

К-14038
✓ П 299464

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 190

**ФИЗИКА ЛУНЫ И ПЛАНЕТ.
ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ АСТРОМЕТРИЯ**

Выпуск 14

1 р.



Вести. Харьк. ун-та, 1979, № 190, 1—93+3.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00279738

6

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 190

ФИЗИКА ЛУНЫ И ПЛАНЕТ.
ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ АСТРОМЕТРИЯ

ВЫПУСК 14

Основан в 1965 г.

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

1979

УДК 523.2/521.9

Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, вып. 14. Вестн. Харьк. ун-та, № 190. Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1979. 93+3 с. Вестник посвящен фотографической астрометрии, службе времени, теоретическим вопросам рассеяния света поверхностями и атмосферами планет, фотометрии Луны, когерентно-оптическим методам обработки астрономических изображений, методике составления цифровых карт нормального альbedo Луны по материалам космической фотосъемки. Приведен каталог 337 звезд, находящихся не дальше 10 пк. Для научных работников и специалистов. Списки лит. в конце статей.

Редакционная коллегия: Ю. В. Александров (отв. ред.), К. Н. Деркач (отв. секр.), К. Н. Кузьменко, Д. Ф. Лупишко.

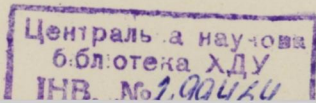
Печатается по решению редакционной коллегии Астрономической обсерватории Харьковского госуниверситета от 26 июня 1978 г.

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

Редакция естественнонаучной литературы.

20602—102
В М226(04)-79 без объявл. 1705020000

© Харьковский
государственный
университет, 1979



РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ВСЕМИРНОГО ВРЕМЕНИ В АО ХГУ
И ХГНИИМ ЗА 1972—1977 гг.

Анализ результатов наблюдений за 1972—1977 гг. является продолжением исследования, выполненного за 1972—1974 гг. [1]. Сличение результатов наблюдений с атомной шкалой и результатами наблюдений других обсерваторий позволяет изучать случайные и систематические погрешности Харьковской службы, а также режим вращения Земли. Используются непосредственные результаты наблюдений служб времени ГАО АН СССР (П) и Херстмонсо (Хм — Англия) [2; 3] и результаты определения и сопоставления шкал всемирного и атомного времени Международного бюро времени в Париже [4].

Определение всемирного времени. Астрономические определения всемирного времени в Харьковской службе производили с помощью пассажного инструмента АПМ-1 № 540001 ($d = 10$ см, $f = 100$ см); наблюденные поправки относили ко вторичному эталону ХГНИИМ. Краткая характеристика инструмента и описание методики дано в работе [1]. Аппаратура и методика астрономических наблюдений и их обработка в 1975—1977 гг. по сравнению с 1972—1974 гг., в общем, не изменились, за исключением определения и учета запаздывания фотоэлектриче-

Таблица 1

Месяц	1972	1973	1974	1975	1976	1977
I	—10,0929 ^s	—11,2379 ^s	—12,3405 ^s	—13,3496 ^s	—14,3236 ^s	—15,3928 ^s
II	—10,1838	—11,3515	—12,4215	—13,4348	—14,4118	—
III	—10,3383	—11,4374	—12,5082	—13,5072	—14,4983	—15,5477
IV	—10,3990	—11,5412	—12,6009	—13,6332	—14,6010	—
V	—10,5186	—11,6433	—12,7039	—13,7243	—14,7075	—15,7545
VI	—10,6045	—11,7426	—12,7912	—13,7884	—14,7981	—15,8304
VII	—10,6796	—11,8147	—12,8527	—13,8616	—14,8612	—15,8884
VIII	—10,7511	—11,8978	—12,9230	—13,9077	—14,9352	—15,9419
IX	—10,8376	—11,9849	—12,9980	—13,9833	—15,0268	—16,0253
X	—10,9334	—12,0715	—13,0766	—14,0668	—15,1434	—16,1190
XI	—	—12,1638	—13,1805	—	—	—16,1895
XII	—	—12,2563	—13,2643	—14,2378	—15,2993	—16,3180

ской установки и некоторых постоянных, о которых речь ниже. Для определения запаздывания использовались сигналы импульсной формы. Но это измеряемое запаздывание не соответствует истинному запаздыванию, так как реальный сигнал от звезды имеет синусоидальную форму. Неучтенная часть запаздывания вносила дополнительную погрешность в наблюдения Харьковской службы [1].

С целью определения полного запаздывания в 1977 г. были переопределены диаметры звездных изображений. Сопоставление их с определенными ранее дало возможность использовать их при учете запаздывания за весь исследуемый интервал времени. К этому же времени переопределена редукция к долготе пассажного инструмента, которая также учтена при определении системы инструмента.

Результаты анализа.

Среднемесечные несглаженные значения всемирного времени ИТ1 относительно шкалы атомного времени, отнесенные к середине каждого месяца, приведены в табл. 1.

Среднемесечные значения $UTI-ТА+3$ мс/сут для трех служб времени: Харьков (Х), Пулково (П) и Херстмонсо (Хм) (табл. 2 и рис. 1) дают представление об изменении скорости вращения Земли. Разности всемирного времени, определенного в Харьковской службе и службах Пулково и Херстмонсо, отражены в табл. 3. Сличение шкалы всемирного времени Харьковской службы и Международного бюро времени приведено в табл. 4 и на рис. 2.

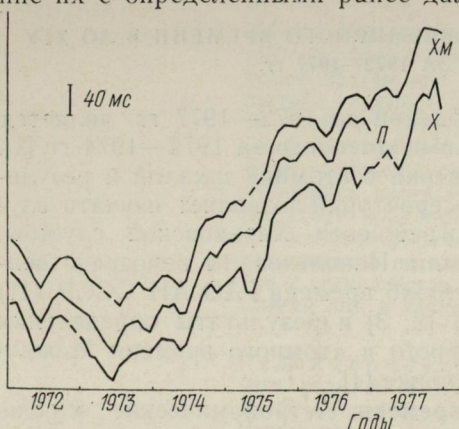


Рис. 1. Среднемесечные значения $UTI-ТА+3$ мс/сут.

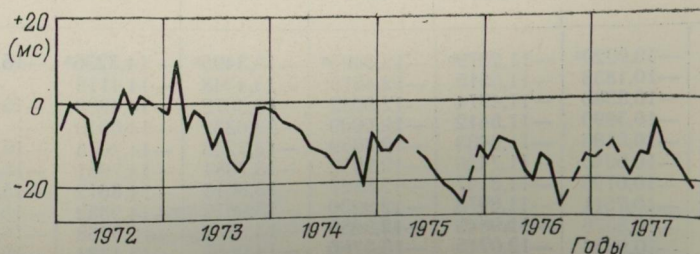


Рис. 2. Среднемесечные значения $UTI(X)-UTI(BIH)$.

Таблица 2

Месяц	1972			1973			1974		
	Х	П	Хм	Х	П	Хм	Х	П	Хм
I	-10,0509 ^s	-10,0469 ^s	-10,0435 ^s	-10,0979 ^s	-10,1002 ^s	-10,0851 ^s	-10,1055 ^s	-10,1076 ^s	-10,1037 ^s
II	-10,0488	-10,0564	-10,0514	-10,1185	-10,1045	-10,0967	-10,0935	-10,0890	-10,0925
III	-10,0675	-10,0665	-10,0663	-10,1204	-10,1187	-10,1045	-10,0962	-10,0925	-10,0916
IV	-10,0840	-10,0836	-10,0802	-10,1312	-10,1335	—	-10,0959	-10,0895	-10,0966
V	-10,1136	-10,1017	-10,0973	-10,1433	-10,1454	—	-10,1089	-10,1018	-10,1061
VI	-10,1065	-10,1134	-10,1072	-10,1496	-10,1526	—	-10,1032	-10,1002	-10,0978
VII	-10,0916	-10,0975	-10,0934	-10,1317	-10,1337	-10,1333	-10,0747	-10,0712	-10,0641
VIII	-10,0701	-10,0816	-10,0776	-10,1218	-10,1185	-10,1152	-10,0520	-10,0487	-10,0320
IX	-10,0636	-10,0752	-10,0701	-10,1159	-10,1132	-10,1114	-10,0340	-10,0311	-10,0178
X	-10,0694	-10,0811	-10,0658	-10,1125	-10,1123	-10,1008	-10,0226	-10,0214	-10,0157
XI	—	-10,0880	-10,0678	-10,1118	-10,1213	-10,1078	-10,0335	-10,0270	-10,0125
XII	-10,0952	-10,0822	-10,1143	-10,1277	-10,1124	-10,0273	—	-10,0129	-10,0135

Продолжение табл. 2

Месяц	1975			1976			1977	
	Х	П	Хм	Х	П	Хм	Х	Хм
I	-10,0196 ^s	-10,0066 ^s	-9,9972 ^s	-9,8886 ^s	-9,8884 ^s	-9,8846 ^s	-9,8698 ^s	-9,8537 ^s
II	-10,0118	-10,0054	-9,9934	-9,8938	-9,8822	-9,8864	—	-9,8481
III	-10,0002	-9,9954	-9,9982	-9,8933	-9,8784	-9,8870	-9,8477	-9,8458
IV	-10,0332	-9,9960	—	-9,9030	-9,8895	-9,9003	—	-9,8556
V	-10,0343	-9,9971	—	-9,9195	-9,9008	-9,9095	-5,8715	-9,8546
VI	-10,0054	-9,9874	—	-9,9171	-9,8989	-9,9010	-9,8544	-9,8360
VII	-9,9886	-9,9545	-9,9521	-9,8902	-9,8729	-9,8753	-9,8224	-9,8141
VIII	-9,9417	-9,9311	-9,9225	-9,8712	-9,8537	-9,8568	-9,7829	-9,7823
IX	-9,9243	-9,9025	-9,9016	-9,8698	-9,8437	—	-9,7733	-9,7612
X	-9,9178	-9,8974	-9,8931	-9,8964	-9,8486	-9,8516	-9,7770	-9,7658
XI	—	-9,9007	-9,8938	—	-9,8442	-9,8560	-9,7545	-9,7671
XII	-9,9058	-9,9011	-9,8950	-9,8693	-9,8599	9,8700	-9,7930	-9,7714

Таблица 3

Месяц	1972			1973			1974	
	Х—П	Х—Хм	П—Хм	Х—П	Х—Хм	П—Хм	Х—П	Х—Хм
1	2	3	4	5	6	7	8	9
I	— 4,0 ^{ms}	— 7,4 ^{ms}	— 3,4 ^{ms}	+ 2,3 ^{ms}	—12,8 ^{ms}	—15,1 ^{ms}	+ 2,1 ^{ms}	— 1,8 ^{ms}
II	+ 7,6	+ 2,6	— 5,0	—14,0	—21,8	— 7,8	— 4,5	— 1,0
III	— 1,0	— 1,2	— 0,2	— 1,7	—15,9	—14,2	— 3,7	— 4,6
IV	— 0,4	— 3,8	— 3,4	+ 2,3	—	—	— 6,4	+ 0,7
V	—11,9	—16,3	— 4,4	+ 2,1	—	—	— 7,1	— 2,8
VI	+ 6,9	+ 0,7	— 6,2	+ 3,0	—	—	— 3,0	— 5,4
VII	+ 5,9	+ 1,8	— 4,1	+ 2,0	+ 1,6	— 0,4	— 3,5	—10,6
VIII	+11,5	+ 7,5	— 4,0	— 3,3	— 6,6	— 3,3	— 3,3	—20,0
IX	+11,6	+ 6,5	— 5,1	— 2,7	— 4,5	— 1,8	— 2,9	—16,2
X	+11,7	— 3,6	—15,3	— 0,2	—11,7	—11,5	— 1,2	— 6,9
XI	—	—	—20,2	+ 9,5	— 4,0	—13,5	— 6,5	—21,0
XII	—	—	—13,0	+13,4	— 1,9	—15,3	—14,4	—13,8

1974	1975			1976			1977
П—Хм	Х—П	Х—Хм	П—Хм	Х—П	Х—Хм	П—Хм	Х—Хм
10	11	12	13	14	15	16	17
— 3,9 ^{ms}	—13,0 ^{ms}	—22,4 ^{ms}	— 9,4 ^{ms}	—10,2 ^{ms}	—14,0 ^{ms}	— 3,8 ^{ms}	—16,1 ^{ms}
+ 3,5	— 6,4	—18,4	—12,0	—11,6	— 7,4	+ 4,2	—
— 0,9	— 4,8	— 2,0	+ 2,8	—14,9	— 6,3	+ 8,6	— 1,9
+ 7,1	—	—	—	—13,5	— 2,7	+10,8	—
+ 4,3	—	—	—	—18,7	—10,0	+ 8,7	—16,9
— 2,4	—18,0	—	—	—18,2	—16,1	+ 2,1	—18,4
— 7,1	—34,1	—36,5	— 2,4	—17,3	—14,9	+ 2,4	— 8,3
—16,7	—10,6	—19,2	— 8,6	—17,5	—14,4	+ 3,1	— 0,6
—13,3	—21,8	—22,7	— 0,9	—26,1	—	—	— 9,1
— 5,7	—20,4	—24,7	— 4,3	—	—	+ 3,0	—11,2
—14,5	—	—	— 6,9	—	—	+11,8	+12,6
+ 0,6	— 4,7	—10,8	— 6,1	— 9,4	+ 0,7	+10,1	—21,6

Таблица 4

Месяц	1972	1973	1974	1975	1976	1977
I	—6,3	—2,6	—2,6	—12,6	—15,0	—14,7
II	+0,3	+9,9	—4,9	—12,3	—10,0	—
III	—2,0	—7,3	—5,6	—9,1	—10,9	—10,9
IV	—3,4	—1,7	—7,3	—	—11,4	—
V	—16,6	—3,3	—11,3	—	—17,6	—18,9
VI	—6,9	—11,0	—12,2	—15,0	—20,8	—13,8
VII	—3,8	—6,0	—13,2	—18,6	—13,8	—14,2
VIII	+3,4	—14,3	—16,6	—21,6	—15,8	—5,9
IX	—2,6	—17,3	—16,4	—23,0	—26,7	—12,7
X	+1,7	—14,2	—12,6	—26,0	—	—15,0
XI	—	—1,3	—21,4	—	—	—
XII	—	—1,0	—8,1	—12,1	—14,2	—22,1

После учета полного запаздывания фотоэлектрической установки систематическая ошибка наблюдений Харьковской службы значительно уменьшилась, однако наблюдается ее изменение относительно системы МБВ за исследуемый период.

