

✓ К-14038
П290698

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 137

[11.]

ФИЗИКА ЛУНЫ И ПЛАНЕТ
ВОПРОСЫ АСТРОМЕТРИИ

40 коп.



Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии, 1976, № 137, 1—82, 2.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00280885

3

1858

THE ALFRED H. HARRIS
LIBRARY

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО
И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ
УССР

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№137

ФИЗИКА ЛУНЫ И ПЛАНЕТ
ВОПРОСЫ АСТРОМЕТРИИ

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСКОЕ
ОБЪЕДИНЕНИЕ
«ВИЩА ШКОЛА»
ИЗДАТЕЛЬСТВО
ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ
УНИВЕРСИТЕТЕ
1976

Вестник печатается по решению редакционной коллегии Астрономической обсерватории Харьковского университета (протокол от 7 декабря 1975 года). Работы, опубликованные в данном выпуске, поступили в редколлегию в октябре 1975 года. Предыдущий вестник вышел под названием «Астрономия», выпуск 10.

Редакционная коллегия:

канд. физ.-мат. наук *Ю. В. Александров*, *К. Н. Деркач*,
канд. физ.-мат. наук *В. И. Езерский* (отв. ред.), канд.
физ.-мат. наук *К. Н. Кузьменко* (отв. секр.), канд.
физ.-мат. наук *О. М. Стародубцева*, канд. физ.-мат.
наук *А. Т. Чекирда*.

Адрес редакционной коллегии:

310022, Харьков, 22, Сумская, 35. Астрономическая
обсерватория Харьковского университета. Тел. 43-24-28.

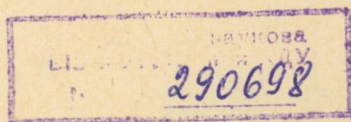
Физика Луны и планет. Вопросы астрометрии. Вестн.
Харьк. ун-та. X., «Вища школа», Изд-во при Харьк.
ун-те, 1976.

82 с. Список лит. в конце статей.

Помещены статьи по вопросам меридианной и фото-
графической астрометрии, фотометрии Луны и планет.

Предназначен для научных работников и специа-
листов.

Редакция естественнонаучной литературы
И. о. зав. редакцией *Н. Н. Сорокун*



*И. И. Антипова-Каратаева, Л. А. Акимов,
В. И. Езерский, канд. физ.-мат. наук, В. А. Псарев*

**СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ ФАЗОВОЙ
ФУНКЦИИ ОБРАЗЦОВ РЕГОЛИТА, ДОСТАВЛЕННОГО АМС
«ЛУНА-16» и «ЛУНА-20»**

Лабораторные исследования индикатрис отражения образцов реголита, доставленных «Апполоном-11» и «Луной-16» [1—3], показали, что фотометрическая фазовая функция мелкодисперсного вещества весьма близка к средним данным для Луны, однако полного сходства не наблюдается. Отмечено, что при угле визирования $\varepsilon = 60^\circ$ и $\alpha > 30^\circ$ фазовая функция образца идет более полого, чем у средней Луны, что отчасти объясняется влиянием мезорельефа лунной поверхности [2—4]. В работе [5] показано, что фотометрическая функция образцов реголита «Аполлона-11» с гребенчатой, искусственно созданной поверхностью ближе к лунной фотометрической функции, чем у тех же образцов с плоской поверхностью. В работе [4] рассматривается влияние изменения плотности упаковки образца реголита на фотометрическую функцию. Индикатрисы отражения образцов «Аполлона-11» измерялись также в работе [6], в которой отмечено, что кроме характерного для лунной поверхности сильного обратного отражения имеет место и небольшое увеличение яркости в направлении зеркального отражения.

В настоящей работе проведено сопоставление фотометрической фазовой функции образцов реголита, доставленного АМС «Луна-16» и «Луна-20». Измерения проводились на индикаторе, конструкция которого обеспечивала минимальное значение угла фазы $2^\circ,5$ при ширине падающего и отраженного пучков около 1° .

