ вспомогательные функции рассчитывались с применением таблиц [2]. Для указанного интервала τ и альbedo A_0 различие между величинами $\frac{\rho_B - \rho_T}{\rho_T}$ нигде не превосходит 10%, причем $n = 0,10$ (табл. 3). Для расчетов с применением вытянутой индикатрисы рассеяния и $\lambda \neq 1$ мы воспользовались таблицами [3]. Эти расчеты показали, что формула применима и при вытянутой индикатрисе рассеяния. С уменьшением λ n увеличивается. Однако при малом поглощении n можно считать постоянным.

Таблица 3

$\tau \backslash A_0$		0,2	0,5	1,0	2,0	3,0
0,20	ρ_B	0,234	0,280	0,357	0,483	0,587
	ρ_T	0,240	0,282	0,387	0,523	0,649
	$\frac{\rho_B - \rho_T}{\rho_T} \%$	-2,3	-0,7	-7,8	-7,7	-9,5
0,35	ρ_B	0,378	0,416	0,479	0,583	0,670
	ρ_T	0,373	0,395	0,467	0,574	0,682
	$\frac{\rho_B - \rho_T}{\rho_T} \%$	1,3	5,3	2,6	1,6	-1,8
0,50	ρ_0	0,521	0,552	0,601	0,684	0,752
	ρ_T	0,514	0,517	0,563	0,641	0,726
	$\frac{\rho_B - \rho_T}{\rho_T} \%$	1,4	6,8	6,7	6,7	4,0
0,80	ρ_B	0,809	0,813	0,846	0,886	0,916
	ρ_T	0,816	0,807	0,803	0,861	0,900
	$\frac{\rho_B - \rho_T}{\rho_T} \%$	-0,9	0,8	4,1	2,9	1,8

Дальнейшие расчеты проведены в рамках следующей модели атмосферы Юпитера: над облачной поверхностью с альbedo A находится слой аэрозоля оптической толщины $K_p \tau_0$. Дисперсия частиц по размерам мала. Тогда

$$\rho_\lambda = A l^{-2K_p n \tau_0} + Q_\lambda (1 - l^{-2K_p n \tau_0}), \quad (2)$$

где ρ_λ — коэффициент яркости атмосферы; K_p — коэффициент ослабления в долях πa^2 , a — средний размер частиц; $\tau_0 = N h \pi a^2$; $N h$ — концентрация частиц в дымке.

Изменение концентрации частиц приведет к изменению альбедо на величину

$$\Delta \rho_{\lambda} = (Q_{\lambda} - A) l^{-2K_{\rho} n \tau_0} \cdot 2K_{\rho} n \Delta \tau_0. \quad (3)$$

Отношение изменений ρ_{λ} в разных фильтрах

$$K_{\lambda} = \frac{\Delta \rho_{\lambda}}{\Delta \rho_{\lambda_0}} = \frac{Q_{\lambda} - A}{Q_{\lambda_0} - A} \cdot l^{-2(K_{\rho} - K_{\rho_0}) n \tau_0} \cdot \frac{K_{\rho}}{K_{\rho_0}}. \quad (4)$$

Отсюда

$$Q_{\lambda} - A = (Q_{\lambda_0} - A) \cdot K_{\lambda} \frac{K_{\rho_0}}{K_{\rho}} l^{2(K_{\rho} - K_{\rho_0}) n \tau_0} \quad (5)$$

и приведенная выше формула (2) запишется в виде:

$$\rho_{\lambda} = A + (Q_{\lambda} - A) \cdot (1 - l^{-2K_{\rho} n \tau_0}), \quad (6)$$

где $(Q_{\lambda} - A)$ определяется формулой (5). Так как мы вели наблюдения в пяти фильтрах, таких уравнений можно записать 5. Число неизвестных 3: A ; $Q_{\lambda_0} - A$; $n \tau_0$. Размер частиц для принятой модели определялся в [4, 5]. Было найдено $a = 0,73$ мк. Поэтому мы решали уравнения вида (6) при $a = 0,65; 0,68; 0,73$ мк. Для определения величин K_{λ} записывались уравнения

$$A_{\lambda} = K_{\lambda} A_{\lambda_0} + C_{\lambda}$$

для каждой даты наблюдений, и система уравнений решалась по способу наименьших квадратов. Далее были найдены приближенные значения параметров A ; $Q_{\lambda_0} - A$ и $n \tau_0$. Их уточнение и оценка точности определения производились по способу наименьших квадратов. Значения параметров, найденных в предположении, что размер частиц $a = 0,65 - 0,73$ мк, в пределах ошибок совпадают. В табл. 4 указаны Q_{λ} при $a = 0,68$ мк.

Таблица 4

λ	K_{ρ}	Q_{λ}
427	2.15	0.487
443	2.33	0.766
553	3.40	1.025
640	3.85	1.218
692	3.92	1.249

Было найдено $A = 0,32$; $n \tau_0 = 0,066$; $\tau_0 = 0,66$ для последовательности F . По найденным параметрам была рассчитана теоретическая зависимость «коэффициент яркости A_{692} — показатель цвета» $C = \frac{A_{692}}{A_{427}}$ для последовательности F . При этом $n \tau_0$ изменяется в пределах $(0,04 - 0,09)$ т. е. концентрация частиц изменяется со временем ~ 2 раза. Аналогичная зависимость была рассчитана для последовательности B с меньшим значением $A = 0,29$. Эти зависимости с учетом остаточных разностей нанесены на рис. 1.

Пилчер и Мак-Корд выполнили узкополосную фотометрию полос Юпитера [6] и определили спектральную отражательную способность в области спектра 0,3—1,1 мк. Мы рассчитали распределение монохроматических коэффициентов яркости для темной полосы в этой области спектра. Величины Q_λ брались из графика (рис. 2), размер частиц принят равным 0,65 мк; $n_0 =$

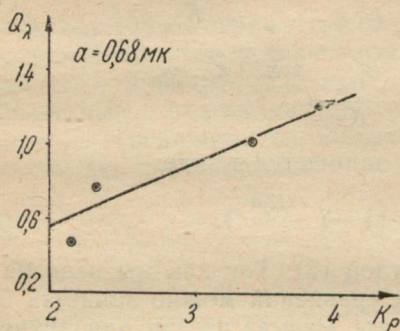


Рис. 2. Зависимость величины Q_λ от коэффициента ослабления K_ρ .

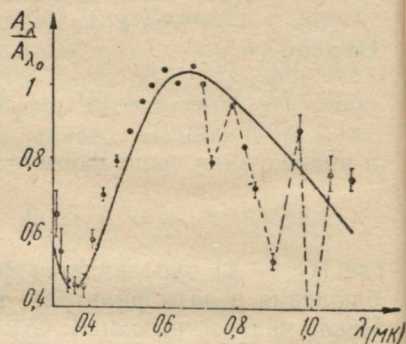


Рис. 3. Сравнение зависимости отражательной способности $\frac{A_\lambda}{A_{\lambda_0}}$ от длины волны, рассчитанной на основе модели с аэрозольной составляющей в надоблачной атмосфере Юпитера (сплошная линия) с наблюдениями Piller и Mc Cord [6] (точки).

$= 0,10$; $A = 0,32$. Эти расчеты были выполнены с целью сравнения их с наблюдениями Пилчера и Мак-Корда. Сравнение показано на рис. 3, из которого видно хорошее согласие теоретической и наблюдаемой зависимости отражательной способности от длины волны.

Все вычисления в работе проведены в предположении малой дисперсии частиц по размерам. Показатель преломления частиц аэрозоля принят равным 1,33. Как показывает анализ результатов расчета, второе предположение не сильно сказывается на распределении отражательной способности по спектру. Однако, при другом показателе преломления вещества аэрозоля n_b радиус частиц получится другим. Чтобы найти размер частиц, соответствующий n_b , воспользуемся соотношением [8]

$$\rho_{\max} \cdot (n - 1) = \text{const},$$

где $\rho_{\max} = \frac{2\pi a}{\lambda}$ соответствует первому максимуму K_ρ . Отсюда нетрудно получить

$$a_b = \frac{1,33 - 1}{n_b - 1} a,$$

где a_v — размер частиц, соответствующий n_v . По-видимому, аэрозоль имеет аммиачную природу [7]. Так как показатель преломления аммиака в твердой фазе больше, чем у воды, размер частиц в этом случае получится $\sim 0,5$ мк.

Предположение о широком спектре частиц по размерам приводит к смещению первого максимума K_p в сторону меньших ρ , а положение первого минимума смещается мало [9]. Глубина первого минимума при этом уменьшается. Отсюда видно, что в предположении широкого спектра частиц по размерам нам не удастся совместить положение теоретических и наблюдаемых максимума и минимума спектральной отражательной способности Юпитера. Это дает нам основание считать дисперсию частиц по размерам малой и пользоваться монодисперсными величинами K_p . Аналогичный вывод совершенно другим путем был сделан в [4]. Предположение о широком спектре частиц по размерам может привести к занижению среднего размера частиц, независимо от того, какая оптическая модель используется для теоретической интерпретации данных наблюдений, так как максимум K_p в этом случае смещается в сторону меньших ρ . Поэтому к определениям размера аэрозолей в атмосфере Юпитера, сделанным при заданном распределении частиц по размерам, если не обоснована применимость этого распределения к атмосфере Юпитера, следует относиться с крайней осторожностью. Верхний предел для размера частиц получится при монодисперсном аэрозоле.

Представляет интерес тот факт, что модель с аэрозольной составляющей в надоблачной атмосфере Юпитера хорошо представляет минимум отражательной способности вблизи $\lambda = 0,38$ мк. Отсюда можно сделать вывод, что так называемое ультрафиолетовое поглощение в атмосфере Юпитера обусловлено наличием аэрозоля над облачной поверхностью. Анализ фотометрических характеристик показывает, что концентрация аэрозоля меняется со временем. Но это должно приводить к изменениям во времени спектральной отражательной способности в ультрафиолете, что согласуется с хорошо известными экспериментальными данными. Концентрация частиц в дымке статистически одинакова над светлыми и темными полосами и поэтому наличие аэрозоля должно приводить к планетарному характеру ультрафиолетового поглощения, который неоднократно отмечался [10, 17]. Если аэрозоль сильно поглощает в далеком ультрафиолете, свечение атмосферы в этой области спектра будет обусловлено только газом, находящимся над дымкой, и количество водорода, рассчитанное по этому свечению, должно быть меньше количества H_2 , найденного по молекулярному поглощению в ИК-области спектра. Между слоем облаков и дымкой находится около 0,74 полного количества газа в столбе атмосферы над облачной поверхностью [1, 7]. Отсюда количество H_2 , рассчитанное по коэффициенту отражения в далеком ультра-

фиолете, должно быть в 3,8 раза меньше количества H_2 , найденного по измерениям молекулярного поглощения в инфракрасной области спектра. Эта оценка находится в согласии с результатами наблюдений [11, 12].

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ, № 65, серия астрон., вып. 6, 1971.
2. S. Chandrasekhar, Donna Elbert and Ann Franklin. «Astroph. J.», Vol. 115, N 2, p. 244, 1952.
3. О. В. Мороженко, Е. Г. Яновицкий. «Таблиці для розрахунку інтенсивностей випромінювання атмосфер планет», 1964.
4. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ, № 52, серия астрон., вып. 5, 1970.
5. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ, № 28, серия астрон., вып. 3, 1967.
6. C. B. Pilcher and T. B. McCord. «Astroph. J.», Vol. 165, N 1, part 1, p. 195, 1971.
7. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ. Астрономия, вып. 7, 1972.
8. К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде, 1951, стр. 218.
9. И. Н. Глушнев. Сообщения астрон. ин-та им. Л. К. Штернберга, № 107, 1960.
10. В. В. Аврамчук. В сб. «Физика Луны и планет». Киев, «Наукова думка», 1966, с. 83—90.
11. J. A. Greenspan, T. Owen. «Science», 1967, 156, N 3781, p. 1489—1494.
12. T. Owen, H. P. Mason. «J. Atmosph. Sci.», 1969, 26, N 5, part I, p. 870—873.
13. А. Н. Аксенов, З. Н. Григорьева, Н. В. Прибоева, З. Г. Романенко, В. Г. Тейфель. Физика планет. Алма-Ата, 1967.
14. А. В. Харитонов, Л. Н. Князева. «Астрон. ж.», 44, стр. 745, 1967.
15. Е. А. Макарова, А. В. Харитонов. «Астрон. ж.», 45, стр. 752, 1968.
16. Ю. А. Егоров, В. Г. Тейфель, Г. А. Харитонova. «Астрон. циркуляр АН СССР», № 656, 1971.
17. В. Г. Тейфель. «Атмосфера планеты Юпитер», 1969.

Н. Н. Евсюков

ОБЩАЯ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В работе приведена усредненная картина распределения цвета по лунному диску, сделан вывод о глобальной неоднородности Луны по этому параметру. Приводятся доводы в пользу существования связи цвета с физико-химическими свойствами лунных пород, оценивается характер информации, которую можно получить из глобального исследования оптических характеристик лунной поверхности.

Целью настоящей работы является выявление общих закономерностей в распределении цвета по видимому полушарию Луны и оценка информативности глобального колориметрического исследования Луны.

Данные, приведенные в работе, взяты из карты цвета видимого полушария Луны, построенной автором совместно с ИКИ АН СССР путем эквиденситометрической обработки пары снимков Луны (позитив — негатив) в областях спектра $\lambda = 0,38 \mu$ и $\lambda = 0,62 \mu$. Указанные снимки Луны при угле фазы $\alpha = 2^\circ$, были получены на телескопе АЗТ-8 Астрономической обсерватории Харьковского госуниверситета.

В качестве характеристики цвета был выбран колор-индекс вида $C = \frac{\rho(0,62\mu)}{\rho(0,38\mu)}$, где ρ — нормальное альbedo. Точность определения колор-индексов (без учета точности определения нуля — пункта системы) около 1%. Такой точности удалось достичь путем их усреднения по трем независимым системам эквиденсит, полученным для различных пар снимков. Общий интервал изменения цвета ($C_{\min} = 1,03$, $C_{\max} = 1,44$) был разбит эквиденситами на 17 участков.

В первую очередь представляло интерес выявление общих закономерностей в распределении цвета по Луне, то есть выявление различий цвета в масштабе всего диска. Для этой цели была применена методика, использовавшаяся ранее для обработки карты альbedo [1]. В данном случае задача упрощается, поскольку площадь морской поверхности, значительно отличающейся по цвету от материковой, гораздо меньше, чем это было в случае альbedo.

Суть методики заключается в следующем. Поскольку морская поверхность, несомненно, моложе материковой и на ее месте некогда существовал материк, ее можно рассматривать как некую преграду, скрывшую от нас часть материковой поверхности. Экстраполируя на моря ход колор-индекса на материке, можно получить некую усредненную картину распределения цвета по Луне. Можно думать, что такая картина будет близка той, которая существовала бы на Луне, если бы моря не возникли.

Подобное построение интересно в двух аспектах. Во-первых, оно позволяет выяснить общую колориметрическую структуру Луны и, в конечном счете, определить степень глобальной неоднородности Луны по этой характеристике ее поверхности. Во-вторых, имея хотя бы приблизительное представление о свойствах подстилающей поверхности для лунных морей, можно выяснить, является ли морская поверхность чужеродным веществом, покрывшим материк, или же ее свойства коррелируют со свойствами подстилающей поверхности, что может свидетельствовать о взаимодействии материковой и морской поверхности, либо о превращении первой во вторую.

В настоящей работе мы коснемся лишь первого аспекта задачи.

О втором аспекте можно лишь заметить, что для части морской поверхности упоминавшаяся корреляция несомненна, свой-

ства другой части поверхности кажутся независимыми от свойств подстилающей поверхности, однако в деталях картина распределения цвета по Луне слишком сложна, чтобы делать какие-либо выводы без дополнительного исследования.