Список литературы: 1. Туренко В. И., Ванцан А. Ф., Литкевич Н. Г. Анализ результатов наблюдений службы времени АО ХГУ и ХГНИИМ за 1972—1974 гг. — Вестн. Харьк. ун-та, № 160. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, 1977, с. 36—42. 2. Бюл. ГАО АН СССР. Л., 1973—1976, № 208—255. 3. Greenwich time report/Royal Greenwich Observatory, 1972-1976. 4. Циркуляры Д. ВИН, 1972—1977, № 64—135.

УДК 521.852

В. М. КИРПАТОВСКИЙ, П. П. ПАВЛЕНКО,
Р. М. ШУТЬЕВА

НАБЛЮДЕНИЯ ПОКРЫТИЙ ЗВЕЗД ЛУНОЙ В 1976—1977 гг.

Наблюдения проводили по предвычислениям Морской обсерватории США.

Наблюдатель П. П. Павленко регистрировал моменты времени секундомером с ценой деления $0,1^s$. Секундомер привязывался к среднему хронометру. Наблюдатели В. М. Кирпатовский и Р. М. Шутьева использовали клавишу и печатающий хронограф, питаемый кварцевым генератором. Поправки хронометра и хронографа на момент наблюдения находили интерполяцией из нескольких сеансов приема сигналов точного времени радиостанции РАТ. Оценка точности наблюдения дана по шкале К. К. Дубровского. Личное уравнение, равное $0,2^s$, учитывал только наблюдатель П. П. Павленко. Ниже в таблице дана сводка результатов наблюдений. Приняты следующие сокращения и обозначения:

№ — номера звезд по каталогу SAO.

Телескоп: II — рефрактор Цейса (применялось увеличение $240\times$); III — рефрактор Мерца (применялось увеличение $180\times$).

Наблюдатель: ВК — Кирпатовский В. М.; ПП — Павленко П. П., РШ — Шутьева Р. М.

Явление: ПТ — покрытие темным краем, ОС — открытие светлым краем.

Примечания: 1. Темный край не виден. 2. Темный край виден. 3. Вокруг Луны гало.

Всемирное время				Звезда		Теле- скоп	Наб- людатель	Явле- ние	Оцен- ка	При- меча- ние
				№	вели- чина					
1976 г.										
Март										
09 ^d	16 ^h	13 ^m	25,6 ^s	094739	7,8 ^m	III	ВК	ПТ	4	1
09	16	13	25,7	094739	7,8	II	ПП	ПТ	4	1
10	17	41	33,7	095913	7,7	II	ПП	ПТ	4	1,3
Октябрь										
28	14	32	44,2	2826	4,0	II	ПП	ПТ	5	1
28	14	32	44,7	2826	4,0	III	ВК	ПТ	3	1
28	15	35	13,3	162545	8,0	III	ВК	ПТ	4	2
28	15	40	07,7	162557	8,8	III	ВК	ПТ	3	2
28	15	48	15,9	2826	4,0	III	ВК	ОС	2	4
28	16	04	57,1	162567	8,8	II	ПП	ПТ	5	2
28	16	04	58,1	162567	8,8	III	ВК	ПТ	3	2
28	16	31	27,6	162586	8,9	II	ПП	ПТ	5	2
28	16	41	50,7	162593	8,9	II	ПП	ПТ	5	2
29	15	50	00,7	163430	8,9	II	ПП	ПТ	5	1
29	15	50	00,9	163430	8,9	III	ВК	ПТ	3	1
29	16	26	42,7	163453	8,4	II	ПП	ПТ	5	1
29	16	26	43,0	163453	8,4	III	ВК	ПТ	3	1
29	16	52	45,7	163460	9,0	III	ВК	ПТ	4	1
29	17	04	48,3	2968	6,2	II	ПП	ПТ	5	1
29	17	04	49,4	2968	6,2	III	ВК	ПТ	5	1
29	17	12	27,8	2962	3,2	II	ПП	ПТ	5	1
29	17	12	28,6	2962	3,2	III	ВК	ПТ	5	1
29	17	17	00,1	163486	9,3	II	ПП	ПТ	5	1
29	18	24	36,3	2962	3,2	III	ВК	ОС	3	1
29	18	24	40,0	2962	3,2	II	ПП	ОС	2	1
1977 г.										
Сентябрь										
25	18	14	05,3	146404	6,4	II	ПП	ПТ	3	
Декабрь										
13	14	53	47,3	163374	8,8	II	ПП	ПТ	4	
13	15	06	26,3	163380	9,0	II	ПП	ПТ	4	
13	15	10	46,2	163389	8,6	II	ПП	ПТ	5	
14	15	01	30,1	164233	8,9	II	ПП	ПТ	4	
14	15	09	08,5	164238	7,7	II	ПП	ПТ	5	
14	15	09	09,3	164238	7,7	III	ВК	ПТ	4	
15	15	14	24,6	145907	8,7	II	ПП	ПТ	5	
15	17	23	02,9	145938	7,0	III	РШ	ПТ	4	
15	17	23	10,1	145938	7,0	II	ПП	ПТ	3	
15	17	23	10,1	145938	7,0	II	ПП	ПТ	3	
16	14	52	01,6	146451	6,2	II	ПП	ПТ	5	

П. П. ПАВЛЕНКО, Л. С. ПАВЛЕНКО

ПОЗИЦИОННЫЕ ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАЛОЙ
ПЛАНЕТЫ ЭРОС В 1975 г.

Малая планета Эрос наблюдалась 8 янв. — 8 февр. 1975 г. на астрографе Цейсса АО ХГУ ($D=16$ см, $F=72$ см). Применяли фотопластинки ORWO WU2. На каждой из полученных пяти пластинок производили по три экспозиции. Опорные звезды взяты из каталога АГКЗ. Точность наблюдения по одной экспозиции $\pm 0,4''$. Топоцентрические координаты Эроса приведены в таблице.

№ пластинки	№ экспозиции	UT	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$
1	1	Январь 8,82822	07 ^h 55 ^m 49,918 ^s	+41°49'20,53"
	2			49 08,29
	3			48 56,16
2	1	15,86299	07 48 43,565	+34 29 18,63
	2			29 10,58
	3			28 52,48
3	1	Февраль 1,80881	07 36 49,075	+13 40 18,07
	2			40 06,88
	3			39 49,71
4	1	3,81358	07 36 22,016	+11 23 08,10
	2			22 52,61
	3			22 35,92
5	1	8,81281	07 36 16,699	+06 09 58,71
	2			09 43,60
	3			09 31,70

УДК 523.4 : 551.593.5 : 535.36

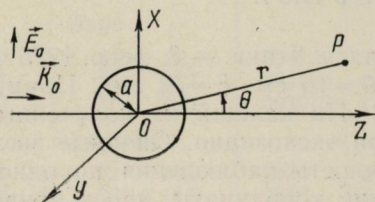
Ю. В. АЛЕКСАНДРОВ, В. П. ТИШКОВЕЦ

О РАССЕЯНИИ СВЕТА МАЛЫМИ ПОЧТИ СФЕРИЧЕСКИМИ
ЧАСТИЦАМИ

Экспериментальные исследования оптических свойств несферических частиц [1—3] показывают, что эти свойства могут существенно отличаться от свойств сферических частиц. Это подтверждается также результатами работы [4], в которой в приближении Релея—Ганса получены формулы для параметров Стокса излучения, рассеянного произвольной частицей.

Получение точного решения задачи о рассеянии света произвольной частицей, пригодного для практических расчетов,

представляет собой важную, но весьма трудную задачу. Мы ограничимся рассмотрением однородных частиц с формой, мало отличающейся от сферы. Приближенное решение, полученное ниже для этого случая, может быть использовано при описании оптических свойств атмосфер планет, а также для получения некоторых качественных выводов о рассеянии света несферическими частицами.



Выберем систему координат, как указано на рисунке, и зададим уравнение поверхности частицы в виде

$$r = a[1 + \varepsilon f(\theta, \varphi)] e_r, \quad (1)$$

где a — средний радиус частицы; ε — малый параметр; $f(\theta, \varphi)$ — некоторая функция, описывающая отклонение формы частицы от сферической; e_r — единичный вектор вдоль r .

Поле, рассеянное такой частицей, опишем так:

$$\vec{E} = \vec{E}^0 + \varepsilon \vec{E}' + \varepsilon^2 \vec{E}''; \quad \vec{H} = \vec{H}^0 + \varepsilon \vec{H}' + \varepsilon^2 \vec{H}'', \quad (2)$$

где $\vec{E}^0$ и $\vec{H}^0$ — компоненты поля, рассеянного сферой радиусом a и описываемые известным решением Ми; $\vec{E}'$ и $\vec{H}'$ — составляющие, вызванные возмущением поверхности сферы.

Таким образом, нам необходимо решить уравнения Максвелла для $\vec{E}^j$ и $\vec{H}^j$. Пусть m — относительный показатель преломления частицы. Выделим зависимость от времени в виде $\exp(-i\omega t)$. Тогда уравнения Максвелла принимают вид [5]

$$\Delta \vec{E}^i + k^2 \vec{E}^i = 0, \quad \text{div } \vec{E}^i = 0, \quad \Delta \vec{H}^i + k^2 \vec{H}^i = 0, \quad \text{div } \vec{H}^i = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями на поверхности (1):

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0; \quad \vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0, \quad (4)$$

где $k = 2\pi m/\lambda$; λ — длина волны излучения в окружающей среде; $\vec{E}_2$ и $\vec{H}_2$ — компоненты поля вне частицы; $\vec{E}_1$ и $\vec{H}_1$ — внутри частицы, орт внешней нормали

$$\vec{n} = \frac{\frac{\partial r}{\partial \theta} \times \frac{\partial r}{\partial \varphi}}{\left| \frac{\partial r}{\partial \theta} \times \frac{\partial r}{\partial \varphi} \right|}.$$

Отбрасывая члены с ϵ^2 и учитывая выражение (1), получим в первом приближении

$$\vec{n} = \vec{e}_r + \epsilon \vec{n}';$$

$$\vec{n}' = 2f(\theta, \varphi) \vec{e}_r - f_\theta(\theta, \varphi) \vec{e}_\theta - \frac{f_\varphi(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \vec{e}_\varphi; \quad (5)$$

$$f_\theta(\theta, \varphi) = \frac{\partial f(\theta, \varphi)}{\partial \theta}; \quad f_\varphi(\theta, \varphi) = \frac{\partial f(\theta, \varphi)}{\partial \varphi}.$$

Подставим (5) в граничные условия (4) и, воспользовавшись формулой Тейлора, перейдем к граничным условиям на поверхности сферы радиусом a :

$$\begin{aligned} -eF_\varphi &= (E'_{2\varphi} - E'_{1\varphi})|_{r=a} = -af(\theta, \varphi) \left[\frac{\partial}{\partial r} (E_{2\varphi}^0 + E_{0\varphi} - E_{1\varphi}^0) \right]_{r=a} - \\ &- \frac{f_\varphi(\theta, \varphi)}{\sin \theta} (E_{2r}^0 + E_{0r} - E_{1r}^0)|_{r=a}; \quad -eF_\theta = (E'_{2\theta} - E'_{1\theta})|_{r=a} = \\ &= -af(\theta, \varphi) \left[\frac{\partial}{\partial r} (E_{2\theta}^0 + E_{0\theta} - E_{1\theta}^0) \right]_{r=a} - f_\theta(\theta, \varphi) (E_{2r}^0 + E_{0r} - \\ &- E_{1r}^0)|_{r=a}; \quad -mF_\varphi = (H'_{2\varphi} - H'_{1\varphi})|_{r=a} = -af(\theta, \varphi) \left[\frac{\partial}{\partial r} (H_{2\varphi}^0 + H_{0\varphi} - \right. \\ &- \left. H_{1\varphi}^0) \right]_{r=a}; \quad -mF_\theta = (H'_{2\theta} - H'_{1\theta})|_{r=a} = -af(\theta, \varphi) \times \\ &\times \left[\frac{\partial}{\partial r} (H_{2\theta}^0 + H_{0\theta} - H_{1\theta}^0) \right]_{r=a}, \end{aligned}$$

где E_{0j} и H_{0j} — составляющие падающей волны единичной амплитуды.

Обозначим

$$U_0 = E'_r; \quad U_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}} (E'_\varphi + iE'_\theta); \quad U_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (E'_\varphi - iE'_\theta). \quad (6)$$

Тогда согласно работе [6] частные решения уравнений (3) имеют вид

$$U_0 = U_l^0(r) T_{0n}^l \left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta \right); \quad U_\pm = U_l^\pm(r) T_{\pm 1n}^l \left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta \right),$$

где $T_{ln}^l \left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta \right)$ — обобщенная сферическая функция.