Угол отражения ε фиксировался, а угол освещения i менялся непрерывно за счет вращения штанги с осветителем от синхронного мотора. Приемником излучения служил фотоумножитель ФЭУ-68, усиленный фототок от которого регистрировался на самописце. Основная серия измерений проводилась без фильтра, а для определения показателя цвета — с синим и красным фильтрами. При этом средние длины волн спектральной чувствительности составляли соответственно $460 \text{ м}\mu$ (СС-5), $515 \text{ м}\mu$ (без фильтра) и $602 \text{ м}\mu$ (КС-10).

Образцы изготавливались путем постепенного, свободного насыпания ровным слоем реголита, отобранного из зоны А, как

пробы в целом, так и ее отдельных фракций по размерам частиц. Поверхность образцов никаким изменениям не подвергалась. Всего было измерено восемь образцов: неразобранные образцы проб «Луны-16» и «Луны-20», четыре фракционированных образца «Луны-20» и два фракционированных образца «Луны-16».

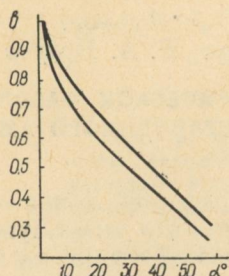


Рис. 1. Фотометрическая функция образцов реголита «Луны-16» (нижняя кривая) и «Луны-20» (верхняя кривая) для угла отражения $\varepsilon=0^\circ$.

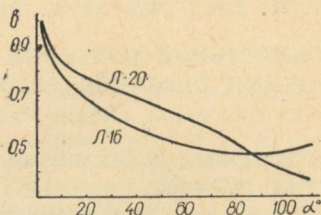


Рис. 2. Фотометрическая функция образцов реголита «Луны-16» и «Луны-20» для угла отражения $\varepsilon=60^\circ$.

Измеренные значения яркости нормировались к минимальному значению угла фазы, равному $2^\circ,5$. Для детального сопоставления данных определялась производная фотометрической функции, т. е. $\frac{\partial b}{\partial \alpha}$, выраженная в % на градус. Полученные

значения производной фотометрической функции измеренных образцов представлены в таблице, где даны также значения яркостного фактора для двух значений угла фазы $\alpha=2^\circ,5$ и $\alpha=10^\circ$. Производная фотометрической функции определялась по индикатометрическим измерениям при угле отражения $\varepsilon=0^\circ$.

На рис. 1, 2 представлены индикатрисы отражения образцов реголита «Луны-16» и «Луны-20» для углов отражения $\varepsilon=0^\circ$ и $\varepsilon=60^\circ$. На рисунках видно, что для образца «Луны-16» кривая изменения яркости идет более круто, чем для образца «Луны-20».

Из таблицы и рис. 3 видно, что в интервале угла фазы $2^\circ,5-20^\circ$ производная фотометрической функции образца «Луны-16» систематически больше, чем у образца «Луны-20», и различие производных постепенно уменьшается с увеличением угла фазы. При этом для всех образцов в соответствии с известными свойствами лунной фотометрической функции производная возрастает особенно сильно в интервале $0^\circ-10^\circ$. Есть основания считать, что значительная часть характерного для лунной поверхности эффекта обратного отражения, как это впервые было заключено на основании анализа наземных телескопических на-

α	Луна-16	„Луна-20“	„Луна-20“				„Луна-16“	
			фракции				фракции	
			+0,200 —0,450	+0,127 —0,200	+0,083 —0,127	—0,083	—0,083	+0,083
2°, 5	5,00	4,00	2,96	3,52	3,80	4,20	5,40	4,92
4	4,33	3,42	2,60	2,72	2,95	3,48	4,28	3,40
6	3,36	2,62	2,15	1,98	2,16	2,53	2,90	2,65
8	2,38	1,86	1,71	1,57	1,74	1,69	2,26	2,28
10	1,80	1,47	1,39	1,31	1,46	1,36	1,86	1,96
12	1,55	1,26	1,15	1,15	1,30	1,21	1,65	1,68
14	1,42	1,14	1,01	1,05	1,17	1,12	1,46	1,43
16	1,32	1,09	0,95	0,97	1,09	1,07	1,33	1,27
18	1,23	1,06	0,91	0,93	1,00	1,02	1,23	1,17
20	1,14	1,03	0,91	0,90	0,93	0,98	1,15	1,10
25	1,02	1,02	0,92	0,88	0,86	0,90	1,03	0,98
30	0,98	0,99	0,94	0,88	0,86	0,90	0,98	0,89
35	0,94	0,96	0,97	0,90	0,88	0,92	0,96	0,83
40	0,90	0,96	1,01	0,92	0,90	0,94	0,92	0,78
45	0,88	0,94	1,05	0,94	0,92	0,96	0,91	0,77
50	0,85	0,94	1,09	0,96	0,94	0,98	0,90	0,79
55	0,83	0,94	1,16	1,02	0,96	1,00	0,91	0,82
60	0,82	0,94	1,23	1,10	0,98	1,02	0,93	0,84
$\rho_{2^\circ, 5}$			0,158	0,162	0,178	0,216	0,082	0,083
ρ_{10°			0,134	0,136	0,146	0,176	0,065	0,064