Практически усредненная картина распределения цвета по лунному диску строилась следующим образом. Были сделаны 12 диаметральных разрезов карты цвета. Некоторые из них представлены на рис. 1. Для каждого из разрезов усредненный

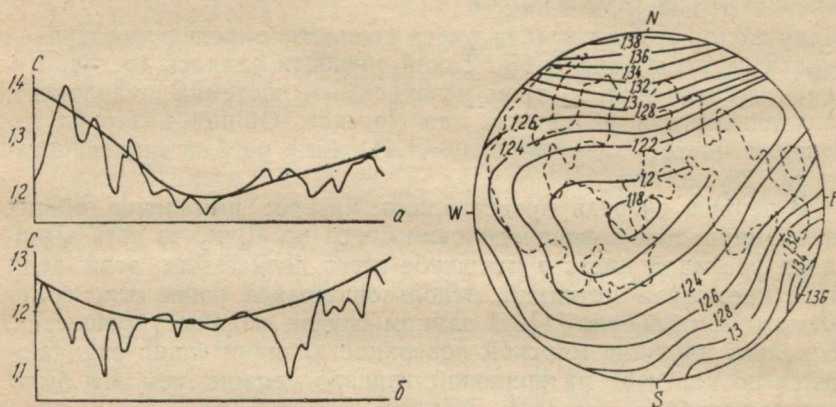


Рис. 1. Колориметрические разрезы лунного диска.

а) север — юг,
б) запад — восток.

Рис. 2. Усредненное распределение цвета по Луне.
(пунктиром очерчена область экстраполированных данных).

ход колор-индекса на материке экстраполировался на моря. Снятые из усредненных разрезов значения колор-индекса по их координатам наносились на схему Луны. Соединив плавной линией точки с одинаковыми колор-индексами, получили усредненную картину распределения цвета по Луне. Она представлена на рис. 2. Из этого рисунка видно, что различия колор-индекса на материке заключены в пределах $1,18 \div 1,38$, что составляет около половины общего интервала различий цвета для Луны. Следовательно, различия цвета на материке столь же существенны, как и различия цвета море-материк. Аналогичный вывод был сделан в работе [1] в отношении альбеда. В данном случае этот вывод тем более очевиден, что границы цветовых провинций зачастую не совпадают с контурами морей. Геометрически картину распределения цвета по Луне можно представить следующим образом. Наиболее красные области тяготеют к полярным районам. Центр северной красной области практически совпадает с северным полюсом. Центр южной красной области значительно сдвинут к востоку и расположен фактически на

юго-востоке. Возможно, правда, что причиной подобного смещения является низкий колор-индекс обширной области, занятой выбросами из кратера Тихо. К сожалению, не имея колориметрических данных для обратной стороны Луны, не представляется возможным уточнить ход цвета для этой области. Это, естественно, относится ко всем областям, прилегающим к лимбу. Подобное уточнение тем более существенно, что замечается падение колор-индекса к краю на расстояниях от него $0,04 \div 0,15$ радиуса Луны. Судя по тому, что это падение замечается практически на всех разрезах, можно думать, что оно связано не с изменением истинного цвета поверхности, а со слабой зависимостью цвета либо от условий наблюдения ($\epsilon \rightarrow 90^\circ$), либо от условий освещения ($i \rightarrow 90^\circ$). Сразу же возникает вопрос, не связан ли общий ход цвета по Луне с подобной зависимостью. На этот вопрос следует ответить отрицательно, поскольку указанный ход очень сильно зависит от азимута и для некоторых азимутов практически отсутствует.

Второй геометрической особенностью полученной картины цвета является наличие обширного пояса с низким колор-индексом, протянувшегося под небольшим углом к экватору. В западных районах лунного диска пояс более обширный и смещен к югу, в восточных районах он становится уже и смещается к северу. При приближении к лимбу как с одной стороны, так и с другой ширина пояса резко уменьшается. С западной стороны зона с низким колор-индексом заканчивается, не доходя до лимба, с восточной стороны она становится очень узкой и, нужно думать, не имеет существенного продолжения на обратной стороне. Таким образом, в указанной зоне находится основная площадь морской поверхности. Следует еще раз подчеркнуть, что усреднение хода колор-индекса было проведено лишь для материка и не зависит от цвета морской поверхности. Наличие зоны с низким колор-индексом вовсе не связано с тем, что в этой зоне находятся моря с самым низким колор-индексом для лунной поверхности. Если и существует причинная связь между этими фактами, то она обратная — моря возникли в зоне с низким колор-индексом.

Наличие в экваториальной области Луны обширной зоны с низким колор-индексом свидетельствует о глобальной неоднородности лунной поверхности по этой ее характеристике. К сожалению, не имея колориметрических данных для обратной стороны Луны, о характере этой неоднородности можно лишь делать предположения. Аналогичное затруднение возникало при обработке карты альбеда [1]. Пользуясь той же аргументацией, в частности, геометрией картины распределения цвета на видимой стороне, тем фактом, что основная площадь морской поверхности расположена в зоне с пониженным колор-индексом и, весьма вероятно, генетически с ней связана, и тем, что на обратной стороне Луны моря практически отсутствуют, можно

сделать вывод-предположение: зона с пониженным колор-индексом свойственна только видимой стороне Луны, колориметрические характеристики обратной стороны близки к характеристикам полярных областей, видимых с Земли.

Следует заметить, что распределение альbedo [1] показывает существование близкой по геометрии зоны с пониженным альbedo. В работе [2] было показано, что практически вся морская поверхность сформировалась в этой зоне и, вероятно, генетически с ней связана.

Если бы удалось проверить и доказать сделанное выше предположение (так же, как и аналогичное предположение в отношении альbedo), то есть доказать существование асимметрии видимой и обратной стороны Луны по этим параметрам (ниже мы покажем, что их можно считать независимыми), стала бы ясной причина асимметрии в расположении морей на Луне и мы приблизились бы к пониманию причин их возникновения и характера происходивших при этом процессов.

Однако прежде чем решать поставленную выше задачу, следует выяснить более четко, какого рода информацию можно получить из колориметрических исследований. Поскольку практически вся информация, которую мы получаем при помощи оптических исследований, относится к самому верхнему слою лунной поверхности, находящемуся в особых условиях вакуума метеоритной бомбардировки, действия различного рода космических излучений, весьма значительного перепада температур,— существует опасность, что исследуемые свойства поверхностного слоя вовсе не связаны со свойствами более глубоких слоев и определяются лишь указанными внешними воздействиями. В таком случае оптические характеристики поверхности должны меняться со временем и, следовательно, зависеть от возраста пород.

Исследование образцов лунного грунта показало, что их оптические свойства близки тем, которые определялись при помощи наземных оптических методов, то есть получаемая информация об оптических характеристиках лунной поверхности относится к лунным породам.

Тем не менее существует мнение о связи оптических характеристик лунной поверхности — альbedo, цвета с возрастом пород. Это мнение, в основном, базируется на утверждениях: 1) моря — моложе материка, 2) моря — темнее материка, 3) моря — синее материка. Отсюда делается вывод, что моря со временем светлеют и краснеют. Однако второе и третье утверждения отмечают лишь внешнюю сторону явления. В деталях распределение как альbedo, так и цвета по Луне настолько сложно, что его нельзя согласовать с концепцией существенного изменения оптических свойств лунной поверхности со временем.

В отношении альbedo этот вопрос наиболее полно был рассмотрен в работе [3].

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Если существует связь цвета с возрастом пород, границы морей обязаны быть одновременно и границами цветовых провинций. Отклонения от этого правила столь часты, что правило теряет силу. В отношении же провинций с наибольшими цветовыми контрастами это, скорее, исключение.

2. Для двух областей морской поверхности — Океана Бурь и Моря Спокойствия есть данные об абсолютном возрасте пород. Этот возраст столь различен (2,4 млрд. лет и 3,7 млрд. лет соответственно [4]), что связь цвет — возраст должна бы проявиться. Тем не менее, по цвету эти области почти не отличаются, и для других морей последовательность их лавового заполнения не коррелирует с цветом.

3. Распределение цвета на материке (рис. 2) нельзя объяснить различием его возраста в различных районах Луны, тем более, что нет никаких свидетельств о меньшем возрасте материка в экваториальных районах по сравнению с полярными.

Приведенные факты свидетельствуют одновременно и об отсутствии жесткой связи цвета с морфологией поверхности и с альбедо. Тот факт, что моря в среднем синее материка, связан, скорее всего, с тем, что моря отличаются от материка сразу по нескольким параметрам, однако характер этих различий существенным образом зависит от выбора параметра. Таким образом, исследования альбедо и цвета дополняют друг друга, но не повторяют.

Из приведенного рассуждения видно, что цвет, так же, как и другие оптические характеристики, дает информацию о физико-химических свойствах лунной поверхности. При этом различные оптические параметры связаны, вероятно, с различными физико-химическими характеристиками лунных пород либо с их комплексами.

Использование только оптических методов не позволяет выяснить как количественный, так и качественный характер этой связи. Лишь непосредственное изучение свойств лунных пород в различных, оптимально отобранных районах, по заранее разработанной программе, могло бы установить эту связь. В настоящее же время практически вся информация подобного рода относится к областям, чрезвычайно близким по своим оптическим свойствам.

Пока можно строить лишь предположения о характере указанной связи. Так, фазовые градиенты яркости и поляризация могут быть, в основном, связаны с морфологическими особенностями поверхности; различия в альбедо, по-видимому, связаны с различием физических процессов формирования лунной поверхности в различных районах и, возможно, с различием химических свойств пород: цвет, как спектральная характеристика, может определяться химическим и петрографическим составом

пород. Возможно, что каждый из оптических параметров связан одновременно с несколькими характеристиками пород.

Тем не менее, непонимание этой связи не препятствует глобальному исследованию оптических характеристик Луны уже в настоящее время. Конечной целью такого исследования можно считать проведение многопараметрического районирования лунной поверхности с тем, чтобы на его основе впоследствии построить картину распределения по Луне физико-химических свойств ее пород.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Евсюков. О физической природе альbedo лунной поверхности, ч. I. «Астрономический вестник», (в печати).
2. Н. Н. Евсюков. «Астрон. ж.», 50, вып. 1, 1973.
3. Н. Н. Евсюков. «Астрон. ж.», 49, вып. 5, 1972.
4. R. B. Baldwin. «Icarus», 1970, 13, N 2, 215—225.

Н. Н. Евсюков

СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЦВЕТА ПО ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Совместно с ИКИ АН СССР нами была выполнена карта цвета видимого полушария Луны. В качестве основы для ее построения использованы снимки Луны в участках спектра $\lambda = 0,62\mu$ и $\lambda = 0,38\mu$ при угле фазы $\alpha = 2^\circ$ с угловым разрешением $\sim 2''$. Снимки получены на телескопе АЗТ-8 Астрономической обсерватории Харьковского госуниверситета. Сложение позитива ($\lambda = 0,62\mu$) с негативом ($\lambda = 0,38\mu$) при равенстве наклона характеристических кривых пластинок позволило исключить альbedo поверхности и получить снимок, передающий распределение цвета по Луне. Правильность исключения альbedo контролировалась по исчезновению границы море—материк в некоторых районах Луны (Залив Радуги, восточная часть Моря Дождей). При этом на материке появляется ряд областей, не совпадающих с видимыми деталями.

Из двух пар изображений Луны было получено несколько снимков, передающих распределение цвета. Три из них были отобраны для дальнейшей обработки, осуществленной методом эквиденситометрии. Получено три системы эквиденсит. При составлении карты проведено усреднение по ним.

Для калибровки карты сделан ряд аналогичных фотометрических разрезов исходных снимков Луны при $\lambda = 0,62\mu$ и $\lambda = 0,38\mu$. Пара таких разрезов позволяла получить один разрез карты цвета. В качестве характеристики цвета выбран колориндекс вида $C = \rho(0,62\mu) / \rho(0,38\mu)$, где ρ — нормальное альbedo

в соответствующем спектральном участке. Абсолютная калибровка карты требует знания спектрального хода альбеда для некоторых лунных деталей. Такие данные взяты из работы [1]. Следует отметить, что различия колор-индекса, полученные из этой работы, хорошо согласуются с различиями его для карты цвета.

При составлении карты были выделены 34 уровня с различающимся цветом. Однако при осуществлении калибровки ока-

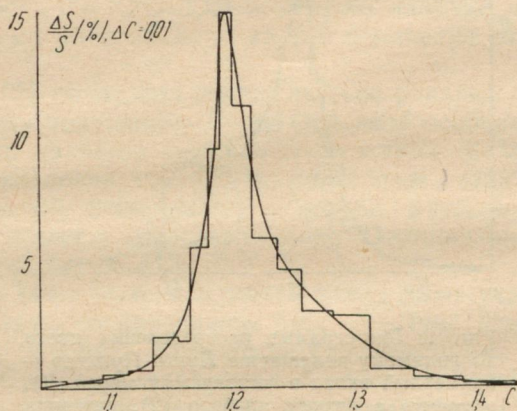


Рис. 1. Гистограмма распределения цвета по лунному диску.

залось, что различия для соседних уровней находятся на пределе точности данного метода построения карты и ее калибровки. Поэтому привязка эквиденсит осуществлена лишь для половины из них. Точность привязки, оцененная по разбросу значений C , составляет 1% (без учета точности абсолютной привязки).

Было решено провести исследование статистического распределения колор-индекса по лунной поверхности, поскольку представляет интерес сравнение этого распределения с найденным ранее [2] распределением альбеда по Луне. Подобного рода исследования с использованием для статистики отдельных деталей проводились некоторыми авторами [3, 4]. Однако небольшое количество использованных деталей позволяло получить на гистограмме лишь несколько участков (~5).

Построение гистограммы распределения колор-индекса по Луне проводилось следующим образом. Лунный диск был разбит на 17 областей равного колор-индекса, для границ которых имелись значения C . Площади областей измерялись планиметром. Полученные значения относительной площади делились на соответствующие интервалы колор-индекса в сотых долях его. Таким образом, полученная гистограмма соответствует значению

$\Delta C = 0,01$. Приведена она в таблице и на рис. 1. Как видно из рисунка, отклонения гистограммы от средней кривой не существенны, и, поскольку случайная ошибка в определении C , равная полуширине прилегающего интервала, должна приводить к колебаниям в значении $\frac{\Delta S}{S}$ ($\Delta C = 0,01$) примерно в 2 раза, эта ошибка не превышает $1/4$ интервала, то есть $\sim 0,5\%$.

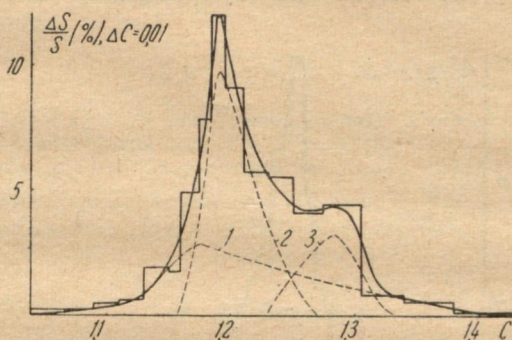


Рис. 2. Гистограмма распределения цвета по видимому полушарию Луны. Пунктир — примерный вклад в гистограмму морей (1), материка с низким альбедо (2), материка с высоким альбедо (3).

Приведенное распределение цвета соответствует лунному диску. Поскольку нельзя считать равномерным распределение по Луне площадей с равными колор-индексами, было интересным пересчитать полученное распределение на полусферу.

N	$\frac{\Delta S}{S} (\%), \Delta C = 0,01$	C_1	C_2	N	$\frac{\Delta S}{S} (\%), \Delta C = 0,01$	C_1	C_2
1	0,23	1,04	1,06	10	11,2	1,19	1,21
2	0,21	1,06	1,09	11	5,91	1,21	1,23
3	0,53	1,09	1,11	12	4,64	1,23	1,25
4	0,68	1,11	1,13	13	2,99	1,25	1,27
5	2,02	1,13	1,15	14	2,83	1,27	1,30
6	1,86	1,15	1,16	15	0,65	1,30	1,34
7	5,60	1,16	1,17	16	0,35	1,34	1,38
8	9,50	1,17	1,18	17	0,05	1,38	1,42
9	14,9	1,18	1,19				

Пересчет проведен приближенно, более точно для небольших площадей, которым соответствуют интервалы C : $C = 1,04 \div 1,16$ и $C = 1,25 \div 1,42$. Полученная гистограмма приведена на рис. 2. Из сравнения рис. 1 и рис. 2 видно, что указанный пересчет по-

вышает роль в распределении больших значений колор-индекса. Связано это с расположением самых красных областей, в основном, у лимба.