Функции $U_l^0(r)$ и $U_l^\pm(r)$ равны вне частицы

$$\begin{aligned} \varepsilon U_l^0(r) &= \frac{A}{k_0^2 r^2} \xi_l(k_0 r); \quad \varepsilon U_l^+(r) + \varepsilon U_l^-(r) = -\frac{\sqrt{2}}{V l(l+1)} \frac{A}{k_0 r} \times \\ &\times \xi'_l(k_0 r); \quad \varepsilon U_l^+(r) \varepsilon U_l^-(r) = \frac{M}{k_0 r} \xi_l(k_0 r) \end{aligned}$$

и внутри частицы

$$\begin{aligned} \psi U_l^0(r) &= \frac{A^*}{m^2 k_0^2 r^2} \psi_l(m k_0 r); \quad \psi U_l^+(r) + \psi U_l^-(r) = \\ &= -\frac{\sqrt{2}}{V l(l+1)} \frac{A^*}{m k_0 r} \psi'_l(m k_0 r); \quad \psi U_l^+(r) - \psi U_l^-(r) = \frac{M^*}{m k_0 r} \psi_l(m k_0 r), \end{aligned}$$

где A , M , A^* и M^* — неопределенные коэффициенты; $k_0 = 2\pi/\lambda$;

$\xi_l(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{l+1/2}^{(1)}(x)$; $\psi_l(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} I_{l+1/2}(x)$; $H_{l+1/2}^{(1)}(x)$ и $I_{l+1/2}(x)$ — функции Ханкеля и Бесселя соответственно.
Обозначим

$${}^e F^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} ({}^e F_\varphi \pm i {}^e F_\theta); \quad {}^m F^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} ({}^m F_\varphi \pm i {}^m F_\theta). \quad (7)$$

Пусть каждая из этих функций разложена в ряд по обобщенным сферическим функциям:

$${}_l F^\pm = \sum_n {}_l F_{ln}^\pm T_{\pm 1n}^l \left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta \right).$$

Тогда граничные условия для $\vec{E}'$ принимают вид

$${}^e F_{ln}^+ - \varepsilon U_l^+(a) + \psi U_l^+(a) = 0; \quad {}^e F_{ln}^- + \varepsilon U_l^-(a) - \psi U_l^-(a) = 0.$$

Воспользовавшись уравнением

$$i k_0 \vec{H}' = \text{rot } \vec{E}' \quad (8)$$

и рекуррентным соотношением

$$\frac{dT_{mn}^l}{d\theta} \pm \frac{n - m \cos \theta}{\sin \theta} T_{mn}^l = -i \sqrt{(l \mp m)(l \pm m + 1)} T_{m \pm 1, n}^l, \quad (9)$$

перепишем граничные условия для $\vec{H}'$ в виде

$${}^m F_{ln}^+ + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} [r(\varepsilon U_l^+(r) - \psi U_l^+(r))] \right\} \Big|_{r=a} - \left[A^* \frac{\psi_l(m \rho)}{m^2} - A \xi_l(\rho) \right] \times$$

$$\times \frac{\sqrt{l(l+1)}}{\sqrt{2}\rho^3} = 0; \quad {}^m F_{ln}^- + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} [r (\xi U_l^-(r) - \psi U_l^-(r))] \right\}_{r=a} -$$

$$- \left[A^* \frac{\psi_l(m\rho)}{m^2} - A \xi_l(\rho) \right] \frac{\sqrt{l(l+1)}}{\sqrt{2}\rho^3} = 0, \quad \text{где } \rho = \frac{2\pi a}{\lambda}.$$

Решив систему уравнений относительно A и M , получим

$$M = i\rho \frac{B_l^*}{m} [({}^m F_{ln}^- - {}^m F_{ln}^+) \psi_l(m\rho) - ({}^e F_{ln}^+ + {}^e F_{ln}^-) m \psi'_l(m\rho)] (-i)^{l+1} \times$$

$$\times \frac{l(l+1)}{2l+1}; \quad A = i\rho \frac{C_l^*}{m} \frac{\sqrt{l(l+1)}}{\sqrt{2}} [m ({}^e F_{ln}^- - {}^e F_{ln}^+) \psi_l(m\rho) +$$

$$+ ({}^m F_{ln}^+ + {}^m F_{ln}^-) \psi'_l(m\rho)] (-i)^{l+1} \frac{l(l+1)}{2l+1}, \quad (10)$$

где B_l^* и C_l^* — коэффициенты разложения магнитного и электрического потенциала внутри шара [5] соответственно.

Нам осталось найти коэффициенты ${}^l F_{ln}^\pm$. Для этого представим в формулы (7) выражения для $\vec{E}^0$ и $\vec{H}^0$ [5]. После соответствующих преобразований формулы (7) принимают вид

$${}^e F^+ = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{l'=1}^{\infty} \sum_{\substack{n'=-1 \\ n' \neq 0}}^1 \text{sign}[n'] \gamma_{l'} \left\{ f(\theta, \varphi) T_{1n'}^{l'} + \left(\frac{f_\varphi(\theta, \varphi)}{\sin \theta} + \right. \right.$$

$$\left. + i f_\theta(\theta, \varphi) \right) \frac{T_{0n'}^{l'}}{V_{l'(l'+1)}} \Bigg\}; \quad {}^e F^- = - \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{l'=1}^{\infty} \sum_{\substack{n'=-1 \\ n' \neq 0}}^1 \text{sign}[n'] \gamma_{l'} \times$$

$$\times \left\{ f(\theta, \varphi) T_{-1n'}^{l'} - \left(\frac{f_\varphi(\theta, \varphi)}{\sin \theta} - i f_\theta(\theta, \varphi) \right) \frac{T_{cn'}^{l'}}{V_{l'(l'+1)}} \right\}; \quad (11)$$

$${}^m F^+ = - \frac{1}{2\sqrt{2}} f(\theta, \varphi) \sum_{l'=1}^{\infty} \sum_{\substack{n'=-1 \\ n' \neq 0}}^1 (i\beta_{l'} - \text{sign}[n'] \alpha_{l'}) T_{1n'}^{l'};$$

$${}^m F^- = + \frac{1}{2\sqrt{2}} f(\theta, \varphi) \sum_{l'=1}^{\infty} \sum_{\substack{n'=-1 \\ n' \neq 0}}^1 (i\beta_{l'} + \text{sign}[n'] \alpha_{l'}) T_{-1n'}^{l'},$$

$$\text{где } \alpha_{l'} = - C_{l'}^* \psi'_{l'}(m\rho) \frac{m^2 - 1}{m} L'; \quad \beta_{l'} = B_{l'}^* \psi_{l'}(m\rho) \frac{m^2 - 1}{m} L';$$

$$\gamma_{l'} = \frac{l'(l'+1)}{\rho^2} C_{l'}^* \psi_{l'}(m\rho) \frac{m^2 - 1}{m^2} L'; \quad L' = l'(l'+1). \quad (12)$$

Пусть функция $f(\theta, \varphi)$ разложена в ряд по сферическим функциям:

$$f(\theta, \varphi) = \sum_{l''} \sum_{n''} S_{l''n''} T_{0n''}^{l''} \left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta \right). \quad (13)$$

Тогда, используя (9), найдем

$$\frac{f_{\varphi}(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \pm i f_{\theta}(\theta, \varphi) = \pm \sum_{l''} \sum_{n''} S_{l''n''} \sqrt{l''(l''+1)} T_{\pm 1 n''}^{l''} \left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \theta \right). \quad (14)$$

Получающееся при подстановке выражений (13) и (14) в (11) произведение обобщенных сферических функций представляется в виде разложения в ряд по обобщенным сферическим функциям:

$$T_{jk}^{l'} T_{in}^{l''} = \sum_{l=|l'-l''|}^{l'+l''} C_{ll'l''}^{jl} T_{j+l, k+n}^l C_{ll'l''}^{kn}, \quad (15)$$

где $C_{ll'l''}^{jl}$ и $C_{ll'l''}^{kn}$ — известные коэффициенты Клебша—Гордана [6]. Таким образом, коэффициенты ${}^l F_{in}^{\pm}$ легко находятся и определяют компоненту $\vec{E}'$. Коэффициенты ${}^e F_{in}^{\pm}$, определяемые напряженностью электрического поля, $\sim 1/\rho^2$ и играют основную роль при рассеянии излучения на достаточно малых частицах ($\rho \ll 1$). Для крупных частиц ($\rho \gg 1$) основную роль играют коэффициенты ${}^m F_{in}^{\pm}$, определяемые напряженностью магнитного поля.

Используя асимптотические выражения для $\xi_l(x)$ и $\xi'_l(x)$ при $|x| \gg l$, получим следующие выражения для полей на больших расстояниях от частицы:

$$\begin{aligned} E'_{\varphi} &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\exp[ik_0 r - i\omega t]}{k_0 r} \sum_l \sum_n (-i)^l e^{-ln \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right)} [V_{-}^l P_{-1n}^l - \\ &\quad - V_{+}^l P_{1n}^l]; \\ E'_{\theta} &= -\frac{i}{2\sqrt{2}} \frac{\exp[ik_0 r - i\omega t]}{k_0 r} \sum_l \sum_n (-i)^l e^{-ln \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right)} [V_{-}^l P_{-1n}^l + \\ &\quad + V_{+}^l P_{1n}^l], \end{aligned} \quad (16)$$

где $V_{\pm}^l = \frac{A\sqrt{2}}{\sqrt{l(l+1)}} \pm iM$; $P_{\pm 1n}^l$ — полином от $\cos \theta$ [6].

Для получения полей во втором приближении необходимо в выражении (5) удерживать члены $\sim \varepsilon^2$. Составляющие $\vec{E}''$ определяются формулами, аналогичными (16), с коэффициентами вида (10), где коэффициенты $\hat{F}_{ln}^\pm$ определяются из граничных условий для $\vec{E}''$ и $\vec{H}''$. Эти условия в общем случае оказываются очень сложными. Для достаточно крупных частиц с точностью до членов $1/\rho^2$ получим

$$\begin{aligned} {}^e\hat{F}^+ &= \frac{1}{2} \rho f(\theta, \varphi) {}^mF^+; \quad {}^e\hat{F}^- = -\frac{1}{2} \rho f(\theta, \varphi) {}^mF^-; \quad {}^m\hat{F}^+ = \\ &= -\frac{\rho f^2(\theta, \varphi)}{4\sqrt{2}} \sum_{l'} \sum_{n'} (i\mu_{l'} - \text{sign}[n'] \nu_{l'}) T_{1n'}^{l'} + \\ &\quad + f(\theta, \varphi) \rho (m^2 - 1) \sum_l \sum_n {}^\varepsilon U_l^+(a) T_{1n}^l; \\ {}^m\hat{F}^- &= \frac{\rho f^2(\theta, \varphi)}{4\sqrt{2}} \sum_{l'} \sum_{n'} (i\mu_{l'} + \text{sign}[n'] \nu_{l'}) T_{-1n'}^{l'} + \\ &\quad + f(\theta, \varphi) \rho (m^2 - 1) \sum_l \sum_n {}^\varepsilon U_l^-(a) T_{-1n}^l, \end{aligned} \quad (17)$$

где $\mu_{l'} = B_{l'}^*(m^2 - 1) \psi_{l'}(m\rho) L'$; $\nu_{l'} = C_{l'}^*(m^2 - 1) \psi_{l'}(m\rho) L'$.

Полученные формулы [(10), (11), (16), (17)] при конкретном задании функции $f(\theta, \varphi)$ могут быть использованы для расчетов с помощью ЭВМ. Они также показывают, что рассеивающие свойства несферических частиц существенно зависят от формы и ориентации их (функция $f(\theta, \varphi)$ может зависеть от углов Эйлера). В частности, из выражений (2) и (16) следует, что в случае падения линейно поляризованного излучения рассеянное излучение будет, вообще говоря, эллиптически поляризованным в отличие от случая сферических частиц.

Таким образом, аппроксимация несферических частиц однородными сферами не всегда правомерна.

Список литературы: 1. Экспериментальные исследования оптических характеристик искусственных ледяных облаков/В. П. Дугин, Б. М. Голубицкий, С. О. Мирумянц и др. — Изв. АН СССР. ФАО, 1971, т. 7, № 8, с. 871—877. 2. Holland A. C., Gagne G. The scattering of polarized light by polydisperse systems of irregular particles. — Appl. opt., 1970, v. 9, № 5, p. 1113-1121. 3. Zerull R., Giese R. H. Microwave analogue studies. — Planets stars and nebulae studied with photopolarimetry. Tucson Ariz., 1974, p. 901-915. 4. Dolginov A. Z., Silant'ev N. A. Light scattering on anisotropic particles. — Astrophys. a. space sci., 1976, v. 43, № 2, p. 319-354. 5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., Наука, 1973. 719 с. 6. Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро Э. Я. Представления группы вращений и группы Лоренца. М., Физматгиз, 1958. 366 с.

В. Н. ДУДИНОВ, канд. физ.-мат. наук,
В. С. ЦВЕТКОВА, канд. физ.-мат. наук,
С. Г. КУЗЬМЕНКОВ, В. В. КОНИЧЕК

ОЦЕНКА СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА

Для оценки информационного содержания оптического изображения и в особенности для задачи апостериорного улучшения его качества необходимо знание оптической передаточной функции (ОПФ) системы, сформировавшей данное изображение. Существуют хорошо разработанные методы исследования параметров объективов в лабораторных условиях. Однако такие исследования далеко не всегда позволяют моделировать работу оптической системы в реальных условиях. Поэтому наибольший интерес представляет анализ качества изображения непосредственно по снимку.

Одним из методов оценки качества реального изображения является фотометрическое исследование распределения интенсивности в его тонких деталях. Обычно это делается по границе двух полей с известным контрастом, по изображению бесконечно тонкой линии, периодической структуре и т. д. Из анализа распределения интенсивности по таким деталям в принципе можно сделать некоторые выводы о поведении аппаратной функции системы или о ее ОПФ.

В отличие от анализа качества изображения, основанного на рассмотрении изображения как детерминированной функции, возможно применение методики, в которой изображение рассматривается как реализация некоторого двумерного случайного процесса [1]. При таком подходе задача состоит в оценке статистических характеристик случайной двумерной функции, описывающей изображение. Это аналогично весьма распространенной в технике задаче исследования поведения динамических систем, которая обычно сводится к определению вероятностных характеристик случайных функций на выходе системы по вероятностным характеристикам входных случайных функций. Такой подход, будучи иногда единственным возможным, вообще говоря, не дает, как будет показано ниже, полного описания системы.

Связи между статистическими характеристиками входных и выходных функций легко устанавливаются для линейных пространственно-инвариантных систем, к которым можно отнести оптические изображающие системы, если ограничиться изопла-

натической областью в плоскости изображения. При этом алгоритм преобразования входных функций в выходные имеет вид

$$F(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x', y') g(x - x', y - y') dx' dy', \quad (1)$$

где $F(x, y)$ — распределение интенсивности в плоскости изображения; $f(x, y)$ — распределение интенсивности по объекту; $g(x, y)$ — аппаратная функция системы (распределение интенсивности в изображении точки).

Пользуясь преобразованием Фурье, уравнение (1) представим в виде

$$\tilde{F}(\omega_x, \omega_y) = \tilde{f}(\omega_x, \omega_y) \tilde{g}(\omega_x, \omega_y) \quad (2)$$

(~над буквой здесь и везде в дальнейшем обозначает преобразование Фурье от соответствующей величины). Функция

$$\tilde{g}(\omega_x, \omega_y) = \frac{\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)}{\tilde{f}(\omega_x, \omega_y)} = \frac{\tilde{F}(\omega_x, \omega_y) \tilde{f}^*(\omega_x, \omega_y)}{|\tilde{f}(\omega_x, \omega_y)|^2} \quad (3)$$

является оптической передаточной функцией системы.

В случае, когда $f(x, y)$ можно считать реализацией случайного белого шума $\delta(x, y) \otimes g(x, y) = Ag(x, y) = f(x, y) \otimes \otimes F(x, y)$, где $\otimes$ обозначает операцию корреляции. Таким образом, в этом случае, с точностью до постоянного множителя A , форма аппаратной функции полностью совпадает с формой взаимной корреляционной функции входного и выходного сигналов. К сожалению, истинный входной сигнал $f(x, y)$, как правило, неизвестен. Исключение составляют модельные эксперименты, когда для лабораторных исследований объективов можно использовать эталонный объект [2].