блюдений, может быть отнесена за счет теневого эффекта, обусловленного микроструктурой поверхностного слоя. Вместе с тем исследования показали, что мелкодисперсное вещество реголита является весьма разнородным по составу, размерам, морфологии, оптическим свойствам и другим характеристикам.

Характерной особенностью реголита является наличие многочисленных и разнообразных частиц стекла, включая сфероидальные, остроугольные формы и стеклянные корочки. В составе реголита принято выделять обломки пород и минералов скального основания (первичные частицы) и продукты их ударной переработки — стекла, шлаки, брекчии (вторичные частицы). Соотношение первичных и вторичных компонентов реголита зависит от степени переработки, так называемой зрелости.

А. П. Виноградов [7] отметил, что реголит «Луны-20» содержит гораздо меньше оплавленных частиц и что в нем преобладают обломки кристаллических пород и минералов и практически мало ошлакованных брекчий и сфероидов, характерных для реголита «Луны-16». Детальное сравнение характеристик реголита «Луны-16» и «Луны-20» проведено в работах [8, 9]. В этих работах отмечено, что вторичных частиц в реголите «Луны-16» значительно больше, чем в реголите «Луны-20». Так, например, шариков в морском реголите «Луны-16» значительно больше, чем в реголите «Луны-20», а именно — 1,2% по сравнению с 0,4% для фракций больше — 0,4 мм. Это соотношение,

по всей видимости, сохраняется, а может быть, и усиливается для меньших фракций, для которых характерно увеличение относительной доли вторичных частиц, в частности стеклянных шариков. Отмечено также, что в морском реголите обнаружено значительно больше стекла, присутствующего как в виде сферических частиц, так и в форме обломков с резкими остроугольными формами [9]. Имеет место также и различие в микроморфологии частиц, выражающихся в большей эродированности,

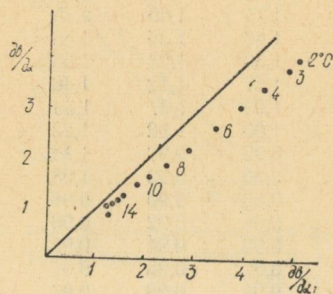


Рис. 3. Сопоставление производной фазовой функции db/da образцов реголита «Луна-16» и «Луна-20».

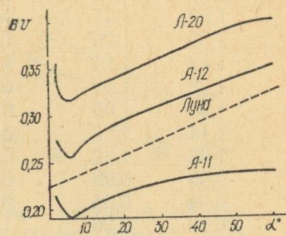


Рис. 4. Измеренная зависимость показателя цвета $B-V$ от угла фазы для образца реголита «Луны-20», а также для образцов реголита «Аполлона-11» и «Аполлона-12» и по наземным наблюдениям [4].

повышенной шероховатости поверхности частиц реголита «Луны-16».

Можно полагать, что различие фотометрической функции реголита «Луны-16» и «Луны-20» в значительной степени обусловлено морфологическими различиями, а именно: большей долей стекла, в том числе и стеклянных шариков в веществе реголита «Луны-16» и большей эродированностью частиц. Наличие стеклянного компонента, в частности стеклянных шариков, оказывает заметное влияние на ход фотометрической функции в интервале угла фазы 0° — 10° и вносит свой вклад в эффект обратного отражения. Вероятно, стеклянная компонента реголита оказывает влияние и на ход фотометрической функции при $\varepsilon=60^\circ$ и $\alpha>80^\circ$, чем отчасти может быть объяснен вид индикатрисы отражения (рис. 2). Однако в настоящих индикатометрических измерениях образца реголита «Луны-16» не был обнаружен значительный эффект зеркального отражения, как это получено в работе [10].