Рассмотрение рис. 2 позволяет сделать некоторые выводы о свойствах кривой распределения цвета по Луне.

1) Кривая обладает ярко выраженной асимметрией относительно основного максимума при $C=1,19$. Это означает, что существующий на Луне разброс колор-индексов нельзя приписать случайному их отклонению от среднего значения.

2) В области $C=1,28-1,29$ возможно наличие дополнительного максимума либо области малого изменения относительной площади.

В работе [2] приведено статистическое распределение альбедо по видимому полушарию Луны. Основной особенностью этого распределения является наличие трех четких максимумов на кривой распределения, соответствующих трем различным территориям на лунной поверхности — морям, материку с низким альбедо и материку с высоким альбедо. Соотношение их площадей следующее: 31—56—13.

Интересно было выяснить, какой вклад дают указанные территории в кривую распределения цвета по Луне. При сравнении карт альбедо и цвета оказалось, что максимум на кривой (рис. 2) при $C=1,19$ соответствует, в основном, материку с низким альбедо, а дополнительный максимум при $C=1,28-1,29$ примерно соответствует материку с высоким альбедо. Моря же фактически не нашли своего отражения на кривой. Это вызвано тем, что различия цвета в лунных морях превышают его различия на материке. Так, области с $C=1,04-1,16$ соответствуют практически только морям (лишь колор-индекс Аристарха попадает внутрь указанного интервала), область с $C=1,34-1,42$ также соответствует морской поверхности (лишь небольшая часть этой области занята материком), кроме того, значительная часть морской поверхности обладает колор-индексами, типичными для материка. Пожалуй, трудно отыскать колор-индекс из всего интервала для Луны, который бы не встречался в морях. На рис. 2 пунктиром показан примерный вклад, который дает каждая из указанных выше территорий в кривую распределения цвета по Луне.

Из приведенных данных не следует, что на Луне отсутствуют границы в цвете. Существуют как небольшие перепады цвета, чаще всего на границах морей, так и значительные (такие границы чаще всего проходят внутри морей), однако значения колор-индекса по обе стороны границы сильно меняются по Луне. Это и приводит к тому, что на кривой распределения цвета подобные границы не выделяются.

В заключение можно сказать, что распределение цвета по лунной поверхности значительно отличается от распределения альбедо. Та связь альбедо-цвет, которая обычно выражается

словами «ярче — краснее», является лишь грубым приближением к действительности. Эта зависимость гораздо сложнее и, исходя из рис. 2, по-видимому, различна для морей и материка. Кроме того, сравнение карт альbedo и цвета показывает, что характер указанной зависимости может существенно различаться по Луне. В таком случае построение диаграмм альbedo—цвет для различных районов лунной поверхности может оказаться весьма перспективным.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Younkin. «Astron. J.», 75, № 7, 831—841, 1970.
2. Н. Н. Евсюков. «Астрон. ж.», 50, вып. 1, 1973.
3. Н. Н. Сытинская. «Астрономический вестник», т. 1, вып. 3, 151 — 157, 1967.
4. R. L. Wilday, H. A. Pohn. «Astron. J.», 69, № 8, 619, 1964.

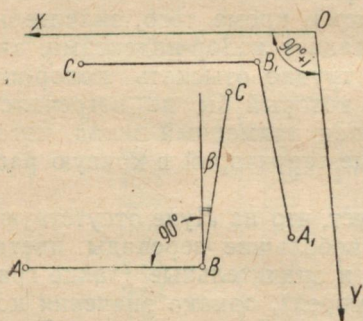
П. П. Павленко

СРАВНЕНИЕ ПРИБОРОВ УИМ-21 И КИМ-3

1. УИМ-21

Угол между направляющими линейками. Угол между линейками в общем случае равен $90^\circ + i$, причем i в измерительных приборах обычно равно нескольким секундам дуги. Его можно определить из следующих соображений.

На прозрачную стеклянную пластинку напыляется черная



Угол между направляющими линейками.

тушь и подбираются три пятнышка туши диаметром в несколько микрон. Пятнышки подбираются таким образом, чтобы угол между линиями, соединяющими пятнышки A, B и B, C , был равен около 90° (на рисунке он равен $90^\circ + \beta$), а длины отрезков AB и BC были равны около 90 мм. Тогда, измеряя пластинку в двух положениях, отличающихся на 90° , можно найти угол i с точностью до десятых долей секунды.

Устанавливая пластинку, необходимо ее ориентировать таким образом, чтобы одна из ли-

ний (AB или BC) была строго параллельна одной из направляющих линеек (на рисунке — направляющей линейке X). Изме-

ряя координаты точек A, B, C и координаты тех же точек после поворота пластинки на 90° (A_1, B_1, C_1), получим:

$$x_B - x_C = l_{BC} \sin \beta + l_{BC} \operatorname{tg} i \cdot \cos \beta, \quad (1)$$

$$x_{B_1} - x_{A_1} = l_{AB} \cdot \sin \beta - l_{AB} \cdot \operatorname{tg} i \cdot \cos \beta, \quad (2)$$

где l_{AB} — длина отрезков AB и A_1B_1 , $\beta > 0$, l_{BC} — длина отрезков BC и B_1C_1 . Слагая уравнения (1) и (2), находим

$$x_B - x_C + x_{B_1} - x_{A_1} = (l_{AB} + l_{BC}) \cdot \sin \beta, \quad (3)$$

так как i должно быть меньше $1'$ и $l_{BC} - l_{AB}$ можно всегда подобрать меньше 1 мм. Из уравнения (3) находим β . Затем из уравнений (1), (2) находим i .

Измерялись две пластинки ($\beta > 0$ и $\beta < 0$), каждая в 4 положениях, отличающихся последовательно друг от друга на 90° . Для различных положений пластинки, а также для $\beta > 0$ и $\beta < 0$ формулы для вычислений аналогичны формулам (1), (2) и отличаются лишь знаками слагаемых.

При вычислениях учитывались инструментальные поправки прибора [4]. Получены следующие значения угла i : $+0''$, 1 , $+0''$, 1 (для одной пластинки $\beta = +1^\circ 11' 31''$, $l_{AB} = 97,4564$ мм, $l_{BC} = 91,3301$ мм); $0''$, 0 , $-0''$, 1 (для другой пластинки $\beta = 36' 56''$, $l_{AB} = 91,6274$ мм, $l_{BC} = 91,8951$ мм).

Таким образом, $i = 0$, $''0 \pm 0$, $''1$. Такая точность определения i при измерении отрезка длиной около 100 мм даст в худшем случае ошибку $\pm 0,05$ мк.

Оценка точности измерений на приборе. Точность измерений в значительной степени зависит от четкости и размеров объектов.

Для оценки точности измерялись координаты двух пятнышек диаметром 3 мк и 5 мк на пластинке при различных положениях пластинки (табл. 1) и вычислялась длина отрезка между ними. Средняя квадратическая ошибка одного наведения составляла $\pm 0,15$ мк по X и $\pm 0,20$ мк по Y . На каждое пятнышко делалось 4 наведения. Таким образом, средняя квадратическая ошибка измерения одной точки в одном положении пластинки составила $\pm 0,07$ мк по X и $\pm 0,10$ мк по Y . Если же сравнивать измерения двух точек в различных положениях пластинки, то необходимо учитывать инструментальные поправки. Ошибки, возникающие из-за неточного знания инструментальных поправок, следующие [4]: средняя квадратическая ошибка поправок делений шкал $\pm 0,1$ мк (по обоим шкалам); случайная ошибка нанесения спирали на пластинку микрометра около $\pm 0,1$ мк (по обоим микрометрам); ходовая ошибка микрометра $\pm 0,1$ мк (по обоим микрометрам); периодическая ошибка микрометра $\pm 0,05$ мк (по микрометру X) и $\pm 0,1$ мк (по микрометру Y);

ошибка рэна $\pm 0,05$ мк (по обоим микрометрам); ошибка поправок за кривизну направляющих линеек, которая определялась через каждые 10 мм, $\pm 0,1$ мк (по обоим шкалам); ошибка интерполирования поправок за кривизну направляющих линеек $\pm 0,1$ мк (по обоим шкалам). Температура во время измерений изменялась мало (не более $0,5$ град/ч) и с постоянной скоростью, а в течение часа перед измерениями не было резких температурных изменений. Поэтому средняя квадратическая ошибка измерения одной точки (при 4 наведениях), связанная с изменением температуры, составляет $\pm 0,05$ мк по X и $\pm 0,1$ мк по Y . Все измерения проведены при температуре $21,5-22,0$. Так как все упомянутые выше ошибки независимые, то средняя квадратическая ошибка измерения одной точки составляет $\pm 0,25$ мк по X и $\pm 0,29$ мк по Y . Измерения проводились с поворотом пластинки на 180° , поэтому окончательная средняя квадратическая ошибка измерения одной точки составляет $\pm 0,18$ мк по X и $\pm 0,21$ мк по Y . Средняя квадратическая ошибка измерения длины отрезка между двумя точками в одном положении пластинки должна составлять $\pm 0,4$ мк.

В табл. 1 даны результаты измерения отрезка для 7 положений пластинки. Средняя квадратическая ошибка измерения длины отрезка в одном положении оказалась равной $\pm 0,5$ мк, что говорит о неплохом согласии с теорией. Интересно отметить, что, если не учитывать инструментальные поправки, то эта ошибка увеличится до $\pm 0,8$ мк.

Таблица 1

Результаты измерения длины отрезка (в 0,1 мк)

Положение пластинки (наклон отрез- ка к оси Y в градусах)	С учетом инструменталь- ных поправок		Без учета инструменталь- ных поправок	
	длина отрезка	отклонение от среднего	длина отрезка	отклонение от среднего
0	918945	+8	918955	+13
15	918938	+1	918944	+2
30	918928	-9	918929	-13
45	918934	-3	918940	-2
60	918938	+1	918945	+3
75	918938	+1	918944	+2
90	918939	+2	918934	-8
среднее	918937	± 5	918942	± 8

2. КИМ-3

Шкалы. Шкалы исследованы методом, изложенным в работе [2]. В качестве опорных были взяты следующие деления: 6, 18, 30, 42, 54, 66, 78, 90, 102, 114, 126, 138, 150, 162, 174, 186, 198, 210, 222, 234, 246, 258, 270, 282, 294. Поправки делений

Таблица 2

Поправки делений шкалы X (в 0,1 мк, со знаком +)

X	Δx	X	Δx	X	Δx	X	Δx	X	Δx	X	Δx	X	Δx	X	Δx
0	0	38	19	76	33	114	34	152	40	190	38	228	37	266	50
1	12	39	20	77	40	115	31	153	44	191	39	229	35	267	50
2	14	40	22	78	34	116	32	154	42	192	43	230	34	268	54
3	13	41	21	79	34	117	34	155	38	193	41	231	35	269	48
4	16	42	21	80	33	118	36	156	42	194	36	232	38	270	54
5	9	43	24	81	36	119	36	157	38	195	39	233	37	271	48
6	11	44	22	82	36	120	33	158	31	196	38	234	39	272	52
7	12	45	17	83	36	121	33	159	31	197	35	235	42	273	52
8	10	46	17	84	40	122	37	160	31	198	37	236	46	274	50
9	13	47	20	85	34	123	39	161	22	199	36	237	43	275	51
10	11	48	21	86	41	124	40	162	32	200	39	238	41	276	47
11	8	49	17	87	39	125	40	163	44	201	42	239	41	277	50
12	6	50	25	88	36	126	40	164	38	202	42	240	46	278	50
13	10	51	22	89	35	127	40	165	39	203	40	241	46	279	50
14	7	52	18	90	33	128	39	166	38	204	42	242	50	280	50
15	9	53	21	91	33	129	34	167	39	205	38	243	48	281	51
16	12	54	18	92	35	130	43	168	41	206	38	244	55	282	51
17	15	55	26	93	37	131	42	169	37	207	40	245	53	283	53
18	16	56	29	94	35	132	43	170	39	208	34	246	51	284	48
19	12	57	26	95	35	133	38	171	38	209	38	247	48	285	51
20	14	58	25	96	34	134	40	172	40	210	38	248	49	286	55
21	21	59	28	97	41	135	42	173	40	211	39	249	55	287	48
22	20	60	28	98	31	136	44	174	34	212	39	250	54	288	58
23	19	61	35	99	33	137	39	175	38	213	36	251	51	289	44
24	16	62	30	100	32	138	39	176	36	214	32	252	45	290	55
25	23	63	28	101	38	139	36	177	38	215	31	253	49	291	53
26	24	64	26	102	37	140	42	178	40	216	39	254	47	292	56
27	23	65	25	103	31	141	42	179	41	217	32	255	40	293	54
28	26	66	29	104	36	142	39	180	42	218	30	256	42	294	57
29	22	67	31	105	31	143	42	181	40	219	34	257	40	295	54
30	21	68	31	106	29	144	42	182	40	220	28	258	42	296	51
31	19	69	38	107	33	145	42	183	41	221	32	259	43	297	48
32	24	70	38	108	34	146	37	184	46	222	41	260	50	298	56
33	32	71	34	109	31	147	40	185	38	223	34	261	47	299	60
34	27	72	38	110	30	148	37	186	34	224	36	262	54	300	61
35	27	73	34	111	36	149	41	187	38	225	39	263	48	—	—
36	28	74	33	112	32	150	36	188	36	226	45	264	48	—	—
37	18	75	36	113	31	151	39	189	41	227	35	265	43	—	—

шкал приведены в табл. 2, 3. Средняя квадратическая ошибка поправок составляет $\pm 0,2$ мк.

Рэн. Рэн по X оказался равным $-0,91 \pm 0,06$ мк, по Y — $-0,08 \pm 0,06$ мк (в интервале 100—200 мм).

Поворот каретки. Поворот каретки предметного стола [1] оказался практически неощутимым. Об этом можно судить по результатам определения угла между направляющими линейками. Кроме того, в 1969 г. наряду с основными исследованиями кривизны направляющих линеек по измерениям пластинки [3] проводились определения кривизны линеек после смещения пластинки по одной из осей на 50 мм. Результаты в обоих случаях

Таблица 3

Поправки делений шкалы У (в 0,1 мк, со знаком +)

У	Δу	У	Δу	У	Δу	У	Δу	У	Δу	У	Δу	У	Δу	У	Δу
0	0	38	24	76	34	114	26	152	28	190	23	228	24	266	23
1	6	39	29	77	37	115	26	153	30	191	25	229	30	267	24
2	13	40	30	78	31	116	28	154	28	192	25	230	26	268	23
3	6	41	30	79	31	117	24	155	29	193	24	231	24	269	17
4	14	42	26	80	30	118	27	156	29	194	23	232	30	270	21
5	7	43	31	81	31	119	27	157	27	195	25	233	22	271	17
6	8	44	31	82	33	120	24	158	24	196	25	234	24	272	22
7	16	45	33	83	34	121	29	159	30	197	23	235	24	273	13
8	10	46	37	84	33	122	30	160	27	198	22	236	18	274	19
9	6	47	35	85	30	123	31	161	27	199	22	237	20	275	20
10	15	48	32	86	33	124	32	162	29	200	22	238	14	276	21
11	14	49	29	87	28	125	30	163	30	201	26	239	25	277	16
12	15	50	28	88	32	126	30	164	26	202	26	240	22	278	16
13	18	51	34	89	26	127	30	165	29	203	23	241	22	279	18
14	16	52	28	90	33	128	30	166	25	204	32	242	23	280	18
15	24	53	28	91	32	129	31	167	28	205	27	243	20	281	20
16	22	54	26	92	28	130	31	168	28	206	27	244	21	282	27
17	21	55	26	93	33	131	31	169	25	207	31	245	21	283	20
18	18	56	25	94	30	132	28	170	30	208	29	246	23	284	13
19	21	57	28	95	31	133	30	171	24	209	30	247	20	285	13
20	15	58	26	96	29	134	30	172	24	210	23	248	28	286	17
21	17	59	24	97	33	135	32	173	25	211	27	249	31	287	19
22	21	60	28	98	26	136	29	174	24	212	27	250	19	288	28
23	20	61	26	99	29	137	27	175	25	213	24	251	17	289	17
24	20	62	26	100	27	138	26	176	21	214	25	252	18	290	18
25	27	63	28	101	30	139	27	177	23	215	25	253	23	291	15
26	20	64	26	102	27	140	32	178	24	216	26	254	32	292	18
27	24	65	28	103	31	141	31	179	24	217	26	255	23	293	23
28	22	66	29	104	33	142	27	180	23	218	25	256	22	294	18
29	31	67	29	105	30	143	31	181	27	219	25	257	23	295	17
30	24	68	25	106	30	144	29	182	25	220	27	258	13	296	20
31	25	69	31	107	34	145	29	183	25	221	26	259	26	297	19
32	29	70	28	108	28	146	27	184	29	222	27	260	25	298	27
33	23	71	28	109	26	147	26	185	26	223	27	261	22	299	27
34	25	72	29	110	27	148	25	186	27	224	25	262	34	300	—
35	24	73	35	111	29	149	31	187	25	225	27	263	26	—	—
36	26	74	33	112	28	150	26	188	23	226	29	264	22	—	—
37	23	75	32	113	28	151	30	189	23	227	30	265	19	—	—

были одинаковы, что также подтверждает отсутствие значительного поворота каретки [1].