По этой причине в большинстве случаев приходится прибегать к процедуре оценки качества изображения, связанной с измерением спектральной плотности или корреляционной функции изображения. Как следует из выражения (2), связь между спектральными плотностями входного и выходного сигналов имеет вид

$$S(\omega_x, \omega_y) = s(\omega_x, \omega_y) |\tilde{g}(\omega_x, \omega_y)|^2, \quad (4)$$

где $S(\omega_x, \omega_y)$ — спектральная плотность изображения; $s(\omega_x, \omega_y)$ — спектральная плотность входного сигнала.

При известной спектральной плотности входного сигнала из уравнения (4) можно получить квадрат оптической передаточной функции или функцию автокорреляции аппаратной функции $g(x, y) \otimes g(x, y)$.

В настоящей работе рассмотрено несколько примеров оценки ОПФ по оценкам спектральной плотности полученного изображения и проанализированы возможности этой методики. Когерентно-оптическая техника позволяет измерять значение квадрата преобразования Фурье функции, описывающей полученное изображение. Однако измерение точного значения $|\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)|^2$ сопряжено с определенными трудностями. Квадрат спектра является сильно флуктуирующей функцией с линейным размером скоррелированных областей $\Delta\omega \sim 2\pi/X$, где X — размер области задания функции $F(x, y)$. Спектральная плотность функции, описывающей полученное изображение, может быть определена как среднее значение квадрата спектра по достаточно большому набору реализаций $F(x, y)$:

$$S(\omega_x, \omega_y) = \langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle, \quad (5)$$

где скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций.

Как оптическое изображение, так и объект всегда описываются положительно определенными функциями, которые можно представить так: $F(x, y) = F_0(x, y) + C$, где C — некоторый постоянный уровень; $F_0(x, y)$ — функция с нулевым средним, описывающая изображение. В спектральной плоскости когерентно-оптического спектроанализатора возникает Фурье-образ функции $F(x, y)$: $\tilde{F}(\omega_x, \omega_y) = \tilde{F}_0(\omega_x, \omega_y) + \tilde{C}(\omega_x, \omega_y)$. Светоприемное устройство регистрирует квадрат этой величины, и после усреднения по реализациям на выходе спектроанализатора имеем $\langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle = \langle |\tilde{F}_{0i}(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle + \tilde{C}^2(\omega_x, \omega_y)$.

Перекрестные члены исчезают в результате того, что $\langle \tilde{F}_{0i}(\omega_x, \omega_y) \rangle = 0$. Если изображение во входной плоскости спектроанализатора ограничено круглой диафрагмой диаметром a , то $\tilde{C}(\omega_x, \omega_y) = \tilde{C}(\omega) = \frac{2J_1(\omega a)}{\omega a}$, где J_1 — функция Бесселя первого порядка.

Для анализа статистических свойств изображения величина постоянного среднего уровня, очевидно, не имеет никакого значения, за исключением некоторых случаев, оговариваемых особо. Как при сравнении статистических свойств различных объектов, так и при оценке качества изображения, удобнее иметь дело с функцией $F_0(x, y)$, обладающей нулевым средним.

Значения $\langle |\tilde{F}_{0i}(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle$ являются состоятельными и несмещенными оценками спектральной плотности $S_0(\omega_x, \omega_y)$ функции $F_0(x, y)$. Их можно получать либо вычитанием соответствующих значений $\tilde{C}^2(\omega_x, \omega_y)$, либо, что гораздо проще, измерениями в нулях «функции окна» $\tilde{C}(\omega_x, \omega_y)$.

Таким образом, измеряя в нулях «функции окна» значения спектральной плотности изображения, можно, зная эту характеристику для исходного объекта, определить свойства изображающей системы. При этом возникает совершенно самостоятельная задача предварительной оценки статистических характеристик объектов, относящихся к определенному классу. Эта задача ничуть не сложнее задачи поиска и фотометрии опорных деталей на снимке при «детерминированном» подходе

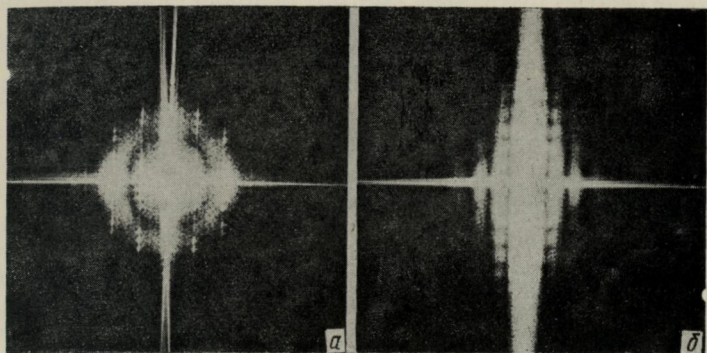


Рис. 1. Квадраты спектров изображений, подвергнутых дефокусировке (а) и равномерному сдвигу (б).

к оценке качества изображения и может свестись к накоплению картотеки статистических характеристик некоторых типов естественных объектов.

Однако существуют соображения, существенно упрощающие «статистический» метод оценки качества. Распределение интенсивности в плоскости реального естественного объекта является весьма сложной функцией координат, в которой значение яркости в сколь угодно близких точках нескоррелированы. Можно считать, что спектральная плотность естественных объектов, являясь, в общем, убывающей функцией частоты, должна быть отлична от нуля на любой сколь угодно высокой пространственной частоте. Для реальных задач это означает, что спектр входного сигнала (объекта) в пределах области задания $\tilde{g}(\omega_x, \omega_y)$ можно считать постоянным.

В большинстве практически важных случаев аппаратная функция симметрична и передаточная функция, таким образом, действительна. Это позволяет по квадрату передаточной функции восстановить ее фазу, так как обращение $|\tilde{g}(\omega_x, \omega_y)|^2$ в нуль означает изменение знака ОПФ.

На рис. 1 приведены квадраты спектров изображений, на которых отчетливо видны контуры, где ОПФ обращается в нуль. Рисунок демонстрирует случай, когда непосредственно по виду

квадрата спектра изображения восстанавливается полная информация об ОПФ, а следовательно, об аппаратной функции системы, сформировавшей данное изображение.

При решении задачи оценки спектральной плотности возникает вопрос о реальной точности измерения усредненных квадратов спектров в когерентно-оптическом спектроанализаторе. Такой анализ удобно провести на примере измерения угловых диаметров звезд методом пятенной интерферометрии.

Как известно [3], этот метод основан на Фурье-анализе полученных на большом телескопе серий крупномасштабных изображений исследуемой и неразрешаемой (опорной) звезд с весьма короткими (не более 0,03 с) экспозициями. В этом случае при достаточной монохроматичности света изображение звезды выглядит в виде совокупности пятен, хаотически распределенных внутри атмосферного пятна видения (рис. 2). Размер этих пятен определяется в среднем дифракционным разрешением телескопа и угловым диаметром звезды.



Рис. 2. Пятенное изображение α Вос, полученное на БТА САО АН СССР.

Не останавливаясь на теории формирования пятенных изображений, рассмотрим подробно технику обработки этих изображений с помощью когерентно-оптического спектроанализатора. Когерентная оптическая система линейна относительно

но комплексной амплитуды светового поля. Поэтому распределение амплитудного коэффициента пропускания по транспаранту на входе спектроанализатора должно быть пропорционально распределению интенсивности в обрабатываемом изображении. Непосредственно на телескопе получают негативные изображения звезд, для которых в пределах линейного участка отклика фотоэмульсии выполняется следующее соотношение: $\tau(x, y) = k[I(x, y)]^{-\gamma}$, где $\tau(x, y)$ — коэффициент пропускания фотослоя по интенсивности; k — коэффициент пропорциональности; $I(x, y)$ — распределение интенсивности в фокальной плоскости телескопа; γ — коэффициент контрастности.

Для амплитудного коэффициента пропускания имеем $\tau_A(x, y) = \sqrt{k[I(x, y)]^{-\gamma/2}}$. Для обеспечения линейной зависимости между исходным распределением интенсивности и амплитудным коэффициентом пропускания транспаранта, помещаемого на вход спектроанализатора, удобно получать диапозитивные копии пятенных изображений. В результате получается зависимость: $\tau_A(x, y) = k'[I(x, y)]^{\gamma_1\gamma_2/2}$, где $\tau_A(x, y)$ — амплитудный коэффициент пропускания диапозитива; γ_1 — коэф-

коэффициент контрастности негатива; γ_2 — коэффициент контрастности диапозитива; k' — коэффициент пропорциональности, зависящий от экспозиций обоих процессов.

Очевидно, что линейность между $\tau_A(x, y)$ и интенсивностью соблюдается в пределах линейного участка характеристических кривых негативного и диапозитивного процессов при

$$\gamma_1 \gamma_2 = 2. \quad (6)$$

Для малоконтрастных объектов это условие легко выполнимо, однако в большинстве случаев перепады яркостей в изображениях столь велики, что линейного диапазона фотоматериалов не хватает. Нелинейность фотографических материалов является основным моментом, ограничивающим возможности когерентно-оптической обработки изображений. Динамический диапазон реальных фотоматериалов никогда не превосходит 2, и диапазон градаций исследуемого объекта не должен превышать этой величины. Под динамическим диапазоном здесь понимается величина $\Delta \lg I$, соответствующая линейному участку характеристической кривой.

В результате выполнения описанных процедур получаем сигнал $\Phi(x, y)$, который можно представить в виде $\Phi(x, y) = F(x, y) + C$, где C — некий постоянный фон, неизбежный при получении диапозитивной копии; $F(x, y)$ — интересующий нас сигнал. Близость этого сигнала к распределению интенсивности в фокальной плоскости телескопа определяется тем, насколько точно были выполнены условия линейности. Кроме того, искажающее влияние оказывает зернистость фотоэмульсии.

Пусть $\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)$ — Фурье-образ i -го пятенного изображения исследуемой звезды; $\tilde{f}(\omega_x, \omega_y)$ — Фурье-образ истинного распределения яркости по звезде и $\tilde{g}_i(\omega_x, \omega_y)$ — мгновенная передаточная функция системы телескоп + атмосфера, тогда на выходе спектроанализатора после усреднения по реализациям имеем

$$\langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle = |\tilde{f}(\omega_x, \omega_y)|^2 \langle |\tilde{g}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle.$$

Величина $\langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle$ является искомой функцией спектральной плотности, которая легко измеряется в нулях функции окна спектроанализатора. Процедуру усреднения по реализациям можно выполнять с помощью фотографических приемников, регистрируя, например, все индивидуальные функции спектральной плотности $|\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2$ на одну фотопластинку. Затем производится фотометрическая обработка усредненного квадрата спектра $\langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle$ по стандартной методике. Для калибровки использовалась дифракционная картинка от прямоугольного отверстия. Усредненный квадрат передаточной

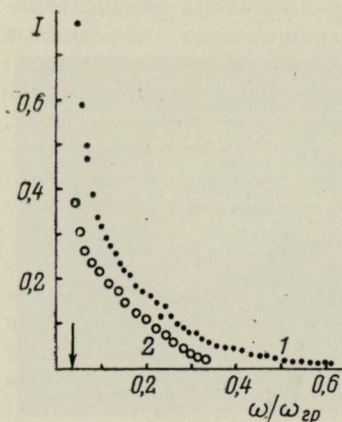
функции может быть получен в результате аналогичной процедуры обработки серии пятенных изображений опорной звезды. В результате деления

$$\frac{\langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle}{\langle |\tilde{g}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle} = |\tilde{f}(\omega_x, \omega_y)|^2 \quad (7)$$

получается неискаженный квадрат Фурье-спектра распределения яркости по исследуемой звезде. Так как фазовая информация при таком алгоритме обработки теряется, в результате можно определить лишь угловые размеры звезды и, вообще говоря, такие характеристики, как сплюснутость и закон потемнения к краю.

Для измерения угловых диаметров звезд α Воо и α Ори в качестве опорных использовались звезды α Луг и α СМи соответственно. Пятенные изображения были получены на БТА САО АН СССР. Регистрацию производили на сверхвысокочувствительной пленке Т-22 с коэффициентом контрастности $1,74 \leq \gamma \leq 2$. Для соблюдения условия (6) диапозитивные копии получали на киноплемке КН-1 с $1 \leq \gamma \leq 1,2$. Усреднение в когерентно-оптическом спектроанализаторе [4] осуществлялось по 100—180 реализациям.

Рис. 3. Средний квадрат ОПФ системы телескоп+атмосфера (1) и спектральная плотность пятенных изображений α Ори (2). Интенсивность по оси ординат — в произвольных единицах.



На рис. 3 приведены усредненные по четырем радиальным фотометрическим разрезам профили среднего квадрата ОПФ системы телескоп + атмосфера (опорная звезда α СМи) и функции спектральной плотности $\langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle$ пятенных изображений α Ори. По оси ординат отложена нормированная интенсивность, по оси абсцисс — пространственная частота в единицах граничной частоты $\omega_{гр}$, определяемой дифракцией в телескопе. Стрелкой указан предел, обусловленный атмосферным замытием.

Среднеквадратическая флуктуация по интенсивности в j -й точке измерения спектральной плотности вычислялась следующим образом:

$$\sigma_j = \left[\frac{\sum_{k=1}^n (I_{jk} - I_j)^2}{n(n-1)} \right]^{1/2}$$

где I_{jk} — измеренное значение интенсивности в j -й точке k -го разреза; $I_j = \langle I_{jk} \rangle$; n — количество разрезов. Для α Lyr и α Boo $n = 8$, а для α CMi и α Ori $n = 4$.

Среднее по всем пространственным частотам значение $\left\langle \frac{\sigma_j}{I_j} \right\rangle$ для звезд α Lyr и α Boo не превышает 4%, а для пары α CMi и α Ori — 3%.

Очевидно, что среднеквадратическая флуктуация зависит от количества реализаций, по которым произведено усреднение (100—120 для α Lyr и α Boo, 160—180 для α CMi и α Ori), и числа фотометрических разрезов по измеряемой спектральной плотности. На высоких пространственных частотах существенное влияние могут оказывать шумы спектроанализатора и пленки, применяющейся как при получении пятенных изображений, так и на стадии диапозитивного процесса. Это приводит, в свою очередь, к уменьшению отношения сигнал/шум, которое на высоких частотах определяется в основном атмосферными условиями и шириной спектральной полосы принимаемого излучения [5] и может быть уже само по себе чрезвычайно низким.