Фракционирование по размерам сказывается также и на величине яркостного фактора. Производная фазовой функции при уменьшении размеров частиц фракций увеличивается в интервале угла фазы $2^\circ,5$ — 6° , что может быть вызвано увеличе-

нием относительной доли вторичных частиц, более оплавленных и более эродированных при уменьшении размеров фракций.

Из данных таблицы видно, что для реголита «Луны-20» при уменьшении размеров фракций яркостный фактор возрастает, а фракционирование образца реголита «Луны-16» на яркостном факторе не сказывается. По всей видимости, отмеченные особенности связаны с тем обстоятельством, что частицы реголита «Луны-20» более прозрачные и более светлые, отчего и более высокое значение яркостного фактора по сравнению с реголитом «Луны-16», частицы которого менее прозрачны. При этом частицы более мелких фракций реголита «Луны-20» прозрачнее частиц более крупных фракций, а частицы различных фракций реголита «Луны-16» остаются в основной части непрозрачными. Из рис. 4 видно, что показатель цвета $B-V$ материкового более светлого реголита «Луны-20» больше показателя цвета морского реголита «Аполлона-11» и «Аполлона-12» [4]. Вместе с тем характер хода показателя цвета с углом фазы примерно одинаков, а именно: имеет место увеличение показателя цвета, «покраснение» при увеличении угла фазы от 5° и небольшое, но резкое уменьшение показателя цвета на интервале $0^\circ-5^\circ$ — оппозиционный эффект цвета.

В качестве возможного объяснения этого эффекта можно предположить, что он связан с тем вкладом, который вносят в фотометрическую функцию реголита прозрачные частицы, в частности стеклянные шарики. Для изучения этого вопроса равно, как и для интерпретации особенностей фотометрической функции отдельных участков лунной поверхности по данным наземных наблюдений и с помощью космических аппаратов необходимы более детальные индикатометрические исследования различных образцов реголита, фракционированных по размерам частиц, морфологическим и оптическим свойствам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gold T., Campbell M. J., O'Leary B. T. Optical and High-Frequency Electrical Properties of Lunar Sample. — «Science», 1969, vol. 167, № 3918, p. 707—709.
2. O'Leary B., Briggs F. Optical Properties of «Apollo-11» Moon Samples. — «J. Geoph. Res.», 1970, vol. 75, № 32, p. 6532—6537.
3. Барабашов Н. П., Акимов Л. А. Об индикатрисах рассеяния света лунным грунтом, доставленным автоматической станцией «Луна-16». Сб.: Лунный грунт из Моря Изобилия. М., «Наука», 1974. 502 с.
4. O'Leary B., Briggs F. Optical Properties of «Apollo-12» Moon Samples. — «J. Geoph. Res.», 1973, vol. 78, № 5, p. 792—797.
5. Wilson L. A Photometric Investigation of the packing state of «Apollo-11» Lunar regolith samples. — «Plan. Space. Sci.», 1973, vol. 21, p. 113—118.
6. Birkebak R. C., Cremers C. J., Dawson J. P. Thermal radiation properties and thermal conductivity of Lunar material. — «Science», 1970, vol. 167, № 3918, p. 724—726.
7. Виноградов А. П. Предварительные данные о лунном грунте, доставленном автоматической станцией «Луна-20». — «Вестн. АН СССР», 1972, № 10, с. 26—40.