Угол между направляющими линейками. Угол между линейками $90^\circ + i$ определялся с помощью тех же объектов на пластинке, которые применялись для определения аналогичного угла в приборе УИМ-21. Отличие было в том, что измерения проводились в 8 положениях пластинки, со сдвигом последней по шкалам. Угол i оказался при этом равным $+1''$, $2 \pm 1''$, 2 .

Оценка точности измерений на КИМ-3. Оценка точности измерений на КИМ-3 проводилась аналогично осуществленной для прибора УИМ-21. Теоретически средняя квадратическая

ошибка измерения длины отрезка около 100 мм для 8 наведений должна была составлять $\pm 0,8$ мк. Измерения дали ошибку $\pm 0,9$ мк.

3. СРАВНЕНИЕ ПРИБОРОВ КИМ-3 И УИМ-21

В приборе КИМ-3 окуляр общий для всех трех микроскопов: измерительного и двух отсчетных. Для работы на каком-либо из них необходимо включать соответствующий тумблер подсветки. Это удобно. Но необходимо предварительно, например во время установки прибора или накануне массовых измерений, добиться, чтобы фокусировка обоих отсчетных микроскопов была хорошо отрегулирована по общему окуляру, что представляет определенную трудность. В этом смысле УИМ-21 удобнее, так как окуляры всех трех микроскопов фокусируются независимо.

Процесс наведения объекта на измерительную сетку в приборе УИМ-21 более быстрый, так как наведение по одной из осей не дает сдвига по второй оси. В приборе КИМ-3 наведение по обеим осям необходимо проводить методом последовательных приближений, а это быстро получается лишь после значительной практики.

Измерительные сетки главных микроскопов различны в обоих приборах: в КИМ-3 — это квадраты различных размеров, в УИМ-21 — это тонкие штриховые линии. В зависимости от величины и четкости измеряемых объектов предпочтительнее измерять на одном или на другом приборе. Например, объекты диаметром 2—3 мк с большей точностью измеряются на УИМ-21, где их удобно биссектировать штрихами измерительной сетки. Объекты диаметром около 50 мк, наоборот, точнее измеряются с помощью КИМ-3, так как там имеются большие квадраты в измерительной сетке.

Увеличение отчетных микроскопов прибора КИМ-3 больше, чем прибора УИМ-21, поэтому точность одного отсчета по КИМ-3 больше, чем по УИМ-21.

Размеры отсчетных шкал (100×200 мм по УИМ-21, 300×300 мм по КИМ-3) позволяют на КИМ-3 измерять пластинки больших размеров, чем на УИМ-21.

Сравнение результатов исследований приборов КИМ-3 [3] и УИМ-21 [4] показывает, что одно и то же изменение температуры оказывает большее влияние на отсчеты по X прибора КИМ-3, чем по X прибора УИМ-21. По Y эффект прямо противоположный. Микрометры обоих приборов обладают очень маленькими ходовыми и периодическими ошибками. Шкалы также одинакового качества. Что касается направляющих линеек, то здесь предпочтение необходимо отдать прибору УИМ-21, так как поправки за кривизну линеек УИМ-21 почти на целый порядок

меньше по величине и, что особенно важно, не изменяются со временем и при различных температурах.

Как УИМ-21, так и КИМ-3 с успехом могут применяться при самых точных астрометрических работах, если учитывать инструментальные поправки этих приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Я. Бугославская, Б. И. Козаренко. Измерительный прибор КИМ-3.— «Труды ГАИШ», т. 3, М., 1961.

2. Х. И. Поттер и О. Н. Чудовичева. Исследование координатно-измерительной машины КИМ-3.— «Известия ГАО в Пулкове», т. 20, в. 4, № 157. Л., 1957 г.

3. П. П. Павленко. Исследование прибора КИМ-3.— «Вестник Харьковского ун-та. Астрономия». Вып. 6. Х., 1971.

4. П. П. Павленко. Дослідження приладу УИМ-21.— «Вісник Харківського ун-ту. Астрономія». Вип. 7. Х., 1972.

К. Н. Кузьменко, В. Х. Плужников

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГНУТИЯ НА ОСНОВАНИИ ТОЧЕК ЭКВАТОРА К СЕВЕРУ И К ЮГУ ОТ ЗЕНИТА

В 1904—14 гг. на меридианном круге Харьковской астрономической обсерватории определялись прямые восхождения и склонения 1407 звезд до 9-й звездной величины от $+79^\circ$ до полюса по склонению.

Наблюдения производили три наблюдателя: проф. Л. О. Струве, астроном — наблюдатель Н. Н. Евдокимов и ассистент Б. И. Кудревич.

Определения основаны на наблюдениях 106 опорных звезд из каталога NFK (от $+65^\circ$ до полюса по склонению). Каждая определяемая звезда наблюдалась 4 раза: в двух положениях круга и в двух кульминациях.

Таким образом, получено около 5500—6000 наблюдений определяемых звезд и около 5200 наблюдений главных, или опорных звезд.

В настоящее время мы заканчиваем обработку склонений и хотим доложить об определении гнутия на основании точек экватора к северу и к югу от зенита.

В 1914 г. (июнь—август) были проведены специальные наблюдения Л. О. Струве, К. Г. Гинце и Б. П. Герасимовичем для определения гнутия. Наблюдались северные и южные звезды.

Уравнение для определения точки экватора имеет вид

$$A = A_0 + \gamma(t - t_0) \pm x \pm \beta \sin Z - \gamma \cdot \cos Z,$$

где $A_0 = \frac{\sum_{i=1}^m A_i}{m}$, m — число звезд, γ — часовое изменение мес-

та экватора; β , γ — коэффициенты гнутия, Z — видимое зенитное расстояние, A — точка экватора, x — личная ошибка.

В первом приближении пренебрегаем влиянием гнутия и определяем ΔA , x , v по способу наименьших квадратов из условных уравнений вида:

$$v(t-t_0) \pm x - \Delta A = 0, \quad (2)$$

где

$$\Delta A = A - A_0$$

Если бы гнутия не было, то подстановка ΔA , x , v в уравнения (2) приводила бы к тождеству. В действительности после подстановки ΔA , x , v в уравнения (2) определяем невязки n' ,

$$v(t-t_0) \pm x - \Delta A = n'.$$

Принимая во внимание гнутие, получаем

$$\pm \beta \cdot \sin Z + \gamma \cos Z = n'.$$

Такие уравнения составлялись для каждой звезды и решались по способу наименьших квадратов отдельно для северных звезд, южных звезд и для всех звезд вместе.

Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

	Северные	Южные	Северные и южные вместе
β	$-0'',234 \pm 0'',013$	$+0'',507 \pm 0'',069$	$+0'',071 \pm 0'',044$
λ	$-0'',180 \pm 0,031$	$-0,332 \pm 0,069$	$-0,058 \pm 0,007$
m	144	141	285

С найденными значениями β и γ были вычислены поправки на гнутие точек экватора (табл. 2).

Следовало бы ожидать, что для среднего значения склонений ($\delta \approx +74^\circ$) главных звезд приближенно будет восполняться соотношение:

$$A_{в.к} \mp n' = A'_{н.к.} \mp n'_{н.к.}$$

или

$$\begin{aligned} d = A_{в.к.} - A'_{н.к.} &= \pm (n'_{в.к.} - n'_{н.к.}) = \pm (-0'',069 - 0'',093) = \\ &= \mp 0'',162 \begin{array}{l} KO \\ KW \end{array} \end{aligned}$$

Этого в действительности не оказалось.

Наблюдатель	d_0	d_w
Л. О. Струве	$-0'',052 \pm 0'',042$	$-0'',040 \pm 0'',036$
Н. Н. Евдокимов	$-0,165 \pm 0,052$	$+0,090 \pm 0,043$
В. И. Кудревич	$+0,079 \pm 0,061$	$-0,174 \pm 0,046$

Значения d_0 и d_w не оказались равными по абсолютной величине и противоположными по знаку, как можно было бы ожидать.

Возник вопрос, не является ли причиной такого разногласия то обстоятельство, что влияние гнутя, в которое несомненно вошло и влияние зальной рефракции, изменяется со временем года. Для проверки этого предположения были вычислены значения разности d из наблюдений, сделанных только в летние месяцы (июнь—август) 1909—1913 гг., т. е. в те месяцы, в которые произведено исследование гнутя (табл. 2).

Таблица 2

Наблюдатель	Круг	d	Вес
Л. О. Струве	O	$-0'',116$	61,5
	W	$+0,073$	88,8
Н. Н. Евдокимов	O	$-0,318$	22,3
	W	$-0,099$	50,0
В. И. Кудревич	O	$-0,303$	7,7
	W	$-0,216$	36,2

Веса определялись согласно следующим соображениям: для каждого вечера ($k=1, 2, \dots, l$) каждое наблюдение в верхней кульминации дает точку экватора A_i ($i=1, 2, \dots, r$), каждое наблюдение в нижней кульминации дает A_j ($j=1, 2, \dots, q$). Для каждого вечера вычислены средние арифметические

$$A_k = \frac{\sum_{i=1}^r A_i}{r}; \quad A'_k = \frac{\sum_{j=1}^q A_j}{q}$$

и разности $d_k = A_k - A'_k$ с весами $P_k = \frac{r \cdot q}{r + q}$.

Затем вычислены средние взвешенные из d_k , т. е.

$$d = \frac{\sum_{k=1}^e P_k d_k}{\sum_{k=1}^e P_k}$$

уклонения $\Delta_k = d_k - d$,

средняя квадратическая ошибка одного наблюдения

$$\varepsilon_1 = \pm \sqrt{\frac{\Sigma P_k \cdot \Delta_k^2}{n-1}}$$

и, наконец, средняя квадратичная ошибка результата d

$$\varepsilon = \pm \frac{\alpha}{\sqrt{\Sigma P_k}}$$

Вычисления сделаны для каждого наблюдателя и для КО и КВ отдельно.

Результаты приведены в табл. 3.

Таблица 3

Наблюдатель	n	$d_0 \varepsilon$	$d W \varepsilon$
Л. О. Струве	102	$-0'',052 \pm 0'',042$	$-0'',040 \pm 0'',036$
Н. Н. Евдокимов	74	$-0,165 \pm 0,052$	$+0,090 \pm 0,043$
Б. И. Кудревич	56	$+0,076 \pm 0,061$	$-0,174 \pm 0,046$

Значения d_0 и d_W не равны по абсолютной величине и противоположны по знаку. Поэтому соединение их в общее среднее (с переменной знака одного из слагаемых) признано нерациональным.

Согласно изложенному было решено гнутье во внимание не принимать, а исправлять точки экватора и склонения определяемых звезд постоянной разностью $d = A_{в.к} - A_{н.к}$ с надлежащим знаком (для каждого наблюдателя и положения круга d имеет свое значение).

Ввиду возможной зависимости d от времени года значения d были вычислены для лета (IV—XI месяцы), зимы (X—III месяцы) отдельно и для всего года (табл. 4).

Таблица 4

Наблюдатель		n	d_0	ε	n	d_W	ε
Л. О. Струве	Лето	62	$-0'',070$		84	$-0'',041$	
	Зима	40	$-0,025$		31	$-0,036$	
	Год	102	$-0,051$	$\pm 0'',042$	115	$-0,040$	$\pm 0'',036$
Н. Н. Евдокимов	Лето	36	$-0,146$		62	$-0,109$	
	Зима	38	$-0,193$		42	$-0,072$	
	Год	74	$-0,171$	$\pm 0,051$	104	$-0,093$	$\pm 0,043$
Б. И. Кудревич	Лето	31	$+0,141$		38	$-0,170$	
	Зима	25	$+0,025$		32	$-0,196$	
	Год	56	$+0,084$	$\pm 0,060$	70	$-0,183$	$\pm 0,047$

Разности $d_{\text{лето}} - d_{\text{год}}$ и $d_{\text{зима}} - d_{\text{год}}$ нигде не превосходят средней ошибки $d_{\text{год}}$, а поэтому окончательно приняты, независимо от времени года, следующие значения:

$$d = A - A' = A_{\text{в.к}} - A_{\text{н.к}}$$

	d_0	d_W
Л. О. Струве	-0",05	-0",04
Н. Н. Евдокимов	-0 ,17	+0 ,09
Б. И. Кудревич	+0 ,08	-0 ,18

К. Н. Кузьменко, Н. С. Олифер, В. Х. Плужников

О «СИСТЕМЕ» МЕРИДИАННОГО КРУГА ХАО ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ СКЛОНЕНИЙ В 1948—53 гг.

В 1948—53 гг. на меридианном круге ХАО доц. В. А. Михайлов проводил дифференциальные наблюдения фундаментального каталога слабых звезд по склонению. Большая занятость В. А. Михайлова административной, педагогической и методической работой в ХГУ, а главное — все ухудшающееся здоровье не позволили ему довести эту работу до конца. В настоящее время проводится обработка наблюдений В. А. Михайлова в системе FK_4 .

Программа работы состояла в наблюдении в каждом четырехчасовом участке прямого восхождения 11 основных 10-градусных зон и 1-2 смешанных вечеров. Каждый вечер наблюдалось две зоны.

Вычисление видимых мест опорных и определяемых звезд по нашей просьбе выполнено сотрудниками вычислительной лаборатории ГАО АН СССР на ЭВМ «Минск-22».

Вычисления точек экватора проводились по формуле:

$$A = M + \Delta M_2 + \Delta M_s + m + \Delta m_k + \Delta m_l + \rho - \delta,$$

где A — точка экватора; M — среднее из отсчетов 4-х микроскопов; ΔM_2 — поправка за рэн; ΔM_s — поправка за ошибки делений круга; m — отсчет окулярного микрометра, выраженный в секундах дуги; Δm_k — поправка за кривизну параллели; Δm_l — поправка за наклон нити; ρ — рефракция; δ — склонение.

Для получения системы инструмента были использованы как специальные ряды Кюстнера, так и обычные зонные вечера.

По каждому вечеру наблюдений были получены точки экватора A_i , вычисленные по опорным звездам и выравненные по формуле

$$\bar{A}_i = \frac{A_{i-2} + 2A_{i-1} + 3A_i + 2A_{i+1} + A_{i+2}}{9}.$$

Изучение хода выравненных точек экватора A_i показывает заметную корреляцию их с состоянием температурного режима.

Здесь необходимо отметить, что харьковский меридианный круг установлен в павильоне, который оставляет желать многого, как по своей устарелой конструкции, так и по местоположению.

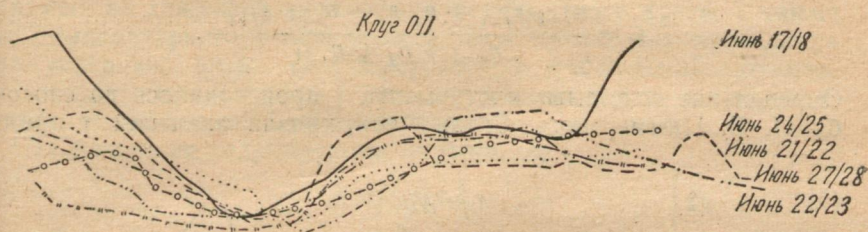


Рис. 1.