Измерив $\langle |\tilde{F}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle$ и $\langle |\tilde{g}_i(\omega_x, \omega_y)|^2 \rangle$, можно, выполнив операцию (7) и задаваясь определенной моделью звезды, вычислить ее угловые размеры. Угловой диаметр α Boo, в предположении равномерно светящегося диска, на $\lambda = 6200 \text{ \AA}$ получился равным $0'',018 \pm 0'',005$, а для α Ori на $\lambda = 6600 \text{ \AA}$ — $0'',043 \pm 0'',004$.

Точность определения этого параметра может быть повышена, если использовать пятенные изображения хорошего качества, полученные с большим увеличением (в нашем случае масштаб изображения был равен $0'',5$ в миллиметре), в более узком спектральном диапазоне (в нашем случае $\Delta\lambda = 1400 \text{ \AA}$ для α Lyr и α Boo, и $\Delta\lambda = 600 \text{ \AA}$ для α CMi и α Ori), применяя более мелкозернистые фотоматериалы для регистрации, соблюдая, разумеется, при этом условия линейности.

Задача измерения угловых диаметров звезд методом пятенной интерферометрии является предельной по требованиям к процедуре получения исходного материала и к точности измерения функции спектральной плотности. Результаты измерений угловых диаметров α Boo и α Ori и достигнутая абсолютная погрешность этих оценок совпадают с данными других авторов [3; 5]. Это позволяет утверждать, что когерентно-оптические спектроанализаторы могут обеспечить весьма высокую точность измерения спектральной плотности, достаточную для решения целого ряда задач. Следует отметить также простоту и оперативность обработки в когерентно-оптическом вычислителе

больших массивов информации (до 200 усреднений Фурье-образов изображений, каждое из которых содержит не менее 10^6 независимых точек отсчетов).

Список литературы: 1. *Tescher A. G., Parsons J. R.* Cross-spectrum error criterion as an image quality measure. — *Appl. opt.*, 1974, v. 13, № 6, p. 1460-1465. 2. *Соколова Н. Н., Шерафетдинова О. В.* Измерение частотно-контрастных характеристик объективов, работающих с конечного расстояния. — *Оптико-механическая пром-сть*, 1975, № 8, с. 12—15. 3. *Labeyrie A.* Attainment of diffraction-limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images. — *Astron. astrophys.*, 1970, v. 6, № 5, p. 85-87. 4. Когерентно-оптический вычислитель Харьковского университета/ В. Н. Дудинов, В. С. Цветкова, В. А. Кришталь и др. — *Вестн. Харьк. ун-та*, № 160. Физика Луны и планет. Фундаментальная астрометрия, 1977, с. 65—76. 5. *Dainty J. C.* The transfer function, signal-to-noise ratio, and limiting magnitude in stellar speckle interferometry. — *Mon. not. Roy. Astron. Soc.*, 1974, v. 1969, № 3, p. 631-641.

УДК 520.1

Д. В. ДИМИТРОВ

ОБ АППРОКСИМАЦИИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ ЗВЕЗДНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Как известно, земная атмосфера является существенной помехой для получения высокого пространственного разрешения астрономических объектов при наблюдениях с большими наземными телескопами. В связи с разрабатываемыми в последнее время методами восстановления астрономических изображений представляет интерес вопрос о нахождении распределения яркости по изображению звезды, наблюдаемой сквозь турбулентную атмосферу. В настоящей работе рассматривается возможность аппроксимации этого распределения одной гауссовой кривой.

Распределение яркости по изображению звезды изучали с применением методики, описанной в работе В. Н. Дудинова *. В фокальной плоскости телескопа устанавливали ножевую диафрагму так, чтобы наблюдаемая звезда при остановленном часовом механизме двигалась перпендикулярно ей. Принимая, что ось x перпендикулярна краю диафрагмы, для случая выхода звезды из-за ножевой диафрагмы световой поток описываем уравнением

$$Y(x) \equiv \Phi(Vt) = \int_{-\infty}^{Vt} g(z) dz, \quad (1)$$

* Дудинов В. Н. О качестве изображений планет, получаемых при помощи телескопа АЗТ-8 Харьковской астрономической обсерватории. — *Вестн. Харьк. ун-та. Серия астроном.*, 1968, вып. 4, № 34, с. 39—49.

где V — скорость звезды; t — время; $x = Vt$. В случае гауссова замытия

$$g(x) = \frac{S}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2)$$

где S — площадь, ограниченная кривой $g(x)$ и осью x ; x_0 — координата центра изображения; σ — замытие.

Наблюдения выполнены на наблюдательной станции Харьковской астрономической обсерватории на телескопе АЗТ-8 с диаметром главного зеркала 70 см. Все 340 фотометрических разрезов получены для Полярной звезды, зенитное расстояние которой $\approx 40^\circ$. Выбор Полярной звезды был сделан по двум причинам: большой видимый блеск и малая скорость суточного движения. Кроме того, на расстоянии $18'',3$ от Полярной звезды находится значительно более слабая звезда ($m = +9^m, 0$), что позволяет точнее контролировать степень фокусировки телескопа. Измерения проводились в шести длинах волн с $\lambda_{\text{эфф}} = 367; 442; 536; 643; 717; 798$ нм. Полуширины пропускания интерференционных светофильтров находились в пределах от 8 до 15 нм. Экспериментальную дифференциальную кривую $g_3(x)$ вычисляли по формуле

$$g_3(x_i) = \frac{Y(x_{i+1}) - Y(x_{i-1}))}{x_{i+1} - x_{i-1}}, \quad (3)$$

где $i = 2, 3, \dots, n_h - 1$; n_h — число отсчетов для k -го фотометрического разреза. Интегральная кривая $Y(x)$ предварительно сглаживалась прямоугольным окном с длиной $2h = (x_{i+1} - x_{i-1}) = 0'',828$. Значения искомых параметров S , x_0 , σ определяли по методу наименьших квадратов из системы условных уравнений

$$\ln g_3(x_i) = a + bx_i + cx_i^2 \quad (i = 2, 3, n_h - 1), \quad (4)$$

где неизвестные коэффициенты a , b и c связаны с S , x_0 и σ следующими соотношениями:

$$a = \ln \left(\frac{S}{\sigma\sqrt{2\pi}} \right) - \frac{x_0^2}{2\sigma^2}; \quad b = \frac{x_0}{\sigma^2}; \quad c = -\frac{1}{2\sigma^2}. \quad (5)$$

Можно оценить влияние ширины сглаживающего окна на величину параметра σ . Для прямоугольного окна с шириной $2h$ имеет место соотношение

$$h = \sqrt{3(\sigma_0^2 + \sigma^2) \ln \frac{2\sigma^2}{\sigma_0^2 + \sigma^2}} \approx \sqrt{3(\sigma^2 - \sigma_0^2)}, \quad (6)$$

где σ_0 — замытие, не искаженное сглаживанием; σ — та же величина для сглаженной кривой. На основе выражения (6) был

сделан вывод, что найденные значения замытия систематически завышены всего на $0,5 \div 1,7\%$. Определенное по методу наименьших квадратов замытие в дальнейшем будем обозначать через σ^M .

Измеренные в течение 9 наблюдательных ночей значения σ^M были в среднем около $1'', 2''$, за исключением одной ночи, когда из-за большой оптической нестабильности атмосферы σ^M изменялась в пределах $2'', 7 \div 4'', 4$. Для исследования зависимости σ^M от длины волны λ были выбраны 79 фотометрических разрезов, сделанных в течение трех часов, при относительно постоянных свойствах атмосферы. Полученные для шести фильтров результаты показали, что σ^M практически не зависит от λ в интервале длин волн $\lambda\lambda = 360 \div 800$ нм.

Замытие можно определить также путем измерения ординаты x_G центра тяжести дифференциальной кривой (2). В этом случае

$$\sigma^G = \frac{S}{4\sqrt{\pi \cdot x_G}}. \quad (7)$$

Для 144 фотометрических разрезов Полярной звезды вычисленные по формуле (7) значения σ^G были сопоставлены с соответствующими им значениями σ^M на рис. 1, который показывает наличие систематических расхождений. Из выражения (5) можно найти площадь S , которая в случае, когда $g(x)$ — гауссова кривая, численно равна $Y_{\text{макс}} = Y(+\infty)$. Сопоставление

величин $Y_{\text{макс}}$ и S показывает, что площадь S , вычисляемая по методу наименьших квадратов, систематически меньше, чем величина $Y_{\text{макс}}$.

Мгновенное изображение звезды, как известно, представляет собой пятенную картину с характерным размером пятен порядка дифракционного разрешения телескопа. Группы таких пятен могут образовывать интерференционные пятна (спеклы) с временем жизни больше 4 сек и размерами больше

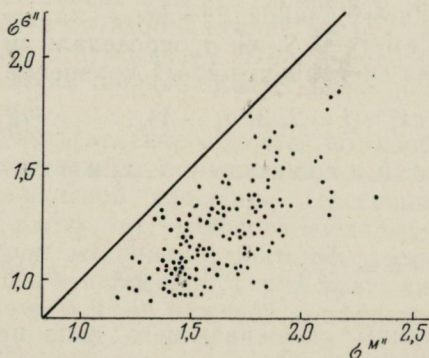


Рис. 1. Сопоставление значений σ^G со значениями σ^M .

$2h$. Отклонения от гауссовой кривой с размерами больше $2h$ и меньше размера звездного изображения могут также возникнуть из-за низкочастотных компонент дрожания и мерцания. Все эти флуктуации будут в основном обуславливать наблюдаемые

относительные среднеквадратические ошибки $|\Delta\sigma^M/\sigma^M|$ для величины σ^M (рис. 2). Рассмотренные выше отклонения от гауссовой кривой при более длительном времени наблюдения будут сглаживаться. Кроме того, существуют отклонения от нормального распределения, имеющие сугубо систематический характер. Во-первых, очень медленные дрожания с квазипериодами порядка времени сканирования $40 \div 50$ сек могут вызвать крупномасштабные деформации кривых $Y(x)$. При наблюдениях такие дрожания полностью устраняются гидрированием. Во-вторых, могут иметь место крупномасштабные отклонения от гауссовой кривой, которые не зависят от методики сканирования, а присущи самому изображению звезды. Указанные систематические отклонения, сравнимые по размерам с турбулентным диском звезды, также могут объяснить расхождения между σ^M и σ^G (рис. 1), между S и $Y_{\max}$, которые были отмечены выше. Такие отклонения, по сравнению с отклонениями в предыдущем случае, способны более существенно исказить размер замытия, хотя их вклад в среднеквадратическую ошибку $|\Delta\sigma^M/\sigma^M|$ может быть относительно небольшим.

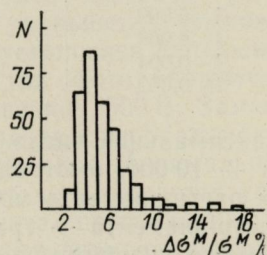


Рис. 2. Распределение относительных среднеквадратических ошибок $|\Delta\sigma^M/\sigma^M|$ для 340 фотометрических разрезов (N — число разрезов).

В заключение автор выражает благодарность Д. Ф. Лупишко и Е. М. Бороденко за содействие при выполнении настоящей работы.

УДК 520.82/87+520.3/6

В. А. ПСАРЕВ

АВТОМАТИЧЕСКИЙ ЦИФРОВОЙ МИКРОФОТОМЕТР

В настоящее время фотометрирование астрономических изображений, обработка и анализ результатов измерений проводятся с помощью автоматических измерительных комплексов. Использование в них ЭЦВМ значительно ускоряет и облегчает проведение измерений, их редукцию и решение поставленной задачи. Привлечение же статистических методов исследования, связанное, как правило, со значительным увеличением объема исходных данных, делает необходимым использование таких автоматов.

Автоматический цифровой микрофотометр астрономической обсерватории Харьковского госуниверситета построен на базе микрофотометра МФ-4. Измерения проводятся методом прямого отсчета. Пределы измерений коэффициента пропускания при

относительной погрешности в начале и конце диапазонов $\pm 0,5$ и $\pm 10\%$ (ΔD изменяется соответственно от $\pm 0,002$ до $\pm 0,04$) зависят от размеров растр-элемента:

τ	D	$S_{p-э}$ мкм ²	n^x микрофото-метра
1—0,009	0—2,0	1,6	30 ^x
1—0,008	0—2,1	100	
1—0,004	0—2,4	1000	6 ^x
1—0,002	0—2,8	10 000	.

Максимальное число уровней квантования измеряемого сигнала — 10 000, быстродействие — 1 измерение в секунду. Размеры растр-элемента можно изменять от 2 мкм² до 2 мм², форма растр-элемента — трапециевидная. Сканирование фотометрируемого изображения проводится прямоугольным растром

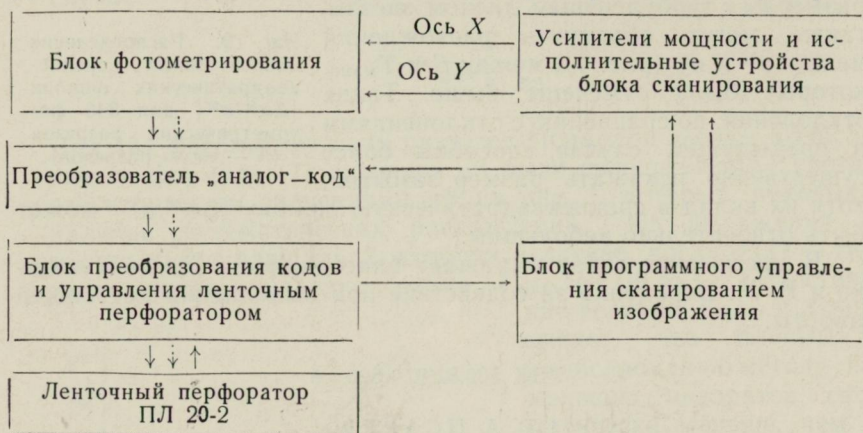


Рис. 1. Блок-схема автоматического цифрового микрофотометра (сплошные линии — каналы функциональной связи блоков АЦМФ, пунктирные — каналы прохождения фотометрической информации).

в двухходовом режиме с шагом сканирования, кратным 1,4 мкм. Максимальное перемещение столика микрофотометра в режиме сканирования — 160 мм вдоль оси X и 90 мм вдоль оси Y . Координатные погрешности составляют ± 4 мкм. Сопряжение цифрового микрофотометра с ЭЦВМ осуществляется через промежуточный носитель информации — перфораторную ленту, объем памяти АЦМФ — 16 тыс. четырехзначных чисел (при зарядке в перфоратор одной 200-метровой бобины).