8. Ivanov A. V., Tarasov L. S., Rode O. D., Florensky K. P. Comparative characteristics of regolith samples delivered from the lunar mare and highland regions by the automatic stations «Luna-16» and «Luna-20». — «Proceed. of the 4 Lunar Science Conf.», vol. 1, p. 351—364. Houston, Texas, NASA, 1974.
9. Исследование микроморфологии частиц лунного грунта методом растровой электронной микроскопии. — «Космич. исслед.», 1973, т. XI, в. 6, с. 933—939. Авт.: К. П. Флоренский, О. Д. Родэ, А. В. Иванов, Р. А. Бочко.
10. Антипова-Каратаева И. И., Стахеев Ю. И., Флоренский К. П. Оптические характеристики реголита из Моря Изобилия, Моря Спокойствия и Океана Бурь. — Сб.: Лунный грунт из Моря Изобилия. М., «Наука», 1974, с. 476—500.

УДК 523.37

В. И. Езерский, канд. физ.-мат. наук, *С. А. Кузьменков*,
В. И. Мамницкий, *Н. С. Олифер*, *В. А. Псарев*

СРАВНЕНИЕ КАРТ НОРМАЛЬНОГО АЛЬБЕДО ВИДИМОГО ПОЛУШАРИЯ ЛУНЫ

Опубликовано немало карт, представляющих имеющуюся информацию о фотометрических, колориметрических, поляриметрических, тепловых и радиолокационных свойствах лунной поверхности. Только по одному параметру — нормальному альбедо — опубликовано четыре карты в близких фотометрических системах. Принципы и методы составления карт физических свойств лунной поверхности по фотометрическим данным и примеры составления подобных карт отдельных районов изложены в работах Ю. Н. Липского и В. В. Шевченко [1, 2]. Сопоставление карт нормального альбедо и является предметом исследования в настоящей статье. Сравнимые карты нормального альбедо [3—6] различаются как по методике составления, так и по способу представления на картах данных.

Саари и Шортхилл [3] провели обширные фотоэлектрические наблюдения Луны с помощью механического развертывающего устройства, установленного на телескопе в области спектра с $\lambda_0 = 0,445$ мкм. Изображение диска Луны было представлено 200 сканами, что соответствует разрешению системы около $10''$. Результаты обработки представлены в виде контурных карт изофот. Наблюдениями охвачены 24 значения угла фазы, в том числе минимальное значение угла фазы составляет $2^\circ 16'$. Калибровка изофот проведена по интегральной фазовой кривой Ружье и состоит в приравнивании средней яркости диска к среднему значению сигнала при данной фазе.

Путем сопоставления значений нормального альбедо 94 деталей по каталогу Н. Н. Сытинской [7] с соответствующими значениями относительной яркости по карте изофот при $\alpha =$

$= -2^{\circ}16'$ по способу наименьших квадратов было определено значение коэффициента редукции [8]. Весь диапазон альbedo от 4,7 до 22,4% содержит 19 интервалов.

Основой для карты нормального альbedo видимого полушария Луны, составленной Поном и Вильдеем, послужил снимок Луны, полученный при угле фазы $\alpha = 1^{\circ},5$ с разрешением около $3''$ в фотометрической системе, близкой к V. Калибровка осуществлялась на основании данных фотоэлектрического сканирования диска, проводимого одновременно с фотографированием. Абсолютная привязка проведена по фотоэлектрическим наблюдениям стандартных звезд. Коэффициент редукции к истинному полнолунию, т. е. переход от яркостного фактора при $\alpha = 1^{\circ},5$ к $\alpha = 0^{\circ}$, принимался равным 5% и постоянным по диску. Вся область изменения нормального альbedo от 7 до 24% разделялась на 20 интервалов. Контуров областей с заданным значением интервала интенсивности определялись с помощью автоматического сканирования фотографического изображения.

Фотометрическая карта видимого полушария Луны [4], составленная в астрономической обсерватории Харьковского университета совместно с Институтом космических исследований, основана на снимке Луны, полученном при угле фазы $\alpha = -1^{\circ},5$ в системе, близкой к фотовизуальной, с разрешением около $3''$. Обработка снимка проведена методом фотографической эквиденситометрии. Калибровка осуществлена путем привязки к данным фотометрического каталога В. А. Федорец [9], для чего были проведены дополнительные измерения оригинального снимка. Для стандартизации применялся редукционный коэффициент перехода от значений относительной яркости по каталогу [9] к значениям яркостного фактора в системе визуального каталога Н. Н. Сытинской и В. В. Шаронова [10], определенный в работе [11]. Весь диапазон альbedo от 6,5 до 20,6% разделен на 22 интервала. Редукция к истинному полнолунию не проводилась.