А именно: павильон железный (6×5 , 7×6 м) с одинарными гофрированными стенами, с запада защищен от солнечного нагревания деревьями, а с востока к нему примыкает одноэтаж-

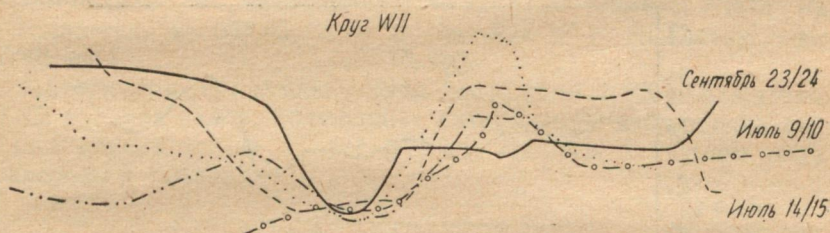


Рис. 2.

ное здание обсерватории. При таких условиях может возникнуть нарушение симметрии в распределении температуры внутри зала и непосредственно над ним. Разность температуры внутри зала и снаружи вызывает зальную рефракцию.

Разности между внутренней и наружной температурами, т. е. температурный градиент, колебались в пределах $+3^{\circ},5$ С; $+0^{\circ},2$ С.

Если температурный градиент оставался в течение вечера примерно постоянным, то расположение точек экватора как бы размазывалось, несколько приближаясь к равномерному распределению. Если же температурный градиент изменялся в течение вечера, то расположение точек экватора принимает очень своеобразные формы (см. рис. 1 и 2).

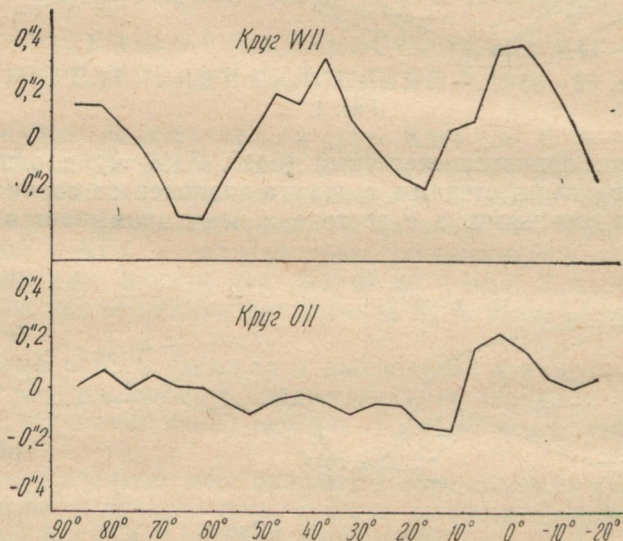
Таким образом, в нашем павильоне условия таковы, что дополнительная, т. е. зальная рефракция реально существует и ее влияние достаточно велико.

Затем внутри каждого опорного ряда были найдены отклонения ε_j отдельных точек экватора от их средних для вечера (или от их выравненных) значений.

Полученные ε_j были сглажены с учетом числа звезд в каждой зоне по формуле:

$$\bar{\varepsilon}_j = \frac{n_{j-1} \cdot \varepsilon'_{j-1} + n_j \cdot \varepsilon'_j + n_{j+1} \cdot \varepsilon'_{j+1}}{n_{j-1} + n_j + n_{j+1}}.$$

Определение «системы» инструмента γ производилось по способу Н. В. Циммермана. Сглаженная кривая значений γ пред-



ставляет собой ход со склонением систематических разностей «фундаментальная система-инструментальная система» (рис. 3).

В результате проведенной обработки наблюдений 1951 г. средняя квадратическая ошибка одного определения точки экватора равна: $\sigma = \pm 0''.32$.

Интересно отметить, что при разных положениях инструмента она несколько изменяется, а именно:

$$\sigma \pm 0''.28 \text{ KO}$$

$$\sigma \pm 0.34 \text{ KW.}$$

ЦЕНА ОБОРОТА ВИНТА МИКРОМЕТРА ХАРЬКОВСКОГО МЕРИДИАННОГО КРУГА

Данная работа посвящена определению цены оборота винта прямых восхождений микрометра меридианного круга, а также ее температурного коэффициента. Это нужно для приведения на «среднюю нить» «несимметричных» наблюдений, которые встретились при обработке каталога «ярких звезд» на харьковской астрономической обсерватории.

Наблюдения редуцируются по формуле

$$\pm nR_a \sec \delta, \quad (1)$$

где R_a — цена оборота винта;

δ — склонение звезды;

n — расстояние от нуляпункта до несимметричного контакта, причем знак минус берется для контактов, расположенных после «средней нити».

В большинстве случаев было $2 \gg n \gg 1$. Поэтому, чтобы ошибка редукиции (1) не превышала $0^s,001 \sec \delta$, необходимо знать R_a с точностью до $0^s,0005$, а $\sec \delta$ при $R_a \approx 3^s$ с точностью до $0,0001 \sec \delta$.

Материалом для исследования послужили 1083 наблюдения из 12 рабочих рядов, полученных автором при наблюдении каталога «ярких звезд» в зоне $0^\circ \div 90^\circ$. Данные о каждом ряде приведены в таблице.

Таблица

Дата	t_C^0	Вес	R_a	Дата	t_C^0	Вес	R_a
31/I-VIII-69	+18,8	98	3,2193	12/13-X-69	+ 5,9	81	3,2192
31/I-IX-69	+16,2	74	3,2192	8/9-IV-70	+ 5,0	121	3,2207
30/31-VIII-71	+14,4	140	3,2204	29/30-VIII-70	+ 0,5	94	3,2182
28/29-IV-70	+14,2	86	3,2196	9/10-III-70	— 4,4	99	3,2208
22/23-IX-71	+ 9,0	54	3,2200	11/12-I-70	—12,4	92	3,2212
26/27-IX-69	+ 6,8	52	3,2230	1/2-II-70	—23,5	92	3,2208

Каждое наблюдение звезды дает 10 пар симметричных контактов, из которых отбирались 9 пар, разделенных двумя оборотами. Цена оборота вычислялась по формуле

$$R_a = \frac{\sum_{i=1}^9 T'_i - \sum_{i=1}^9 T_i}{18 \sec \delta}. \quad (2)$$

Здесь T_i и T'_i моменты контактов соответственно до и после «средней нити». Если в числителе выражения (2) вместо минуса

поставить плюс, а в знаменателе убрать $\sec \delta$, то можно получить момент, близкий к среднему из 10 пар рабочих контактов, что служит дополнительным контролем вычисления.

Обычно за вес одного определения R_a принимают произведение nk , где k — число пар взятых контактов, отстоящих на n оборотов друг от друга. В нашем случае оно равно 18. Конечно, назначение весов по такому правилу весьма условно. Ведь моменты соседних контактов не являются строго независимыми в случайном отношении. Это связано в основном с короткопериодическими (порядка нескольких секунд) дрожаниями изображений звезд, а также личными ошибками наблюдателя при биссектировании звезды. К тому же, как показывает опыт многих наблюдателей, ошибка 1 контакта, приведенная к экватору, неодинакова для разных склонений.

Предварительное исследование не показало сколько-нибудь явного систематического хода R_a по склонению и по времени, а также различия ее для обоих положений инструмента. Можно только сказать, что эти эффекты, если и есть, то достаточно малы, чтобы ими можно было пренебречь на практике.

Каждый вечер дал условное уравнение вида

$$R_a = 3^s,22000 + x + yt_c,$$

где x — искомая поправка к приближенному значению;

y — температурный коэффициент;

t_c^0 — температура.

Решение этой системы условных уравнений по методу наименьших квадратов с весами, пропорциональными числу наблюдений в вечере, дало следующие результаты:

$$\begin{array}{rcl} x = 0^s,00029 & y = -0^s,000031 & \\ \pm 0^s,00032 & \pm 0^s,000025 & \end{array}$$

Средняя квадратичная ошибка определения R_a по вечере из 100 наблюдений получалась $\pm 0^s,001$, а одного наблюдения $\pm 0^s,010$.

При исследовании в 1969 г. ходовых ошибок винта с помощью специального микроскоп-микрометра автором было установлено, что ошибки хорошо представляются параболой $0^s,00052 n^2$, а кубический член практически отсутствует. Это дало возможность использовать для определения R_a наблюдения, охватывающие 13 оборотов, так как ходовые ошибки в разностях моментов до и после середины исключаются. Было обработано 65 прохождений звезд с разными склонениями, наблюдавшимися в диапазоне температур $\pm 20^\circ \text{C}$. Веса отдельных значений R_a колебались от 96 до 448, а в среднем 360.

И эти определения показали, что значение цены оборота практически не зависит ни от склонения, ни от направления

вращения винта и подтвердили существование температурного коэффициента, что видно из следующего результата:

$$R_{\alpha} = 3^s,22000 - 0^s,000038 t_c^{\circ} \\ \pm 0,00025 \quad \pm 0,000025$$

Значения R_{α} и температурного коэффициента, определенные двумя способами, удовлетворительно согласуются в пределах своих среднеквадратических ошибок. Это же косвенно свидетельствует о пренебрежимой малости неучтенных ходовых ошибок винта прямых восхождений.

Точность определения цены оборота по одной звезде с весом 360 получилось $\pm 0^s,002$.

Соединяя в среднее обе цены оборота, согласно их среднеквадратическим ошибкам, получаем окончательно в среднем времени:

$$R_{\alpha} = 3^s,22011 - 0^s,000034 t_c^{\circ} \\ \pm 0,00020 \quad \pm 0,000018$$

или в звездном времени:

$$R_{\alpha} = 3^s,22893 - 0^s,000034 t_c^{\circ} \\ \pm 0,00020 \quad \pm 0,000018$$

Этот результат заметно отличается от R_{α} , полученного профессором Н. Н. Евдокимовым *.

$$R_{\alpha} = 3^s,22509 - 0^s,000006 t_c^{\circ} \\ \pm 0,00030 \quad \pm 0,000022$$

Объяснить это можно, по-видимому, тем, что за прошедшие 60 лет инструмент разбирался, микрометр снимался, чистился, производилась перефокусировка.

Температурный коэффициент реален. Он близок по оценке, произведенной в работе Н. Н. Евдокимова *, в предположении температурных эффектов, к величине $-0^s,000022$.

Из вышесказанного следуют такие выводы:

- 1) получено новое высокоточное значение цены оборота, которое практически не зависит от склонений звезд;
- 2) обнаружен заметный температурный коэффициент, который в диапазоне температур $\pm 16^{\circ} \text{C}$ изменяет R_{α} на $0^s,001$.

* Н. Н. Евдокимов. Определение параллаксов неподвижных звезд по наблюдениям меридианным кругом астрономической обсерватории Харьковского государственного университета. Харьков, 1912.

НАХОЖДЕНИЕ ОШИБОК ВИДА $\Delta\alpha_\delta$ КООРДИНАТ ЗВЕЗД, РАСПОЛОЖЕННЫХ СИММЕТРИЧНО ОТНОСИТЕЛЬНО ЗЕНИТА

В недавно появившейся работе [1] А. А. Немиро выдвинул идею абсолютного определения прямых восхождений из наблюдений пар звезд, симметричных относительно зенита, на перекладывающихся пассажных инструментах, расположенных на разных широтах.

Покажем, что практически тех же результатов в определении ошибок вида $\Delta\alpha_\delta$ можно достигнуть на больших меридианных инструментах, которые не перекладываются на каждой звезде, при некоторых естественных предположениях относительно их инструментальных ошибок, а также некоторых ошибок каталога. При этом отвлечемся от ошибок личного и рефракционного характера.

Предположим, что инструмент, о котором будет идти речь, достаточно устойчив, а система его стабильна. Тогда для каждого наблюдения опорной звезды можно написать следующее уравнение, считая ход по времени учтенным и вводя индекс i для обозначения звезды:

$$\alpha_{zi} - T_i \mp c \sec \delta_i = (u + m_0) \pm n_0 \operatorname{tg} \delta_i + \Delta m_i \pm \Delta n_i \operatorname{tg} \delta_i \pm \pm (\Delta c + \Delta c_{oi}) \sec \delta_i - \Delta \alpha_i, \quad (1)$$

знак внизу — для звезд, наблюдаемых в нижней кульминации; здесь слева стоят известные величины:

α_{zi} — эфемеридное значение прямого восхождения звезды со склонением δ_i , взятое из фундаментального каталога;

T_i — наблюдаемый момент в звездном времени;

c — коллимация, определенная лабораторным путем или из наблюдений звезд;

а справа — неизвестные величины:

$(u + m_0)$ и n_0 — параметры установки горизонтальной оси инструмента, которыми бы она обладала в случае идеальных цапф;

Δm_i и Δn_i — поправки к бесселевым элементам из-за неправильности цапф;

Δc — систематическая ошибка в определении коллимации;

Δc_{oi} — ход коллимации со склонением;

$\Delta \alpha_i$ — ошибка принятого прямого восхождения звезды.

Аналогичное уравнение можно составить и для второго положения инструмента, причем здесь, для отличия от первого положения, условимся соответствующие элементы обозначать штрихом.

Предполагаем, что α_{zi} каким-либо образом, например [2], выравнены внутри узких зон, т. е. практически свободны от случайных ошибок и ошибок вида $\Delta\alpha_i$. Тогда $\Delta\alpha_i$ будет ошибкой узкой зоны со средним склонением δ_i . Ширину зоны ориентировочно можно принять $3^\circ \div 5^\circ$.

Будем считать, что разность коллимаций, определенных для обоих положений инструмента, известно, что равносильно:

$$\Delta c = -\Delta c'.$$

Ход коллимации со склонением Δc_{0i} , обусловленный боковым гнутием трубы, несимметричным гнутием горизонтальной оси, относительным смещением частей и узлов инструмента под действием силы тяжести, может носить произвольный характер, и естественно полагать, что

$$\Delta c_{0z} = -\Delta c'_{0-z} \quad \text{или} \quad \Delta c_{0i} = -\Delta c'_{02\varphi-i}, \quad (2)$$

где z — зенитное распределение;

φ — широта места наблюдения.

Здесь не принимается во внимание асимметричное влияние на Δc_{0i} разгрузки инструмента. Однако, если инструмент всей тяжестью будет лежать на лагерах, как предлагает пулковский конструктор Ю. С. Стрелецкий, или же будет перекладываться вместе с лагерами и разгрузочным механизмом, то последний уже не будет искажать ход коллимации по δ .

Влияние неправильности цапф на положение визирной линии в пространстве с некоторыми оговорками относительно перекосов лагер, выкатывания цапф из лагер и т. д., как показано в [3], следует условию (2).

Обозначим сумму вышеперечисленных инструментальных ошибок через Δc_i , тогда

$$\Delta c_i = \Delta c + \Delta c_{0i} + \Delta m_i \cos \delta_i + \Delta n_i \sin \delta_i. \quad (3)$$

Очевидно, что $\Delta c_i = -\Delta c'_{2\varphi-i}$.