Блок-схема автоматического цифрового микрофотометра (рис. 1) включает в себя блок фотометрирования, преобразователь «аналог — код», блок преобразования кодов и управления перфоратором, ленточный перфоратор, блок программного управления сканированием изображения, усилители мощности

и исполнительные устройства блока сканирования. Рассмотрим состав каждого из перечисленных блоков.

Блок фотометрирования состоит из микрофотометра МФ-4, источника стабилизированного напряжения, питающего ФЭУ, низковольтного стабилизатора тока, питающего осветительную лампу накаливания и усилителя постоянного тока.

В микрофотометре селеновый фотоэлемент заменен фотоэлектронным умножителем ФЭУ-15. Для уменьшения темнового тока ФЭУ все отверстия в камере, где установлен фотоумножитель, тщательно заделаны. Темновой ток фотоумножителя составляет $4,7 \cdot 10^{-9}$ А при анодном напряжении 1500 В. Замена фотоэлемента фотоумножителем позволила при необходимости значительно уменьшать размеры растр-элемента. Минимальная площадь растр-элемента, при которой еще перекрывается указанный диапазон значений коэффициента пропускания, — $1,6 \text{ мкм}^2$. При фотометрировании с большими размерами растр-элемента перед фотоумножителем устанавливаются один или несколько светофильтров серии НС, ослабляющих падающий световой поток. Максимальные размеры растр-элемента ограничиваются предельной шириной и высотой измерительной щели микрофотометра и составляют $0,66 \times 3,3 \text{ мм}^2$.

Источником стабилизированного напряжения, питающим диоды ФЭУ, служит выпрямитель ВС-22, который обеспечивает стабильность не ниже 0,01 %, необходимую для нормальной работы умножителя.

При указанных размерах диафрагмы микрофотометра и ослабляющих фильтрах, анодном напряжении 1500 В и нагрузочном сопротивлении 15 МОм фотоумножитель ФЭУ-15 работает в линейном режиме. Линейность характеристики ФЭУ проверяли путем регистрации напряжения на нагрузочном сопротивлении при изменении размеров диафрагмы микрофотометра. Максимальный размер диафрагмы составлял $0,3 \times 0,1 \text{ мм}^2$. Высота щели была постоянной и минимальной, чтобы ослабить влияние трапецеидальности диафрагмы. Результаты измерений представлены в табл. 1. О линейности характеристики фотоумножителя свидетельствует то, что три ветви зависимости выходного напряжения ФЭУ от ширины измерительной щели (каждая ветвь соответствует одному из диапазонов изменения сигнала 0—10 В, 0—1 В, 0—0,1 В) повторяют одна другую с отклонениями не более $\pm 4\%$.

Таблица 1

Ширина измерительной щели, мм	Напряжение, создаваемое фототоком на сопротивлении нагрузки, В		
	$\tau_{\text{доп}}=1$	$\tau_{\text{доп}}=0,1$	$\tau_{\text{доп}}=0,01$
0,30	9,950	1,000	0,101
0,25	8,450	0,824	0,084
0,20	6,748	0,653	0,066
0,15	5,090	0,476	0,048
0,10	3,220	0,307	0,031
0,05	1,390	0,130	0,014
0,02	0,338	0,035	0,003

T_1, T_2 КП303Г
 T_3, T_4 МП114
 R_1 47,0
 C_1 0,004
 R_2 1,1к
 R_3 1,1к
 R_4 1,5к
 R_5 1,3к
 R_6 1,3к
 R_7 3,9к
 R_8 750
 R_9 8,2к
 R_{10} 6,8к
 R_{11} 4,7к
 R_{12} 3,9к
 R_{13} 2,2к
 R_{14} 2,2к
 $\varnothing +20B$
 $\varnothing B_{6IX}$
 $\varnothing -11B$

ние в 6 с. Результаты измерений наносились на перфоленту и обрабатывались на ЭЦВМ. Численный анализ показал, что относительная дисперсия результатов измерений светового потока $\sigma_{\Phi}/\overline{\Phi}$ не превышает $\pm 0,24\%$. Аналогичным образом определяли и амплитуду короткопериодических флуктуаций потока. Серия включала в себя 120 измерений, частота регистрации измерений — 1 Гц. Относительная дисперсия, т. е. амплитуда шума, вносимого в тракт АЦМФ флуктуациями яркости нити лампочки, составляет $\pm 0,08\%$.

30

Таблица 2

$U_{вх}$ В	$U_{вых}$ В	$U_{вх}$ В	$U_{вых}$ В	$U_{вх}$ В	$U_{вых}$ В
0,0004	0,0004	0,2667	0,2673	3,080	3,087
0,0009	0,0009	0,3288	0,3296	3,439	3,447
0,0012	0,0013	0,4014	0,4023	3,722	3,731
0,0021	0,0022	0,5983	0,5996	5,247	5,256
0,0046	0,0046	0,7819	0,7834	4,495	4,505
0,0080	0,0080	0,9542	0,9561	4,997	5,007
0,0104	0,0105	1,0033	1,0053	5,414	5,425
0,0157	0,0158	1,047	1,051	6,049	6,059
0,0207	0,0207	0,506	0,508	6,343	6,353
0,0289	0,0290	0,663	0,665	6,878	6,888
0,0351	0,0352	0,895	0,898	7,259	7,269
0,0414	0,0415	1,120	1,123	7,599	7,608
0,0500	0,0501	1,500	1,504	8,053	8,062
0,0768	0,0770	1,891	1,896	8,500	8,509
0,0945	0,0947	1,997	2,002	9,000	9,008
0,1103	0,1106	2,142	2,148	9,527	9,532
0,1301	0,1304	2,303	2,309	9,879	9,883
0,1590	0,1594	2,492	2,498	10,235	10,235
0,1913	0,1917	2,634	2,640	10,361	10,360
0,2253	0,2258	2,796	2,803	10,489	10,486

Преобразователем «аналог — код» служит цифровой интегрирующий вольтметр типа В2-23, что обеспечило повышение точности фотометрирования изображений за счет сужения полосы частот регистрируемого сигнала (вольтметр интегрирует измеряемое напряжение в течение 1 с), но вызвало снижение быстродействия микрофотометра. Предел допускаемой основной относительной погрешности вольтметра при периодическом проведении калибровки и установки нуля через каждые два часа работы составляет $\pm 0,17\%$. Дискретность отсчета — 1 мВ при времени измерения 1 с и 10 мВ — при времени измерения 0,1 с. Входное сопротивление на пределе измерения 10 В равно $1,0 \pm 0,01$ МОм. Прибор имеет выход на регистрирующее устройство, на который выдается информация о численном значении, порядке и полярности измеряемого напряжения, а также сигнал пуска регистрирующего устройства. Информация выдается в параллельном двоично-десятичном коде 8-4-2-1 с уровнями 1 и 0.

Блок преобразования кодов и управления перфоратором осуществляет требуемую фазировку командных и информационных сигналов и последовательное считывание каждого разряда показания вольтметра. Блок обеспечивает три режима работы перфоратора — автоматический, тактовый и автономный. В автоматическом режиме перфорирование начинается по сигналу пуска регистрирующего устройства, снимаемому с выхода цифрового вольтметра. При этом перфорируются четыре последних разряда показания вольтметра и код «пробел», разделяющий

измерения. Затем блок выдает синхроимпульс в схему управления сканированием, которая осуществляет перемещение фотометрируемого изображения на один шаг.

Во втором режиме управления измерение и перфорирование начинается по команде оператора, посылаемой дистанционно. Перемещение фотометрируемого изображения осуществляется вручную или с помощью сканирующего устройства, которое в этом режиме не связано функционально с блоками фотометрирования и управления перфоратором. В этом режиме число измерений фиксируется одним из счетчиков, входящих в схему управления сканированием.

В автономном режиме информационные цепи перфоратора не связаны с цифровым вольтметром. Любой восьмиразрядный двоичный код, набранный на пульте блока управления, перфорируется по команде оператора. Этот режим используется в основном для нанесения на перфоленту служебных меток, обеспечивающих ввод информации с перфоленты в ЭЦВМ «Наири-К», и для контроля работы блока и перфоратора.

Работа блока синхронизируется сигналами, поступающими от цифрового вольтметра (в автоматическом режиме) и перфоратора. В свою очередь блок выдает синхросигналы на перфоратор после перфорирования каждого разряда регистрируемого числа и в блок управления сканированием после окончания перфорирования числа.

Связь устройства подготовки фотометрических данных с ЭЦВМ осуществляется через промежуточный носитель информации. Необходимость работы с внешней памятью обусловлена тем, что при невысоком быстродействии, характерном для данного АЦМФ, нецелесообразно использовать ЭЦВМ для записи поступающей информации в реальном масштабе времени. Кроме того, количество информации в массиве фотометрических измерений, как правило, превышает объем ОЗУ вычислительной машины. Так, емкость оперативного запоминающего устройства машины «Наири-К» — две страницы по 2048 тридцатишестиразрядных двоичных чисел. Массивы же фотометрических измерений планет или участков поверхности Луны содержат зачастую несколько десятков тысяч или намного больше чисел. Поэтому применение внешней памяти является обязательным при обработке таких массивов информации. Наличие ленты с результатами фотометрии позволяет решать различные задачи или одни и те же, но разными методами, неоднократно используя этот массив и не теряя времени на повторное сканирование и фотометрирование изображения. Достоинство перфолент в качестве носителей информации — их дешевизна и простота оборудования, работающего с ними. Практика показала, что использование перфолент — оптимальный способ записи относительно небольших объемов информации при невысокой скорости сканирования [1].

Буферным каскадом автоматического микрофотометра служит ленточный перфоратор ПЛ20-2. Плотность записи информации на перфоленте — 4 строки на 1 см длины. При длине ленты в бобине около 200 м емкость ее составляет 80 тыс. строк. Скорость перфорирования перфоратором ПЛ 20-2 20 строк в секунду, скорость ввода информации с перфоленты в машину «Нари-К» — до 100 строк в секунду.

Блок программного управления сканированием изображения состоит из генератора тактовых импульсов (частота следования 550 Гц при скважности 50), четырех программных реверсивных счетчиков типа Ф-5007 и набора транзисторных ключей. Функционирует блок следующим образом. На каждом счетчике предварительно устанавливается соответственно число элементов разложения в одной строке, число элементарных шагов в шаге сканирования, шаге панорамирования и общее число измерений в массиве. Сканирование начинается после прохождения синхроимпульса от блока управления перфоратором. После отработки заданного на каждом счетчике числа импульсов, управляющих работой шаговых электродвигателей, счетчики выдают сигналы на триггеры, переключая транзисторные ключи и осуществляя таким образом коммутирование направлений следования импульсов. После отработки каждого шага сканирования или панорамирования столик микрофотометра останавливается, блок выдает синхросигнал для пуска цифрового вольтметра. Блок-схема устройства программного управления сканированием изображения приведена на рис. 3.

Сканирование обрабатываемого изображения проводится в двухходовом режиме. Измерительный столик микрофотометра перемещается в двух взаимно перпендикулярных направлениях шаговыми электродвигателями типа ДШИ-360-8, непосредственно к валу которых присоединены хвостовики микрометрических винтов. Шаг каждого микрометрического винта составляет 0,5 мм, длина резьбовой части винтов — 160 и 90 мм, толщина винтов — 12 мм. Винты стальные, резьба закалена и шлифована. Бронзовая гайка, входящая в состав кинематической пары ведущий винт — гайка, сделана разрезной, чем обеспечивается возможность плавно регулировать ее диаметр и выбирать люфт, возникающий в процессе эксплуатации. Длина резьбовой части гайки — 25 мм, что существенно уменьшает продольный люфт в кинематической паре. Для устранения люфта в системе кинематическая пара — ротор ШД свободные концы микрометрического винта и ротора установлены в опорных подшипниках.

Шаговые электродвигатели, используемые в качестве приводов сканирующего устройства, четырехфазные, с шагом 1° и точностью отработки шага $\pm 12'$. Частота отработки шагов — 550 Гц. Для коммутации последовательности импульсов, управляющих шаговыми электродвигателями, используются два

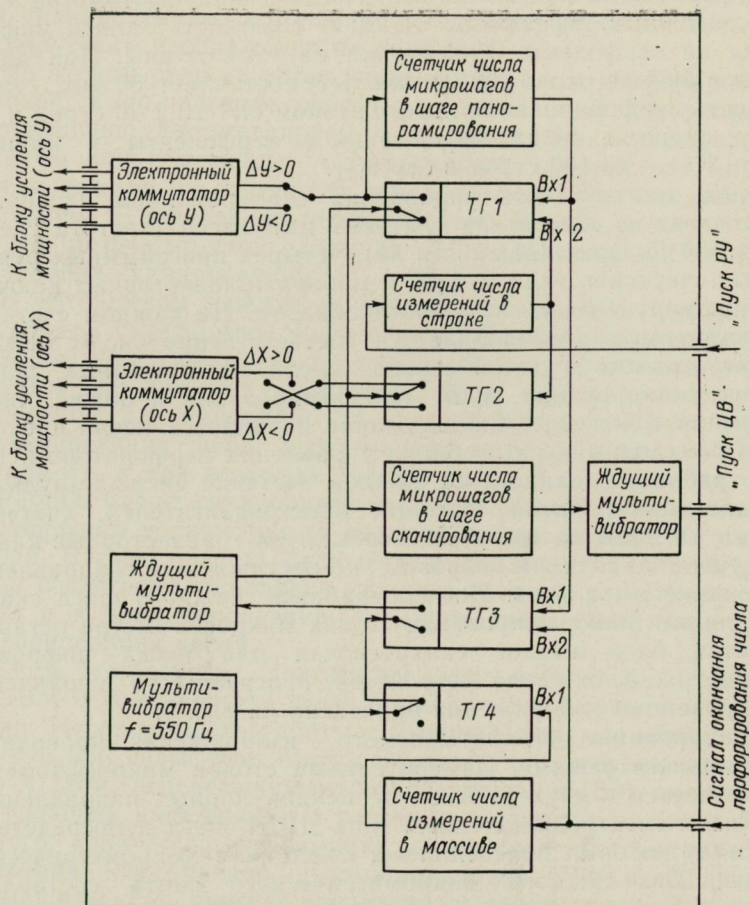


Рис. 3. Блок-схема устройства программного управления сканированием изображения: ТГ1, ТГ3, ТГ4 — триггеры с отдельными входами; ТГ2 — триггер со счетным входом; ТК — управляемые транзисторные ключи. Состояние устройства, приведенное на схеме, соответствует готовности управлять перемещением столика микрофотометра вдоль оси X (после подачи с пульта запускающего импульса или прохождения сигнала окончания перфорирования числа).