Перепишем уравнение (1), обозначив левую часть через $(\alpha - T)_i$:

$$(\alpha - T)_i = (u + m_0) + n_0 \operatorname{tg} \delta_i + \Delta c_i \sec \delta_i - \Delta \alpha_i. \quad (4)$$

Если определить параметры ориентировки из двух одних и тех же узких зон («стандартных», согласно Хоммику [4—6]) по формулам

$$n = \frac{(\alpha - T)_N - (\alpha - T)_S}{\operatorname{tg} \delta_N - \operatorname{tg} \delta_S},$$

$$u + m = (\alpha - T)_S - n \operatorname{tg} \delta_S,$$

которые по сути будут представлять «квазиинструментальные» параметры [7], то они получатся с некоторыми постоянными систематическими ошибками, а именно:

$$\begin{aligned} n &= n_0 - \Delta n, \\ u + m &= (u + m_0) - \Delta m. \end{aligned}$$

Найденными значениями параметров можно исправить левую часть уравнения (4).

$$\gamma_i = (\alpha - T)_i - (u + m) - n \operatorname{tg} \delta_i = \Delta c_i \sec \delta_i + \Delta m + \Delta n \operatorname{tg} \delta_i - \Delta \alpha_i. \quad (5)$$

Здесь γ_i — система $(u + m)$ по склонению [6, 8]. Соответственно для второго положения будет

$$\gamma'_i = (\alpha - T)'_i - (u + m)' - n' \operatorname{tg} \delta'_i = \Delta c'_i \sec \delta_i + \Delta m' + \Delta n' \operatorname{tg} \delta_i - \Delta \alpha_i. \quad (5')$$

Для дальнейших рассуждений удобно перейти от бесселевых элементов Δm и Δn к майеровским Δa и Δb , определяемых известными соотношениями:

$$\begin{aligned} \Delta a &= \Delta m \cos \varphi - \Delta n \sin \varphi, \\ \Delta b &= \Delta m \sin \varphi + \Delta n \cos \varphi. \end{aligned}$$

Делая указанную замену и умножая обе части уравнений (5) и (5') на $\cos \delta_i$, будем иметь

$$A_i = \Delta c_i \pm \Delta a \sin z + \Delta b \cos z - (\Delta \alpha_i), \quad (6)$$

где введены обозначения: $A_i = \gamma_i \cos \delta_i$, $(\Delta \alpha_i) = \Delta \alpha_i \cos \delta_i$.

Знак минус — для звезд, расположенных севернее зенита. И для второго положения инструмента

$$A'_i = \Delta c'_i \pm \Delta a' \sin z + \Delta b' \cos z - (\Delta \alpha_i). \quad (6')$$

Представим $\Delta a'$ и $\Delta b'$ в виде

$$\begin{aligned} \Delta a' &= \Delta a + a, \\ \Delta b' &= -\Delta b + b. \end{aligned}$$

Поскольку

$$\begin{aligned} \Delta a \sin z + \Delta b \cos z &= -[\Delta a' \sin(-z) + \Delta b' \cos(-z)] + \\ &+ a \sin z + b \cos z, \end{aligned}$$

т. е. удовлетворяет условию (2), можно объединить этот двучлен с Δc_i :

$$c_i = \Delta c_i \pm \Delta a \sin z + \Delta b \cos z. \quad (7)$$

Тогда уравнения (6) и (6') приобретают окончательный вид для наблюдений в верхней кульминации

$$A_i = +c_i - (\Delta \alpha_i), \quad (8)$$

$$A'_i = -c_{2\varphi-i} \pm a \sin z + b \cos z - (\Delta \alpha_i). \quad (8')$$

Остаточный азимут a легко находится, для чего напишем следующие уравнения, одно к югу, а другое к северу от зенита:

$$A_i = c_i - (\Delta\alpha_i), \quad A'_i = -c_{2\varphi-i} - (\Delta\alpha_i) + a \sin z + b \cos z,$$

$$A_{2\varphi-i} = c_{2\varphi-i} - (\Delta\alpha_{2\varphi-i}), \quad A'_{2\varphi-i} = -c_i - (\Delta\alpha_{2\varphi-i}) - a \sin z + b \cos z,$$

$$\text{откуда} \quad a = \frac{A_{2\varphi-i} + A'_i - A'_{2\varphi-i} - A_i}{2 \sin z}.$$

Остаточный азимут точнее определяется из наблюдений пар с большими зенитными расстояниями. В дальнейших рассуждениях будем считать a исключенным из правых частей уравнений.

Пусть на широте φ возможно наблюдение околополюсных звезд со склонением δ_i в обеих кульминациях. Составим следующую систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{2\varphi-i} = c_{2\varphi-i} - (\Delta\alpha_{2\varphi-i}), \\ A'_{2\varphi-i} = -c_i - (\Delta\alpha_{2\varphi-i}) + b \cos z_1, \\ c_{2\varphi+i-180} = c_{2\varphi+i-180} - (\Delta\alpha_{2\varphi+i-180}), \\ A'_{2\varphi+i-180} = -c_{180-i} - (\Delta\alpha_{2\varphi+i-180}) + b \cos z_2, \quad (9) \\ A_i = c_i - (\Delta\alpha_i), \\ A'_i = -c_{2\varphi-i} - (\Delta\alpha_i) + b \cos z_1, \\ A_{180-i} = -c_{180-i} - (\Delta\alpha_i), \\ A'_{180-i} = c_{2\varphi+i-180} - (\Delta\alpha_i) - b \cos z_2, \\ A_\varphi = c_\varphi - (\Delta\alpha_\varphi), \\ A'_\varphi = -c_\varphi - (\Delta\alpha_\varphi) + b. \end{array} \right.$$

Система (9) имеет 10 уравнений с 10-ю неизвестными. Однако уравнения не являются линейно независимыми, в чем легко убедиться, получив один и тот же результат от сложения

$$A_{2\varphi-i} \text{ с } A'_i \text{ и } A_i \text{ с } A'_{2\varphi-i}.$$

Это является следствием неопределенности нуля-пункта, т. е. можно найти не собственно систематические ошибки прямых восхождений звезд, а только их разности. Имеем

$$\Delta\alpha_\varphi - \frac{(\Delta\alpha_{2\varphi-i}) + (\Delta\alpha_{2\varphi+i-180})}{2(\cos z_1 + \cos z_2)} = \frac{A_i - A_{180-i} + A'_{2\varphi-i} + A'_{2\varphi+i-180}}{2(\cos z_1 + \cos z_2)} - \frac{A_\varphi + A'_\varphi}{2}, \quad (10)$$

Если δ_i достаточно близко к полюсу, то левая часть (10) очень мало отличается от выражения

$$(\Delta\alpha_\varphi) - 0,5 \operatorname{cosec} \varphi (\Delta\alpha_{2\varphi-90}).$$

Таким образом, на широте φ , наблюдая околополюсные звезды в обеих кульминациях, зенитную зону можно привязать к зоне с $\delta = 2\varphi - 90^\circ$. Например, на широте $\varphi = 50^\circ$ получится

$$(\Delta\alpha_{50}) = 0,5 \operatorname{cosec} 50^\circ (\Delta\alpha_{10}).$$

Естественнее всего приводить ошибки вида $\Delta\alpha_0$ к экватору, т. е. положить для узкой экваториальной зоны $\Delta\alpha_0 = 0$. Тогда становятся наиболее выгодными те широты, наблюдения на которых дают непосредственные разности между ошибками зоны и этим принятым нуль-пунктом.

К таковым следует отнести $\varphi = \pm 45^\circ$. Еще более выгодными являются широты $\varphi = \pm 60^\circ$. Например, для $\varphi = 60^\circ$, согласно (10), можно найти $(\alpha_{60}) - (\alpha_{30})$, а из наблюдений зенитных звезд в нижней кульминации к тому же получить и привязку к экватору.

В самом деле,

$$\begin{aligned} A_{60} &= c_{60} - (\Delta\alpha_{60}), & A'_{60} &= -c_{60} - (\Delta\alpha_{60}) + b, \\ A_0 &= c_0 - (\Delta\alpha_0), & A'_0 &= -c_{120} - (\Delta\alpha_0) + b \cos 60^\circ, \\ A_{120} &= -c_{120} - (\Delta\alpha_{60}), & A'_{120} &= +c_0 - (\Delta\alpha_{60}) - b \cos 60^\circ. \end{aligned}$$

Здесь $A_{120} = A_{60sp}$.

И сразу же находим

$$\begin{aligned} b &= \frac{A_0 + A'_0 + A_{60} + A'_{60} - A_{120} - A'_{120}}{2} + (\Delta\alpha_0), \\ (\Delta\alpha_{60}) - \frac{1}{2} (\Delta\alpha_0) &= \frac{A_0 + A'_0 - A_{60} - A'_{60} - A_{120} - A'_{120}}{4}. \end{aligned}$$

Чтобы получить поправки прямых восхождений относительно экватора для других склонений, необходимо, как и в [1], комбинировать наблюдения на разных широтах, на одной из которых уже сделана привязка зенитной зоны к экватору. Например, наблюдая на широтах $\varphi = 60^\circ$ и $\varphi = 50^\circ$, можно определить абсолютные прямые восхождения для узких зон через 10° , начиная от $\delta = -10^\circ$ и до полюса. Чтобы убедиться в этом, составим для $\varphi = 60^\circ$ уравнения

$$A_{20} = c_{20} - (\Delta\alpha_{20}), \quad A'_{100} = +c_{20} - (\Delta\alpha_{80}).$$

И для $\varphi = 50^\circ$, вводя для отличия несколько другие понятные обозначения:

$$\begin{aligned} B_{80} &= \rho_{80} - (\Delta\alpha_{80}), & B'_{20} &= -\rho_{80} - (\Delta\alpha_{20}) + b \cos 30^\circ, \\ B_0 &= \rho_0 - (\Delta\alpha_0), & B'_{200} &= +\rho_0 - (\Delta\alpha_{80}) - b \cos 50^\circ. \end{aligned}$$

Освободимся от коллимационных членов:

$$\begin{aligned} A'_{100} - A_{20} &= -(\Delta\alpha_{80}) + (\Delta\alpha_{20}), \\ B_{80} + B'_{20} &= -(\Delta\alpha_{80}) - (\Delta\alpha_{20}) + b \cos 30^\circ, \\ B_0 - B'_{100} &= (\Delta\alpha_{80}) - (\Delta\alpha_0) + b \cos 50^\circ. \end{aligned}$$

Отсюда получаем $(\Delta\alpha_{80})$, $(\Delta\alpha_{20})$, b , затем $(\Delta\alpha_{50})$ и остальные поправки, выписывая соответствующие уравнения для той или другой широты. Причем поправка $(\Delta\alpha_{30})$ находится независимо дважды и служит в какой-то степени критерием применимости данного метода к наблюдениям на этих широтах.

Установив инструмент на экватор или отрицательные широты, легко определить поправки прямых восхождений и для южного неба.

Таким образом, на больших меридианных инструментах можно получить практически те же результаты, что и на малых переключивающихся пассажных инструментах. Условия, при которых эти результаты достижимы косвенно, предполагаются и в [1]. Только в случае инструментов, переключивающихся на каждой звезде, более строго выполняется условие стабильности системы за время наблюдения ряда.

Можно не накладывать условия (2) зенитной симметрии инструментальных ошибок, сохранив лишь требование о стабильности, и получить разность систематических поправок прямых восхождений для зенитных зон двух обсерваторий, расположенных на широтах φ_1 и φ_2 .

Пусть на широте φ_1 наблюдается узкая зенитная зона, причем для каждого положения инструмента определяется наклонность горизонтальной оси с ошибками соответственно Δb и $\Delta b'$. Исправляя $(\alpha - T)_\varphi$ за найденную наклонность, коллимацию и приближенный азимут, получаем:

$$A_{\varphi_1} = c_{\varphi_1} - (\Delta\alpha_{\varphi_1}) + \Delta b, \quad A'_{\varphi_1} = -c'_{\varphi_1} - (\Delta\alpha_{\varphi_1}) + \Delta b'.$$

В общем случае $c_{\varphi_1} \neq -c'_{\varphi_1}$, а $\Delta b \neq \Delta b'$.

Если теперь инструмент осторожно перевезти и установить на широте φ_2 , то его систематические ошибки не должны измениться. Тогда, наблюдая зону с $\delta \approx \varphi_2$, будем, очевидно, иметь:

$$A_{\varphi_2} = c_{\varphi_1} - (\Delta\alpha_{\varphi_2}) + \Delta b, \quad A'_{\varphi_2} = -c'_{\varphi_1} - (\Delta\alpha_{\varphi_2}) + \Delta b'.$$

Откуда

$$(\Delta\alpha_{\varphi_2}) - (\Delta\alpha_{\varphi_1}) = A_{\varphi_1} - A_{\varphi_2} = A'_{\varphi_1} - A'_{\varphi_2}.$$

Сходимость полученных независимо результатов и будет служить оценкой применимости данного метода к конкретному инструменту.

Поскольку меридианные инструменты обладают значительными систематическими погрешностями, то желательно целесообразно выбранной методикой устранить из результатов наблюдений хотя бы ошибки, подчиняющиеся условию (2) зенитной симметрии, общему для всех инструментов. Это позволит улучшить системы фундаментальных каталогов относительно $\Delta\alpha$ согласно данным дифференциальных наблюдений.

В заключение автор выражает глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР М. С. Звереву и доктору физико-математических наук А. А. Немиро за оказанную помощь и ценные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

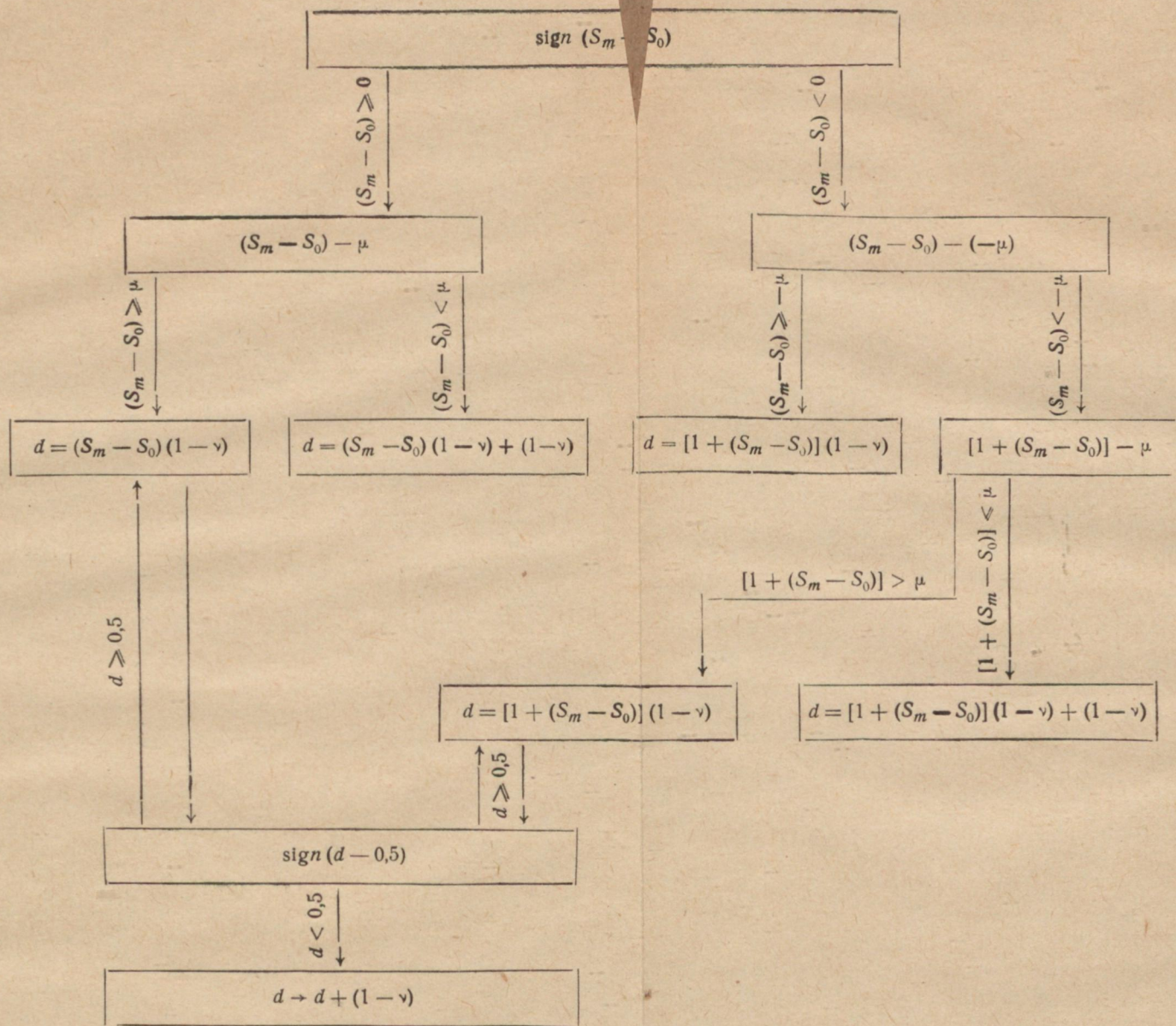
1. А. А. Немиро. «Труды АО ЛГУ», т. XXVIII, 1971.
2. А. А. Немиро. «Известия ГАО», XVIII, № 143, 1950.
3. П. Н. Долгов. Определение времени пассажным инструментом в меридиане. М., 1952.
4. Л. М. Хоммик. «Сообщения ГАИШ», № 156, 1968.
5. Л. М. Хоммик. «Сообщения ГАИШ», № 170, 1971.
6. Л. М. Хоммик. «Труды ГАИШ», т. XXXIX, 1970.
7. М. С. Зверев. «Астроном. журн.», т. 46, вып. 6, 1969.
8. В. В. Подобед. Фундаментальн. астрометрия, М., 1962.