транзисторных коммутатора, каждый из которых состоит из двух триггеров и четырех схем «и». Принцип коммутации входов триггеров и построения блоков усиления мощности управляющих импульсов позаимствован из работы [2].

При указанных параметрах системы длина одного шага сканирования составляет 1,4 мкм с возможной абсолютной ошибкой $\pm 0,3$ мкм. Максимальное перемещение столика микрофото-

метра в режиме сканирования — 160 мм вдоль оси X и 90 мм вдоль оси Y .

Координатные погрешности прибора оценивали следующим образом. Ошибку измерения координаты по одной оси представляли в виде $\Delta l = \Delta l_n + \Delta l_{пр} + \Delta l_{л}$, где Δl_n — периодическая ошибка, вызванная различиями в величине шага шагового электродвигателя; $\Delta l_{пр}$ — ошибка, вносимая различиями

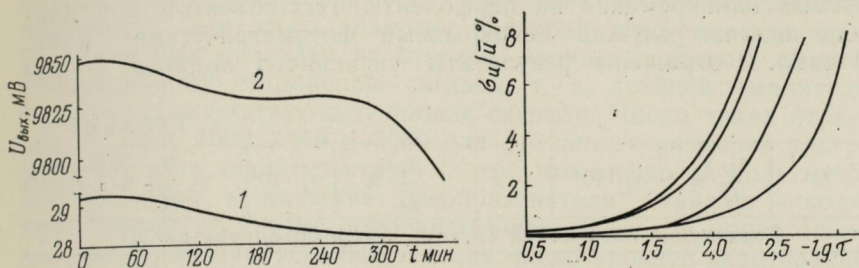


Рис. 4. Дрейф нуля (кривая 1) и изменение чувствительности АЦМФ (кривая 2).

Рис. 5. Зависимость отношения $\sigma_U / \bar{U}$ от коэффициента пропускания для различных значений площади растр-элемента: 1 — $S_{р-э} = 1,6 \text{ мкм}^2$, увеличение оптической системы микрофотометра $n=30^\times$; 2 — $S_{р-э} = 100 \text{ мкм}^2$; $n=30^\times$; 3 — $S_{р-э} = 1000 \text{ мкм}^2$; $n=6^\times$; 4 — $S_{р-э} = 10\,000 \text{ мкм}^2$, $n=6^\times$.

в длине шага микрометрического винта в разных его частях; $\Delta l_{л}$ — ошибка определения координаты, обусловленная наличием люфта в механизмах сканирующего устройства.

Первую и вторую составляющие ошибки определяли в соответствии с методикой, заключающейся в измерении одного и того же отрезка разными частями барабана (ротора ШД) и микрометрического винта [3]. Получены результаты: $\Delta l_n \leq 1,4 \text{ мкм}$; $\Delta l_{пр} \leq 1,4 \text{ мкм}$. Координатную ошибку, обусловленную наличием люфта, находили непосредственно по числу шагов шагового электродвигателя после его реверса, не вызвавших перемещение измерительного столика микрофотометра. Таким образом, суммарная ошибка установки измерительного столика микрофотометра по одной координате равна $\Delta l < 4 \text{ мкм}$.

Для оценки стабильности работы микрофотометра были проведены измерения (см. рис. 4). По оси абсцисс отложено время, прошедшее после предварительного прогрева (в течение одного часа) блока фотометрирования и цифрового вольтметра, а по оси ординат — напряжение, обусловленное темновым током ФЭУ, и значения напряжения, соответствующего фототoku максимального пропускания. Во время испытаний площадь растр-элемента была равна $30 \times 30 \text{ мкм}^2$. Дрейф нуля АЦМФ за два часа работы составил не более 0,5 мВ, напряжение, соответствующее «фону» негатива, за это же время изменилось на

0,4%. Вид кривых свидетельствует о необходимости периодической (через каждые два часа работы) калибровки и установки нуля АЦМФ.

Для анализа амплитуды статистических флуктуаций напряжения, соответствующего различным значениям коэффициента пропуска и размерам растр-элемента, выполнено несколько серий по 120 измерений, проводимых через секунду и регистрируемых одновременно на перфоленте. Тест-объектом для данного анализа служил непрерывный фотометрический клин. В табл. 3 отражены результаты численного анализа — для

Таблица 3

τ	$\frac{\sigma_U}{U} \%$	$\sigma_U \cdot 10^3$	τ	$\frac{\sigma_U}{U} \%$	$\sigma_U \cdot 10^3$	τ	$\frac{\sigma_U}{U} \%$	$\sigma_U \cdot 10^3$
Увеличение оптической системы микрофотометра $n=30\times$								
$S_{p-э} = 1,6 \text{ мкм}^2$			$S_{p-э} = 100 \text{ мкм}^2$			$S_{p-э} = 900 \text{ мкм}^2$		
1,0000	0,05	0,515	1,0000	0,06	0,607	1,0000	0,06	0,574
0,5140	0,10	0,532	0,5015	0,11	0,549	0,4829	0,10	0,521
0,2628	0,19	0,490	0,2509	0,17	0,436	0,2571	0,10	0,258
0,1240	0,36	0,450	0,1189	0,33	0,396	0,1217	0,22	0,267
0,0604	0,62	0,375	0,0589	0,63	0,373	0,0614	0,27	0,163
0,0293	1,38	0,404	0,0310	1,12	0,346	0,0304	0,60	0,180
0,0145	2,87	0,416	0,0144	2,38	0,343	0,0171	0,72	0,122
0,0082	5,39	0,445	0,0081	4,47	0,363	0,0083	1,70	0,141
0,0047	7,86	0,367	0,0041	8,25	0,337	0,0040	2,06	0,082
0,0019	20,76	0,398	0,0020	15,99	0,324	0,0020	3,15	0,064
						0,0009	6,85	0,059
Увеличение оптической системы микрофотометра $n=6\times$								
$S_{p-э} = 100 \text{ мкм}^2$			$S_{p-э}=1000 \text{ мкм}^2$			$S_{p-э}=10\,000 \text{ мкм}^2$		
1,0000	0,04	0,407	1,0000	0,03	0,312	1,0000	0,04	0,384
0,5116	0,11	0,576	0,5024	0,05	0,257	0,5178	0,07	0,356
0,2462	0,15	0,367	0,2511	0,10	0,248	0,2513	0,09	0,229
0,1146	0,34	0,394	0,1234	0,15	0,189	0,1234	0,13	0,166
0,0641	0,53	0,339	0,0616	0,24	0,146	0,0608	0,19	0,113
0,0309	1,90	0,586	0,0306	0,31	0,095	0,0316	0,30	0,094
0,0150	3,18	0,478	0,0152	0,56	0,084	0,0149	0,46	0,068
0,0084	4,48	0,375	0,0078	2,17	0,168	0,0082	0,80	0,065
0,0042	9,52	0,399	0,0040	2,99	0,119	0,0042	1,64	0,068
0,0017	26,20	0,457	0,0020	7,34	0,149	0,0020	3,01	0,058
			0,0010	10,81	0,109	0,0009	7,60	0,065
						0,0005	14,86	0,070

четырёх значений площади растр-элемента (1,6; 100; 1000; 10 000 мкм²) посчитаны среднее значение коэффициента пропуска, абсолютное и относительное среднеквадратичное откло-

нение значений выходного напряжения, соответствующего данному τ . На рис. 5 приведены зависимости амплитуды шума, обусловленного статистическими флуктуациями уровня сигнала, от коэффициента пропускания.

Используя приведенные данные, устанавливали число градаций коэффициента пропускания, различаемых микрофотометром, т. е. число уровней, ширина которых определяется амплитудами статистических шумов, зависящих и от измеряемого параметра. Для этого диапазон значений коэффициента пропускания был разделен на отрезки, равные двойному среднеквадратичному отклонению сигнала, т. е. двойной амплитуде шума на соответствующем уровне сигнала. Число таких отрезков — 1000, 1000, 1940 и 2080 для указанных размеров растр-элемента. Это свидетельствует о том, что цифровой вольтметр, используемый в качестве преобразователя «аналог — код», практически не вносит дополнительных ошибок в определение коэффициента пропускания, так как число уровней квантования сигнала, определяемое дискретностью измерений вольтметра — 10 000, значительно превышает количество градаций, определяемых шумами блока фотометрирования. Ширина градаций становится сравнимой с дискретностью показаний цифрового вольтметра при значениях, находящихся за пределами указанных выше диапазонов, внутри которых с вероятностью 0,95 гарантируется, что относительная ошибка измерения коэффициента пропускания не превысит $\pm 10\%$.

Оценим общую погрешность измерения коэффициента пропускания описанным цифровым микрофотометром. В соответствии с физическим определением коэффициента пропускания и методикой измерения последний вычисляется как $\tau = U/U_1$, где U — амплитуда сигнала, соответствующего измеряемому значению коэффициента пропускания; U_1 — сигнал, соответствующий коэффициенту пропускания, условно принятому равным 1. Тогда абсолютную погрешность измерения τ найдем как $\Delta\tau = \Delta U/U_1 + U\Delta U_1/U_1^2$. Здесь ΔU_1 — ошибка определения уровня сигнала, соответствующего $\tau=1$, обусловленная как ошибками измерения, так и временными изменениями коэффициента усиления системы ФЭУ — УПТ — ЦВ; $\Delta U = \Delta U_0 + \Delta U_f$ — ошибка определения уровня сигнала, соответствующего измеряемому коэффициенту пропускания. Эта ошибка состоит, в основном, из двух слагаемых — дрейфа нуля АЦМФ — ΔU_0 и ошибки, вызванной статистическими флуктуациями уровня сигнала — ΔU_f . В неявном виде здесь присутствует и ошибка, обусловленная временными изменениями коэффициента усиления блока фотометрирования. Следуя определению относительной ошибки измерения и используя записанные ранее соотношения, представим последнюю в виде $\Delta\tau/\tau = \Delta U_0/U + \Delta U_f/U + \Delta U_1/U_1$. Первый и третий члены правой части равенства определяются результатами исследования стабильности работы АЦМФ (рис. 4):

$\Delta U_0 = 0,25$ мВ/ч; $\Delta U_1/U_1 = 0,004$. Величину $\Delta U_f/U$ для соответствующего значения $S_{p-\alpha}$ и τ найдем по одной из кривых рис. 5, задавшись доверительным интервалом $\Delta U_f = 2\sigma_U$. Так как флуктуации уровня сигнала ФЭУ могут быть описаны нормальным законом распределения, то, задавая доверительный интервал $\Delta U_f = 2\sigma_U$, мы тем самым определяем и вероятность ($P = 0,95$) того, что ошибка разового измерения не превысит доверительного интервала.

Согласно изложенному определяли относительные ошибки измерений для ряда значений τ и указанных размеров растр-элемента. Затем выбирали граничные значения, для которых с вероятностью, равной 0,95, можно считать, что относительная ошибка определения коэффициента пропускания не превышает $\pm 10\%$. Ошибка измерения плотности почернения $\Delta D = 0,4343 \Delta \tau/\tau$. Результаты анализа приведены в начале данной работы.

Опыт работы с автоматическим цифровым микрофотометром позволяет сделать следующие выводы: микрофотометр обеспечивает измерение коэффициента пропускания (плотности почернения) с точностью, достаточной для проведения фотометрических исследований на современном уровне; применение АЦМФ значительно ускоряет и облегчает проведение статистического анализа распределения оптических характеристик по поверхности исследуемых объектов — Луны и планет; использование данного АЦМФ наиболее целесообразно при получении и обработке сравнительно небольших массивов фотометрической информации — от нескольких сотен до нескольких тысяч измерений.

Список литературы: 1. Гришин М. П., Курбанов Ш. М., Маркелов В. П. Автоматический ввод и обработка фотографических изображений на ЭВМ. М., Энергия, 1976. 152 с. 2. Рубцов В. П., Садовский Л. А., Филатов А. С. Системы с силовыми шаговыми двигателями для металлургической промышленности. М., Энергия, 1967. 96 с. 3. Блажко С. Н. Курс практической астрономии. М., ГИТТЛ, 1951. 399 с.

УДК 523.3

Н. Н. ЕВСЮКОВ, Д. И. ШЕСТОПАЛОВ

ДИАГРАММЫ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

По данным оптических карт выполнено топологическое деление лунной поверхности по параметрам альbedo ($\lambda = 0,62$ мкм) — цвет $C_1 = \rho(0,95 \text{ мкм})/\rho(0,62 \text{ мкм})$ и цвет $C_1 = \rho(0,95 \text{ мкм})/\rho(0,62 \text{ мкм})$ — цвет $C_2 = \rho(0,62 \text{ мкм})/\rho(0,38 \text{ мкм})$.

Применение карт для исследования взаимосвязи оптических характеристик позволяет использовать в пределах их разрешения

всю информацию о фотометрических особенностях любого участка видимого полушария Луны. К минимуму сводятся ошибки выборки деталей, неизбежные при дискретных измерениях.

Использованные в работе карты (масштаб 1 : 5 000 000) построены методом эквиденситометрии фотографических изображений Луны. Основные параметры карт даны в таблице.

Карта	Интервал картируемого параметра	Угловое разрешение, "	Среднее разрешение по оптической характеристике, %	Средняя квадратичная ошибка калибровки изолиний, %	Общее число изолиний
Альbedo (0,62 мкм) [1]	0,068—0,232	3	6	3	24
Цвет C_2 [2]	1,36—1,90	5	2	1,5	17
Цвет C_1 [5]	1,09—1,46	3	1,5	1	20

Ошибка калибровки соответствует районам Луны, сравнимым по размеру с морями. Сравнивая указанные карты с другими картами и данными дискретных измерений, установили, что для всего диска ошибка примерно в два раза больше.