К. Н. Деркач

АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ СРЕДНИХ И ВИДИМЫХ МЕСТ ЗВЕЗД

При математической обработке наблюдений прямых восхождений и склонений звезд на меридианном круге самыми трудоемкими являются вычисления средних и видимых мест звезд. В связи с наблюдением на астрономической обсерватории Харьковского госуниверситета прямых восхождений «ярких звезд» и наличием в университете ЭВМ «М-20» нами был составлен алгоритм этих вычислений. В настоящей работе описан алгоритм вычисления средних мест звезд на начало года и вычисления видимых мест звезд на моменты их кульминаций на долготе λ .

Исходными данными для этих вычислений являются: дата наблюдения, прямое восхождение α и склонение δ , собственное движение по α μ и по δ μ' , заданные на эпоху исходного каталога. Учитывается также тригонометрический параллакс звезды π и ее радиальная скорость V . Программистом Т. И. Безуглой в машинных кодах для ЭВМ «М-20» составлена программа, реализующая данный алгоритм. Теме этой работы посвящены статьи М. П. Варина [1, 2], В. С. Губанова [3], Л. Л. Вагущенко и В. А. Синяева [4]. В нашем алгоритме для вычисления беселевых редуционных величин S и D мы использовали разложения их в тригонометрические ряды, полученные В. С. Губано-



вым. Эти разложения значительно упрощают вычисления редуцированных величин C и D .

Вычисление момента кульминации звезды на долготе λ . По местной дате наблюдения вычисляем число юлианских дней JD , протекших от 1900 г., янв. 0,12^h UT до момента кульминации звезды (в качестве даты, обычно записываемой в виде дроби при ночных наблюдениях, берется числитель этой дроби). Сначала находим число юлианских дней до начала местной даты JD_0 . Если обозначить буквой N год, буквой M — месяц, а буквой D — день момента наблюдения, то

$$JD_0 = 365(N - 1900) + \frac{N - 1900}{4} + 31M - \frac{2M + 1}{5} + D - 33,5 - \lambda. \quad (1)$$

В формуле (1) при делении остатки следует отбрасывать, причем, если $M < 3$, то из N необходимо вычесть 1.

Далее вычисляем часть суток (или целые сутки с дробью) d от начала местной даты до момента кульминации. Для этого вычисляем местное звездное время в местную полночь

$$s_0 = 6^h 38^m 45^s, 836 + 236^s, 555360JD_0 + 0^s, 0929T^2 \quad (2)$$

и местное звездное время верхней кульминации

$$s_m = \alpha + 0,01(m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta) \left(\frac{JD_0 - 0,3134}{365,2422} - T_0 \right). \quad (3)$$

Для нижней кульминации к s_m необходимо прибавить 12^h. В формуле (3) T_0 — эпоха каталога в годах, m и n — столетняя прецессия по α и δ соответственно. Последние могут быть представлены рядами

$$m = 307^s, 234 + 0^s, 186T, \quad n = 133^s, 646 - 0^s, 057T, \quad (4)$$

где T в долях столетия от 1900.0.

Обозначив, как обычно, через μ разность в долях суток между средними солнечными сутками и средними звездными сутками в звездных единицах времени, а через ν эту же разность в средних единицах времени и произведя анализ случаев по схеме, находим величину d . В схеме разность $s_m - s_0$ выражена в звездных долях суток. Теперь окончательно имеем

$$JD = JD_0 + d. \quad (5)$$

Приведение координат звезд α и δ на среднее место. Приведение средних координат звезд α_0, δ_0 с эпохи t_0 на эпоху $t_1(\alpha_1, \delta_1)$ производится на основании известных формул сферической тригонометрии [5]:

$$\sin \delta_1 = \sin \delta'_1 \cos \vartheta + \cos \delta'_1 \sin \vartheta \cos \alpha,$$

$$\cos \delta_1 \sin \alpha' = \cos \delta'_1 \sin \alpha,$$

$$\cos \delta'_1 \cos \alpha' = -\sin \delta'_1 \sin \vartheta + \cos \delta'_1 \cos \vartheta \cos \alpha,$$

где α'_1 и δ'_1 — средние координаты звезды, измененные за счет собственного движения:

$$\alpha'_1 = \alpha_0 + \bar{\mu}_0 \tau, \quad (7)$$

$$\delta'_1 = \delta_0 + \bar{\mu}'_0 \tau,$$

здесь $\tau = T_1 - T_0$ — разность в столетиях между рассматриваемыми эпохами t_1 и t_0 .

В собственных движениях $\bar{\mu}_0$ и $\bar{\mu}'_0$ учтены изменения их за собственные движения по известным формулам:

$$\bar{\mu}_0 = \mu_0 + \left(\frac{2 \operatorname{tg} \delta_0 \mu_0 \mu'_0}{206264,81} - 0,0002047 V \pi \mu_0 \right) \frac{\tau}{2}, \quad (8)$$

$$\bar{\mu}'_0 = \mu'_0 - \left(\sin \delta_0 \cos \delta_0 \mu_0^2 \frac{225}{2 \cdot 206264,81} + 0,0002047 V \pi \mu'_0 \right) \frac{\tau}{2}.$$

Согласно Ньюкомбу углы Эйлера ϑ , ζ_0 , z выражаются с помощью рядов [5]:

$$\begin{aligned} \vartheta &= (2004,685 - 0'',853 T_0) \tau - 0'',427 \tau^2 - 0'',042 \tau^3, \\ \zeta_0 &= (2304'',253 + 1'',397 T_0) \tau + 0'',302 \tau^2 + 0'',018 \tau^3, \\ z &= (2304'',253 + 1'',397 T_0) \tau + 1'',097 \tau^2 + 0'',018 \tau^3, \end{aligned} \quad (9)$$

где T_0 — время в столетиях от эпохи 1900.0 до эпохи t_1 , а τ — то же, что и в (7).

Для величин a и a' формул (6) можно записать следующие выражения:

$$a = \alpha_0 + \frac{q_1 + \zeta_0}{15}, \quad (10)$$

$$a' = \alpha_1 + \frac{q'_1 - z}{15},$$

где

$$\begin{aligned} q_1 &= 0'',12473 - 0'',01887 T_0, \\ q'_1 &= 0'',12473 - 0'',01887 T_1 \end{aligned} \quad (11)$$

есть прецессия от планет.

Решение системы (6) дает точную редукцию координат α и δ с одной эпохи на другую. Для близкополюсных звезд, у которых $|\delta| \geq 80^\circ$, применяется 2-я и 3-я формулы системы (6), а для звезд со склонением $|\delta| < 80^\circ$ применяется 1-я и 2-я формулы системы (6).

Вычисление видимых мест звезд для моментов кульминаций на долготе λ . Видимые координаты звезд вычисляются по алгебраической системе:

$$\alpha = \alpha_1 + (A + A')a + (B + B')b + Cc + Dd + \frac{E}{15} + \mu_\alpha \tau + \Delta\alpha_\pi + J_\alpha \operatorname{tg}^2 \delta_1, \quad (12)$$

$$\delta = \delta_1 + (A + A')a' + (B + B')b' + Cc' + Dd' + \mu_\delta \tau + \Delta\delta_\pi + J_\delta \operatorname{tg} \delta_1,$$

где

$$a = \frac{1}{15} \left(\frac{m}{n} + \operatorname{tg} \delta_1 \sin \alpha_1 \right), \quad b = \frac{1}{15} \operatorname{tg} \delta_1 \cos \alpha_1, \quad (13)$$

$$c = \frac{1}{15} \sec \delta_1 \cos \alpha_1, \quad d = \frac{1}{15} \sec \delta_1 \sin \alpha_1,$$

$$a' = \cos \alpha_1, \quad b' = -\sin \alpha_1,$$

$$c' = \operatorname{tg} \varepsilon \cos \delta - \sin \delta_1 \sin \alpha_1, \quad d' = \sin \delta_1 \cos \alpha_1,$$

$$\mu_\alpha = \frac{\bar{\mu}_0}{100}, \quad \mu_\delta = \frac{\bar{\mu}_0'}{100}.$$

Дробь тропического года τ вычисляется по формуле [2]:

$$\tau = 0,002737909 JD - (N+k) - 0,00085338, \quad (14)$$

где JD , выраженное формулой (5), — число целых тропических лет от 1900,0 до рассматриваемого момента; $k=0$ для моментов до 1 июля, $k=1$ для моментов после 1 июля. Бесселевы редуцированные величины $A+A'$, $B+B'$ и E вычислены по формулам Астрономического ежегодника СССР:

$$A + A' = n\tau + (\Delta\psi + d\psi) \sin \varepsilon,$$

$$B + B' = -(\Delta\varepsilon + d\varepsilon), \quad (15)$$

$$E = \frac{q_1}{p_1} (\Delta\psi + d\psi),$$

где нутация по долготе $(\Delta\psi + d\psi)$ и нутация наклона $(\Delta\varepsilon + d\varepsilon)$ вычислены по разложениям Вуларда [6]. Алгоритм этих вычислений хорошо описан в [2].

Входящие в формулы (13) и (15) годовая прецессия по склонению n , годовая прецессия по прямому восхождению m , истинный наклон эклиптики к экватору ε и годовая лунно-солнечная прецессия p_1 имеют следующие выражения:

$$n = 20'',04686 - 0'',00858 T,$$

$$m = 46'',08506 + 0'',02795 T, \quad (16)$$

$$p_1 = 50'',37084 + 0'',00493 T,$$

$$\varepsilon = 23^\circ 27' 08'',26 - 46'',845 \cdot \frac{JD}{36525} - 0'',0059 T^2 + 0'',00181 T^3 + \Delta\varepsilon.$$

Коэффициенты		Аргумент (arg)
при cos в C	при sin в D	
—18",7974	—20",4901	0°,776935216 + 100°,002135903 T + 0°,000000841 T²
— 0,00187 T		
+ 0,03150	+ 0,3433	0,781168981 + 0,004775486 T
— 0,0076 T	— 0,00086 T	
— 0,3149	— 0,3432	0,772701420 + 199,999496 . 19 T
+ 0,00076 T	+ 0,00086 T	
— 0,0078	— 0,0085	0,751206 + 1336,855231 T
— 0,0076	— 0,0084	0,625778 + 8,429397 T*
+ 0,00005 T	+ 0,00005 T	
— 0,0059	— 0,0065	0,768468 + 299,996857 T
— 0,0018	— 0,0019	0,737778 + 3,393872 T*
— 0,00018	— 0,0019	0,875778 + 8,429397 T*
— 0,00021 T	— 0,00023 T	
+ 0,0007	— 0,0007	0,214597 + 99,992585 T
— 0,0004	— 0,0005	0,573719 + 266,407590 T
— 0,0004	— 0,0004	0,251556 + 16,858794 T*
+ 0,0003		0,031252 + 1342,227848 T
+ 0,0003	+ 0,0004	0,396924 + 191,570099 T
— 0,0003	— 0,0003	0,877235 + 2485,009062 T
— 0,0002	— 0,0003	0,371308 + 162,553367 T
+ 0,0002	+ 0,0003	0,018315 + 100,057325 T
— 0,0002	— 0,0003	0,535553 + 99,946947 T
+ 0,0002	— 0,0002	0,215681 + 225,104598 T
+ 0,0002	+ 0,0002	0,201158 + 1,189,942 T*
+ 0,0002	— 0,0002	0,963042 + 83,133790 T
— 0,0002	— 0,0002	0,268315 + 100,057325 T
— 0,0002	— 0,0002	0,785556 + 99,946947 T
— 0,000	— 0,0001	0,621308 + 162,553367 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,402713 + 108,431533 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,965681 + 225,104598 T
— 0,0001	— 0,0001	0,699748 + 3810,561421 T
— 0,0001	— 0,0001	0,764234 + 399,994217 T
— 0,0001	— 0,0001	0,354808 + 0,606836 T*
— 0,0001	— 0,0001	0,104808 + 0,606836 T*
— 0,0001	— 0,0001	0,151157 + 91,572739 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,516912 + 283,138062 T
— 0,0001	— 0,0001	0,225556 + 6,87744 T
— 0,0001	— 0,0001	0,219914 + 125,107238 T
— 0,0001	— 0,0001	0,243023 + 193,663651 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,182563 + 37,450905 T
— 0,0001	— 0,0001	0,969914 + 125,107238 T
— 0,0001	— 0,0001	0,501556 + 16,858794 T
+ 0,0001	— 0,0001	0,661810 + 25,100327 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,247257 + 93,666291 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,806619 + 106,337981 T
— 0,0001	— 0,0001	0,833956 + 74,897034 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,521156 + 183,140702 T
— 0,0001	— 0,0001	0,814287 + 187,658469 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,583956 + 74,897034 T
+ 0,0001	+ 0,0001	0,553086 + 100,412638 T
— 0,0001	— 0,0001	0,000785 + 99,591634 T

Коэффициенты		Аргумент (arg)
при cos в C	при sin в D	
— 0,0001	— 0",0001	0,803086 + 100,412638 T
— 0,0001	— 0,0001	0,250785 + 99,591634 T
+ 0,00006 T	+ 0,00006 T	0,487778 + 3,393872 T^*
— 0,0001	+ 0,0001	0,197336 + 1136,850959 T
+ 0,0001	— 0,0001	0,411810 + 25,100327 T
— 0,0001	— 0,0001	0,432563 + 37,450905 T

* Члены редукции к центру тяжести солнечной системы.

Время T считается в тропических столетиях от 1900,0. Годичная прецессия от планет q_1 выражается формулой (11). Редукционные величины C и D , учитывающие влияние движения земли вокруг Солнца на координаты небесных светил, вычислены по их разложениям в ряды, полученные Губановым [3]:

$$C = \Sigma (a_i + b_i T) \cos \arg,$$

$$D = \Sigma (c_i + d_i T) \sin \arg. \quad (17)$$

Значения коэффициентов a_i , b_i при косинусе в C и c_i , d_i при синусе в D , а также значения аргументов приведены в таблице.

Поправки за параллакс $\Delta\alpha_\pi$ и $\Delta\delta_\pi$ вычислены по формулам;

$$\Delta\alpha_\pi = \pi (Cdk_1 - Dck_2), \quad \Delta\delta_\pi = \pi (Cd'k_1 - Dc'k_2),$$

где $k_1 = r \sec \varepsilon / k$, $k_2 = r \cos \varepsilon / k$;

k — постоянная абберации, равная 20",496, ε определяется формулой (16);

r — радиус-вектор Солнца.

Для вычисления радиуса-вектора Солнца взяты 5 членов разложения в ряд по фундаментальным аргументам $\lg r$ [7]:

$$\lg r = 0,000030568 + (-0,007274119 + 0,0000181884 T) \cos l' -$$

$$-0,000091380 \cos 2l' + 0,000013360 \cos D,$$

где l' — средняя аномалия Солнца,

D — разность средних долгот Луны и Солнца имеют следующие значения [8]:

$$l' = 358^\circ 28' 33",0 + 35999^\circ 02' 59",10 T - 0",54 T^2 - 0",0120 T^3,$$

$$D = 350^\circ 44' 14",95 + 445267^\circ 06' 51",18 T - 51",17 T^2 + 0",0068 T^3.$$

Время T считается в юлианских столетиях от 1900 январь 0,12^h UT. Поправки Фабрициуса $J_\alpha \operatorname{tg}^2 \delta_1$, $J_\delta \operatorname{tg} \delta_1$ принимаются во

внимание только для звезд, у которых $|\delta| \geq 65^\circ$. Формулы для вычисления J_α и J_δ приводятся в Астрономическом Ежегоднике СССР:

$$J_\alpha = \frac{1}{15} PQ \sin 1'', \quad J_\delta = -\frac{1}{2} P^2 \sin 1'',$$

где

$$P = (A + D) \sin \alpha_1 + (B + C) \cos \alpha_1,$$

$$Q = (A + D) \cos \alpha_1 - (B + C) \sin \alpha_1.$$

Вычисления на ЭВМ «М-20», произведенные по программе Т. И. Безуглой, дали точность вычислений $0,001$ по прямому восхождению и $0'',01$ по склонению.

В заключение приношу искреннюю благодарность М. С. Чубею за очень ценные консультации по вычислению средних и видимых мест звезд.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. П. Варин. «Известия ГАО», XXIII, № 174, 1964.
2. М. П. Варин. «Известия ГАО», XXIV, № 181, 1966.
3. В. С. Губанов. АЖ, 49, 5, 1972.
4. М. Л. Вагущенко, В. А. Синяев. «Астрометрия и астрофизика», № 13, 1971 г.
5. Д. В. Загребин. Введение в астрометрию. «Наука», М.—Л., 1966.
6. Э. Вулард. Теория вращения Земли вокруг центра масс. Физматгиз, М., 1963.
7. Astron. Papers, 6, 1898.
8. Астрономический Ежегодник СССР, 1971.

А. М. Грецкий

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЦЕНТРА ДИСКА САТУРНА

В период с октября 1971 г. по февраль 1972 г. одновременно со спектральными наблюдениями Сатурна на телескопе АЗТ-8 ХАО была проведена серия фотоэлектрических наблюдений. Для этого на 150 мм гиде телескопа был установлен фотометр АФМ-6 с фотоумножителем ФЭУ-79. Центр диска планеты, вырезаемый наименьшей из имеющихся в нашем распоряжении диафрагм ($4'', 31$), сравнивался на равных высотах, близких азимутах и в одном и том же режиме усилителя со звездой ϵ Тау КО III, которая служила также для привязки спектрограмм Сатурна. Наблюдения велись в двух фильтрах ЗС-1 и КС-II. Кривые реакции нашей системы на излучение Солнца для зенита приведены на рис. 1, а соответствующие эффективные длины волн равны $\lambda_{эф.} = 536 \text{ м}\mu$ и $655 \text{ м}\mu$.

С целью уменьшения влияния случайных ошибок наведения на центр диска в каждом фильтре производилось усреднение отсчетов, полученных по 5 разрезам через «ушки» колец, и 5 непосредственных измерений яркости центра диска.

Средняя квадратичная ошибка, характеризующая внутреннюю сходимость наблюдений, несколько менялась от ночи к ночи и в среднем составляла 2%.

По наблюдательным данным были получены яркостные факторы центра диска Сатурна в течение всего периода и кольца В для оппозиции при угле фазы $\Phi = 15',9$ и углах возвышения Земли и Солнца над плоскостью колец, равных $A^{\dagger} = -24^{\circ},744$; $A_{\odot} = -24^{\circ},975$.

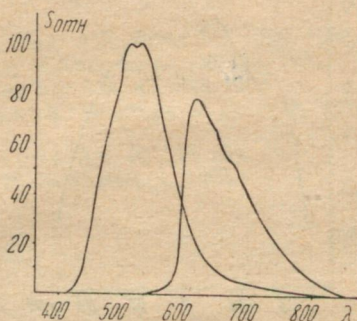


Рис. 1.

Звезда ϵ Тау была привязана для абсолютизации к α Тау. Вычисления яркостного фактора велись по формуле

$$\rho = \frac{E_{\dagger}}{E_{\epsilon\text{Тau}}} \cdot \frac{E_{\epsilon\text{Тau}}}{E_{\alpha\text{Тau}}} \cdot \frac{\Delta_{\dagger}^2}{r^2} \cdot \frac{\tilde{E}_{\alpha\text{Тau}}}{\tilde{E}_{\odot}},$$

где $\frac{E_{\dagger}}{E_{\epsilon\text{Тau}}}$ и $\frac{E_{\epsilon\text{Тau}}}{E_{\alpha\text{Тau}}}$ — измеренные отношения освещенностей.

$\Delta_{\dagger}$ — гелиоцентрическое расстояние Сатурна в а.е.

r — радиус вырезаемой площадки на Сатурне в радианах;

$\tilde{E}_{\epsilon\text{Тau}}$ и $\tilde{E}_{\odot}$ — реакция нашей системы на известные спектральные освещенности от α Тау [1, 2] и Солнца [3].

Абсолютные значения яркостного фактора с учетом точности использованных данных могут бытьотягчены систематической ошибкой до 20%.

Полученные результаты приведены в таблице.

Привлекает внимание постоянство яркостного фактора в зеленом фильтре и довольно значительные вариации в красном.

На рис. 2 и 3 приведено распределение яркости по центральному меридиану Сатурна, полученное по снимкам от 9.I. 1972 г. в желтом и красном фильтрах соответственно.

Вертикальными штрихами отмечены зоны, вырезаемые диафрагмой в момент оппозиции и при наибольшем удалении Сатурна от Земли за время наблюдений; стрелка указывает на кольцо

цо. На основании этих распределений мы можем предположить, что изменение контрастов между темной и светлой полосами,

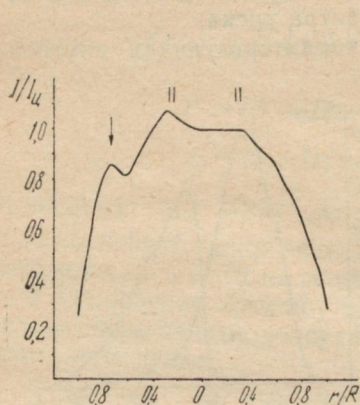


Рис. 2.

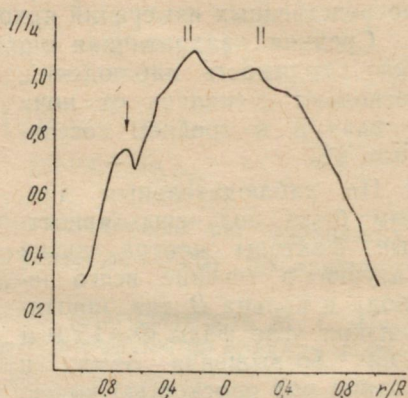


Рис. 3.

может быть одной из причин, вызывающей вариации яркостного фактора.

Дата	$\rho_{\text{КС-11}}$	$\rho_{\text{ЗС-1}}$
12. X. 71	0,625	—
15. X. 71	0,563	—
16. X. 71	0,604	—
19. X. 71	0,634	—
21. X. 71	0,558	0,462
26. XI. 71	0,576	0,468
20. XII. 71	—	0,461
4. I. 72	0,614	0,468
7. I. 72	0,604	0,455
8. I. 72	0,586	0,464
18. I. 72	0,609	0,467
19. I. 72	0,515	0,444
21. I. 72	0,532	0,456
22. I. 72	0,555	0,444
25. I. 72	0,523	0,421
3. II. 72	0,522	0,428
6. II. 72	0,512	0,419
Среднее	0,571	0,451
Кольцо В	0,448	0,440

В интервал длин волн, вырезаемый красным фильтром, попадают интенсивные полосы метана 6190 Å, 7250 Å, 7820 Å,

однако их вклад не превышает 10% [4, 5, 6], поэтому если даже предположить наличие вариаций эквивалентных ширины полос от даты к дате в 20%, то изменения в красном фильтре не превысят 2 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Харитонов, Л. Н. Князева. АЖ, 44, с. 745—749, 1967.
 2. R. T. Mitchell, H. L. Jonson, «Comm. LPL», № 132, 1969.
 3. Е. А. Макарова, А. В. Харитонов. АЖ, 45, 752, 1968.
 4. А. М. Грецкий, Л. П. Сорокина. «Вестник ХГУ», сер. астрон., № 52, вып. 5, 1970.
 5. В. Г. Тейфель, Г. А. Харитонова. АЦ, № 549, 854, 1970.
 6. V. G. Teifel. «I. Atmosph. Sci.», 26, № 5. Part. 1, 1969.
-

СОДЕРЖАНИЕ

Ю. В. Александров, Д. Ф. Лупишко, Т. А. Лупишко. Фазовая зависимость блеска Марса в противостояние 1971 года . . .	3
В. И. Езерский, В. А. Езерская, И. И. Латынина, В. И. Лацько. О соотношении нормального альbedo участков лунных морей с кратерной плотностью . . .	9
Н. Г. Литкевич, М. Ф. Ходячих. Фотометрия Юпитера с ин- терференционными фильтрами . . .	18
Н. Н. Евсюков. Общая колориметрическая структура лунной поверхности . . .	26
Н. Н. Евсюков. Статистическое распределение цвета по лунной поверхности . . .	32
П. П. Павленко. Сравнение приборов УИМ-21 и КИМ-3 . . .	36
К. Н. Кузьменко, В. Х. Плужников. Определение гнутия на основании точек экватора к северу и югу от зенита . . .	42
К. Н. Кузьменко, Н. С. Олифер, В. Х. Плужников. О «системе» меридианного круга ХАО при определении склонений в 1948—53 гг. . .	46
Н. Г. Зуев. Цена оборота винта микрометра харьковского мери- дианного круга . . .	49
Н. Г. Зуев. Нахождение ошибок вида $\Delta\alpha_0$ координат звезд, расположенных симметрично относительно зенита . . .	52
К. Н. Деркач. Алгоритм вычисления средних и видимых мест звезд . . .	58
А. М. Грецкий. Фотоэлектрическая фотометрия центра диска Сатурна . . .	64

**ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА**

Астрономия

Выпуск 8

Редактор *А. Н. Гаркавец*
Техредактор *Г. П. Александрова*
Корректор *Г. С. Вайнберг*

Сдано в набор 6/XII 1972 г. Подписано к печати 18/VII 1973 г. БЦ 50440.
Формат 60×90¹/₁₆. Бум. тип. № 2. Объем: 4,5 физ. печ. л., 4,5 усл. печ. л.,
4,7 уч.-изд. л. Зак. 5942. Тираж 1000. Цена 47 коп.
Издательство Харьковского университета, 310003,
Харьков, Университетская, 16.

Отпечатано в Харьковской городской типографии № 16 областного
управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли,
г. Харьков, Университетская, 16.

РЕФЕРАТЫ

УДК 523.43

Фазовая зависимость блеска Марса в противостояние 1971 года. Александров Ю. В., Лупишко Д. Ф., Лупишко Т. А. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 3—9.

Приведены результаты обработки фотоэлектрических измерений интегрального блеска Марса в противостояние 1971 г. в области 366—717 нм. Во время пылевой бури блеск Марса в красных лучах увеличился ~ на 0,3^m и примерно на такую же величину уменьшился в ультрафиолете. Дано качественное объяснение особенностей фазовых кривых в период пылевой бури.

Различия в фазовом ходе блеска Марса по сравнению с наблюдаемым в течение ряда предыдущих противостояний объясняется обилием в поверхностном слое Марса частиц с размером порядка длины волны света.

Таблиц 6. Рисунков 2. Библиографических ссылок 15.

УДК 523.34

О соотношении нормального альбедо участков лунных морей с кратерной плотностью. Езерский В. И., Езерская В. А., Латынина И. И., Лацко В. И. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 9—18.

Проведено сопоставление данных о кратерной плотности, полученных путем подсчета количества кратеров по орбитеровским снимкам, со средним значением нормального альбедо соответствующих участков, выведенным по фотометрическим измерениям снимка при угле фазы $\alpha = -1^\circ,5$. Показано, что имеет место увеличение нормального альбедо морских участков с увеличением кратерной плотности. Намечена зависимость кратерной плотности от времени.

Таблиц 1. Рисунков 6. Библиографических ссылок 18.

УДК 523.45

Фотометрия Юпитера с интерференционными фильтрами. Литкевич Н. Г., Ходячих М. Ф. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 18—26.

В работе описаны фотоэлектрические наблюдения центра диска Юпитера с пятью интерференционными фильтрами в области спектра 427—692 нм. Обнаружены изменения коэффициента яркости центра диска, для некоторых дат существенно превышающие ошибки наблюдений. В красных лучах изменения альбедо больше, чем в синих. Временные вариации альбедо в рамках модели с аэрозольной составляющей объясняются изменением концентрации частиц в дымке. Рассчитана зависимость отражательной способности Юпитера от длины волны в области 0,3—1,1 мк, согласуемая с наблюдениями Пилчера и Мак-Корда. Около $\lambda = 0,38$ мк, как следует из результатов расчета, находится минимум отражательной способности, описывающий наблюдаемое ультрафиолетовое поглощение.

Таблиц 4. Рисунков 3. Библиографических ссылок 17.

УДК 523.3

Общая колориметрическая структура лунной поверхности. Евсюков Н. Н. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 26—32.

Приведена усредненная картина распределения цвета по лунному диску, сделан вывод о глобальной неоднородности Луны по этому параметру. Изложены доводы в пользу существования связи цвета с физико-химическими свойствами лунных пород, оценивается характер информации, получаемой глобальным исследованием оптических характеристик лунной поверхности.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 4.

УДК 523.3

Статистическое распределение цвета по лунной поверхности. Евсюков Н. Н. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 32—36.

Приводится гистограмма распределения цвета по видимому полушарию Луны, обсуждаются ее отличия от соответствующей гистограммы распределения альбедо.

Таблиц 1. Рисунков 2. Библиографических ссылок 4.

УДК 522.3/4

Сравнение приборов УИМ-21 и КИМ-3. Павленко П. П. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 36—42.

Исследованы шкалы, рэн, поворот каретки КИМ-3. Найдены углы между направляющими линейками, дана оценка точности измерений на КИМ-3 и УИМ-21. Сравняются поправки, точность измерений и удобство работы на приборах.

Таблиц 3. Рисунков 1. Библиографических ссылок 4.

УДК 522.3.087.23+523.891/895.

Определение гнутия на основании точек экватора к северу и к югу от зенита. Кузьменко К. Н., Плужников В. Х. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 42—46.

Рассматривается определение гнутия меридианного круга на основе значений точек экватора к северу и к югу от зенита.

УДК 522.53

О «системе» меридианного круга ХАО при определении склонений. Кузьменко К. Н., Олифер Н. С., Плужников В. Х. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 46—48.

На основе обработки наблюдений склонений каталога ФКС-3 исследуется система меридианного круга ХАО, т. е. разность фундаментальная система — инструментальная система.

Рисунков 3.

УДК 522 : 3/4+522.51/53+522.61+529.78

Цена оборота винта микрометра Харьковского меридианного круга. Зуев Н. Г. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 49—51.

Приводятся результаты исследования цены оборота винта прямых восхождений безличного микрометра Харьковского меридианного круга.

Таблиц 1.

УДК 522.3.087.23—523.891/895—521.91/92—525.13/15

Нахождение ошибок вида $\Delta\alpha_0$ координат звезд, расположенных симметрично относительно зенита. Зуев Н. Г. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 52—58.

Предлагается использовать зенитную симметрию ошибок больших меридианных инструментов, не перекладывающихся на каждой звезде, для определения систематических ошибок вида $\Delta\alpha_0$ фундаментального каталога, комбинируя наблюдения, сделанные на нескольких целесообразно подобранных широтах.

Библиографических ссылок 8.

УДК 522.3.087.23—523.891/895—521.91/92—525.13/15

Алгоритм вычисления средних и видимых мест звезд. Деркач К. Н. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 58—64.

Описан алгоритм вычисления средних мест звезд на начало года и вычисления видимых мест звезд на момент их кульминации на меридиане обсерватории. Редукционные величины C и D вычисляются по новым разложениям, полученным В. С. Губановым.

Библиографических ссылок 9.

УДК 523.46

Фотоэлектрическая фотометрия центра диска Сатурна. Грецкий А. М. «Вестник Харьковского университета. Астрономия», вып. 8. Изд-во ХГУ, Харьков, 1973, стр. 64—67.

Получен яркий фактор центра диска Сатурна в период с октября 1971 г. по февраль 1972 г. и кольца В для оппозиции в двух фильтрах λ_1, λ_2 — 536 $m\mu$ и 665 $m\mu$.

Таблиц 1. Рисунков 3. Библиографических ссылок 6.



5

MB-5