Результаты сопоставления оптических карт удобно представлять в виде двухпараметрических гистограмм, что позволяет ограничить область встречаемости оптических параметров и указать вероятности разных их комбинаций. Методика построения диаграмм сводится к следующему [3]. Лунный диск был разделен на 17 областей — 12 морских и 5 материковых (деление материка на участки произвольно). Для каждой области строили матрицу с количеством элементов, равным произведению чисел избранных интервалов оптических параметров. Размер матриц альbedo — цвет C_1 и цвет C_1 — цвет C_2 составлял соответственно 12×10 и 10×8 , так как интервалы на всех картах были попарно объединены. Каждый элемент матрицы представляет собой площадь (в см^2), занятую на картах данной комбинацией параметров и приведенную к стандартным интервалам по альbedo $\Delta\rho^0 = 0,001$ и цвету $\Delta C_1^0 = \Delta C_2^0 = 0,01$. Эта площадь пропорциональна плотности вероятности встретить данную комбинацию параметров в пределах области Луны, для которой построена матрица. Графически распределение плотности вероятности по матрице можно представить в виде системы изолиний, объединяющих элементы с одинаковой площадью (или плотностью вероятности). Интервалы между изолиниями выбраны в соответствии с точностью определения элементов матрицы. Приведение площади, измеренной планиметром, к стандартным интервалам по альbedo и цвету сильно увеличивает ошибку измерения. Относительные ошибки величин $\Delta\rho$ и ΔC_1 , ΔC_2 для объединенных попарно интервалов на картах около 25%, что соответствует ошибкам элементов

матриц около 50%. Поэтому каждая следующая изолиния соответствует плотности вероятности в два раза больше предыдущей. Построенные системы изолиний представляют собой диаграммы, отражающие взаимосвязь оптических характеристик в различных районах Луны. Единицей на шкале, общей для

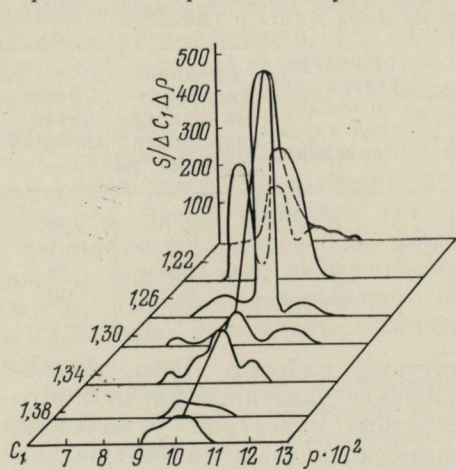


Рис. 1. Трехмерное изображение диаграммы альbedo ρ — цвет C_1 Моря Изобилия.

представляющих геометрический рельеф местности. Анализируя диаграммы таким образом, можно либо привести комбинации оптических параметров с максимальной плотностью вероятности, либо указать последовательности, соединяющие локальные максимумы на сечениях диаграмм параллельно осям координат (их аналог в рельефе местности — гребни или горные цепи). На рис. 1 показано трехмерное изображение диаграммы альbedo — цвет для Моря Изобилия и линия, соединяющая локальные максимумы на сечениях диаграммы. Проекция этой линии на плоскость является одной из последовательностей. Понятно, что такие последовательности на обычных диаграммах оптических характеристик пересекают изолинии. Очевидно, что последовательность более детально описывает взаимосвязь оптических характеристик, чем положение абсолютного максимума плотности вероятности.

Последовательности, выделенные на диаграммах отдельных районов Луны, были нанесены на диаграмму лунного диска и отобраны те из них, которые встречаются в нескольких районах. В случае сближения или пересечения последовательностей, существенно отличающихся по наклону, их разделение является формальным и может быть изменено при интерпретации диаграмм.

всех диаграмм, служит 1 см^2 , т. е. $2,63 \cdot 10^{-4}$, часть площади лунного диска при $\Delta \rho^\circ \Delta C_1^0 = 10^{-5}$ и $\Delta C_1^0 \Delta C_2^0 = 10^{-4}$. Диаграммы носят статистико-вероятностный характер: изолинии иллюстрируют форму поверхности двухкомпонентного распределения плотности вероятности (с точностью до нормирующего множителя) комбинаций параметров (ρ, C_1) и (C_1, C_2) .

Взаимосвязь оптических параметров выявили методом аналогии построенных диаграмм и системы изоуровней высот,

Диаграмма альbedo — цвет лунной поверхности. Диаграмма альbedo ρ — цвет C_1 лунного диска (рис. 3) получена сложением семнадцати матриц морских и материковых областей. Хорошо заметна общая для всего диска тенденция роста альbedo по мере возрастания колор-индекса, вследствие того что гистограмма распределения цвета C_1 по лунному диску имеет два максимума, соответствующих «синей» морской и «красной» материковой поверхности (рис. 2). Другие особенности рельефа диаграммы заметнее проявляются на отдельных диаграммах. Морские территории представлены шестью последовательностями, две из которых разнесены по величине альbedo (1 и 2), а две других — по колор-индексам (4 и 5). Взаимосвязь альbedo — цвет для них практически отсутствует. Лишь для наиболее «красных» морских районов (последовательности 3 и 6) имеет место тенденция ярче — «синее». Для материковых

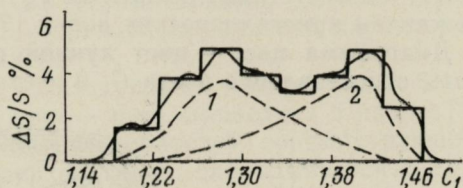


Рис. 2. Гистограмма распределения цвета по диску Луны. Пунктир — примерный вклад в гистограмму морской (1) и материковой (2) поверхности.

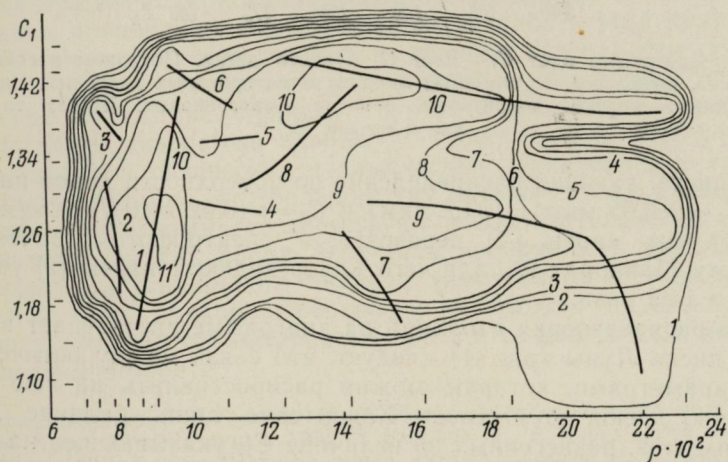


Рис. 3. Диаграмма альbedo — цвет лунного диска. Жирные линии соответствуют последовательностям, выделенным с помощью отдельных морских и материковых диаграмм. Шкала (номер изолинии — приведенная площадь (в см^2) в масштабе карт): 13—16; 12—8; 11—4; 10—2; 9—1; 8—0,50; 7—0,25; 6—0,12; 5—0,06; 4—0,04; 3—0,02; 2—0,01; 1—0,005.

территорий наиболее характерными являются последовательности 8 и 10, отражающие соответственно прямую и обратную

взаимосвязь альbedo и цвета. Последовательность 7 характерна в основном для северных районов материка, последовательность 9 может иметь продолжение в область высоких значений альbedo и низких значений колор-индекса, типичных для лучевых материковых кратеров. Можно думать, что последовательность 7, а также участки последовательностей 9 и 10 при $\rho > 0,17$ соответствуют незрелым грунтам Луны с высоким содержанием кристаллических пород [7].

Диаграмма цвет — цвет лунной поверхности. Как отмечалось, сопоставление цвета C_1 и цвета C_2 выполнено с помощью

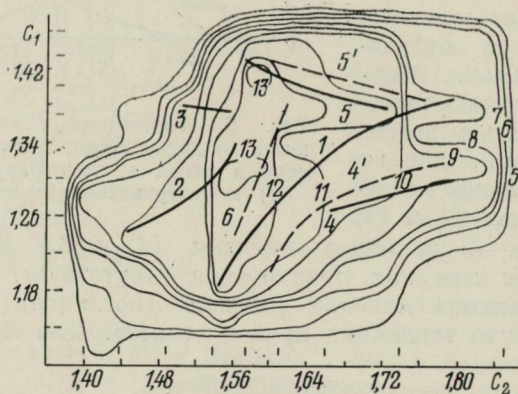


Рис. 4. Диаграмма цвет C_1 — цвет C_2 лунного диска. Показаны последовательности, выделенные с помощью морских и материковых диаграмм. Сплошные линии — морские территории, пунктир — материковые. Шкала та же, что и на рис. 3.

карт цвета, дающих распределение по поверхности колор-индексов $C_1 = \rho(0,95 \text{ мкм}) / \rho(0,62 \text{ мкм})$ и $C_2 = \rho(0,62 \text{ мкм}) / \rho(0,38 \text{ мкм})$. Нуль-пункт карты [2] переведен в спектрофотометрическую систему Маккорда [9], для чего колор-индексы карты [2] увеличены в 1,32 раза.

Из распределения изолиний на диаграмме цвет — цвет видимого диска Луны (рис. 4) следует, что связь между оптическими параметрами, которую можно распространить на всю территорию диска, отсутствует. Характерно лишь наличие двух максимумов, разнесенных по величине C_1 , указывающее на разделение море — материк для этого участка спектра. С помощью отдельных морских и материковых диаграмм выделены шесть последовательностей. На диаграммах Океана Бурь и морей Изобилия, Дождей, Спокойствия (последовательности 1, 2, 4), а также диаграммах Западного, Северного и Центрального участков материка (последовательности 6 и 4') зафиксированы значительные вариации цвета по обоим координатам и для последовательностей справедлива прямая взаимосвязь цвет — цвет.

Последовательности для «красных» морей Холода, Нектара, поверхности Океана Бурь (5) с колор-индексом $C_1 > 1,36$, а также участки материковых (5') и морских (3) диаграмм в этом интервале колор-индексов намечают обратную тенденцию связи цвет — цвет. На диаграммах остальных морей, имеющих незначительные вариации цвета, новые последовательности не выделяются. Незрелым грунтам на Луне, видимо, соответствуют участки последовательностей с прямой корреляцией параметров C_1 и C_2 при низких значениях C_1 .

Диаграмма, построенная по дискретным измерениям и близкая по смыслу к диаграмме цвет — цвет, приведена в работе [8]. Четкое деление диаграммы на пять областей, соответствующих морфологическим типам поверхности, не оправдывается в случае глобального распределения параметров, однако самая общая аналогия сохраняется.

Выделенные последовательности, по-видимому, соответствуют определенным типам поверхности и могут быть использованы при двухпараметрическом районировании Луны по параметрам альbedo ρ — цвет C_1 и цвет C_1 — цвет C_2 .

Для интерпретации диаграмм данных пока недостаточно. Однако согласно работе [6] колор-индекс C_1 статистически связан с интенсивностью полосы поглощения лунного грунта на 0,95 мкм. В свою очередь интенсивность полосы пропорциональна содержанию кристаллической компоненты и некоторой функции процентного содержания пироксенов в этой компоненте [7]. Вероятно, типологическое деление поверхности по указанным оптическим параметрам связано с различиями минералогического состава лунного грунта. Ранее была построена аналогичная диаграмма альbedo ρ — цвет C_2 [3]. В результате сопоставления оптических и химических характеристик лунных пород установлено, что большинству оптических последовательностей на диаграмме соответствуют последовательности по химическому составу пород. Это дало возможность разработать методику дистанционного анализа химического состава значительной части лунной поверхности [4]. Можно надеяться, что со временем удастся интерпретировать и те диаграммы, которые приведены в работе.

Список литературы: 1. Евсюков Н. Н. Карта альbedo видимого полушария Луны. Киев, Наукова думка, 1973. 2. Евсюков Н. Н. Карта цвета видимого полушария Луны. Киев, Наукова думка, 1973. 3. Евсюков Н. Н. Диаграммы альbedo — цвет лунной поверхности. — Вестн. Харьк. ун-та, 1974, № 117. Астрономия, вып. 9, с. 27—32. 4. Евсюков Н. Н. Опыт дистанционного оптического анализа химического состава лунной поверхности. — Астрон. вестн., 1976, т. 10, № 4, с. 177—189. 5. Евсюков Н. Н., Шестопалов Д. И. Инфракрасная колориметрическая карта видимого полушария Луны. — Астрон. циркуляр, 1977, № 962, с. 1. 6. Шестопалов Д. И. О возможности колориметрического представления интенсивности полосы поглощения лунного грунта на 0,95 мкм. — Астрофизика и астрометрия, 1978, № 36, с. 49—52. 7. Adams J. B. Visible and near-infrared diffuse reflectance spectra of pyroxenes as applied to remote sensing of solid objects in the solar system. —

J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 4829—4836. 8. Application of remote spectral reflectance measurements to lunar geology classification and determination of titanium content of lunar soil/M. P. Charette, T. B. McCord, C. Pieters. J. B. Adams.—J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 1605—1613. 9. Lunar spectral types/T. B. McCord, M. P. Charette, T. V. Johnson e. a.—J. Geophys. Res., 1972, v. 77, p. 1349—1359.

УДК 523.37

Ю. Г. ШКУРАТОВ

О ПРИРОДЕ ВЗАИМОСВЯЗИ АЛЬБЕДО — СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В конце прошлого столетия Росс и Ландерер обратили внимание на то, что лунные моря (более темные области) поляризуют солнечный свет в большей степени, чем материки. Это же явление при измерении различных веществ наблюдал известный русский физик Н. А. Умов.

Количественным изучением обратной корреляции между величиной альбедо Луны ρ и степенью поляризации P отраженного света занимались Н. П. Барабашов, А. В. Марков, Н. Н. Сытинская и др. Итог этим работам был подведен в статье [1].

А. Дольфюс [2—6; 7], используя телескопические наблюдения и лабораторные измерения образцов лунного реголита и их земных аналогов, показал, что уравнение регрессии этой зависимости имеет вид

$$\lg \rho + k \lg P_{\max} = \text{const}, \quad (1)$$

причем характер этой связи одинаков для любых тел солнечной системы, лишенных атмосферы. По измерениям 142 участков поперечников 6" в визуальных лучах А. Дольфюс вычислил коэффициенты, входящие в формулу

$$\lg \rho + (0,724 \pm 0,005) \lg P_{\max} = -(1,81 \pm 0,02). \quad (1')$$

Соотношения между значениями ρ и P сохраняется в широком диапазоне углов фазы ($30^\circ \leq \alpha^\circ \leq 140^\circ$) и имеет место для любых длин волн в видимом диапазоне спектра и в близких к нему ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах. Коэффициент корреляции достигает максимального значения при $\alpha^\circ \simeq 95^\circ \div 110^\circ$, т. е. при $P(\lambda, \alpha) = P_{\max}$, однако и в этом случае он не равен единице. Это, вероятно, связано не только с ошибками измерений, но и с физическими эффектами, изученными недостаточно. На эту возможность указывал А. Дольфюс [2—6].

Определим величину, характеризующую степень поляризации отраженного Луной света, следующим образом:

$$P = \frac{B_{\perp} - B_{\parallel}}{B_{\perp} + B_{\parallel}} = \frac{\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}}{\rho_{\perp} + \rho_{\parallel}}, \quad (2)$$