В Государственном астрономическом институте им. П. К. Штернберга составлена общая карта альbedo поверхности лунного шара [6]. Область западного полушария исследовалась по снимкам из серии АМС Зонд-6, а область восточного полушария по снимку, полученному космическим кораблем «Аполлон-13». Снимки были обработаны методом фотографической эквиденситометрии. Калибровка и стандартизация осуществлялась путем привязки к каталогу [12], основанному на данных фотометрического атласа Саари и Шортхилла [3]. Редукция к нулевому значению угла фазы проводилась по улучшенной формуле Хапке со значениями параметров $h = 0,38$, $\gamma = 75^{\circ}$, $f = 0,75$. Для центральной части видимого полушария была использована карта изофот Саари и Шортхилла [3] при угле фазы $-2^{\circ}16'$. Общий диапазон значений альbedo заключался в пределах от 6 до 18%. Изолинии проводились с постоянным

шагом $\Delta\rho_0 = 1\%$. Фотометрическая карта охватывает 80% общей поверхности лунного шара.

Карты сравнивались путем сопоставления значений альбедо примерно 320 точек, равномерно распределенных по диску. По всей совокупности сравниваемых точек методом наименьших квадратов определялись значения коэффициентов в уравнениях регрессии для значений альбедо: $\rho_{K_1}^i = K \rho_{K_2}^i + \Delta\rho$, где $\rho_{K_1}^i$ — значение альбедо i -й точки сравнения по карте K_1 , принимаемое

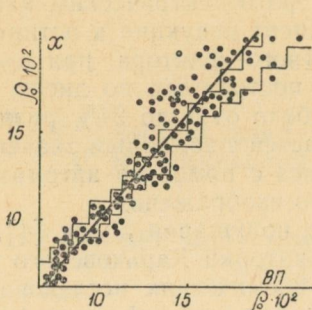


Рис. 1. Сопоставление данных сравнения Харьковской фотометрической карты видимого полушария Луны и карты нормального альбедо Вильеда и Пона. Ломаной линией обозначены границы области совпадения значения данных сравниваемых карт. Сплошная черта — линия регрессии по всей совокупности сравнения.

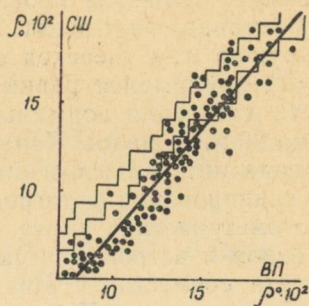


Рис. 2. Сопоставление данных сравнения карты Саари и Шортхилла и карты Вильеда и Пона.

как среднее значение на интервале, в который попадает i -я точка по карте K_1 ;

$\rho_{K_2}^i$ — то же самое для i -й точки по карте K_2 .

В случае соответствия карт коэффициент K в пределах точности должен равняться 1,0, а член $\Delta\rho$ — нулю. Соответствие сравниваемых карт можно проверить по соотношению интервалов альбедо, в которые попадают на картах сравниваемые точки. В том случае, если интервалы имеют хотя бы одну общую точку, можно считать, что имеет место совпадение данных. Для вычисления параметров уравнений регрессии и определения относительной доли совпадений были построены корреляционные таблицы, строки и столбцы которых соответствуют интервалам альбедо сравниваемых карт. Совокупность данных сравнения представлена на рис. 1—4, на которых обозначена область совпадения и линии регрессии, рассчитанные аналитически как для всего диапазона альбедо, так и для отдельных участков. Степень совпадения карт определялась как относительная доля точек сравнения, которые попадают в область совпадения, т. е. в перекрывающиеся и соприкасающиеся интервалы. Значения

этой величины $p\%$ и значения коэффициентов K и Δp приведены в таблице.

Переходя к рассмотрению полученных при сравнении данных, рассмотрим возможные причины расхождения как систематического характера, так и случайного. Прежде всего отметим неопределенность редукции к истинному полнолунию, т. е. переход от яркостного фактора к нормальному альбедо. Для

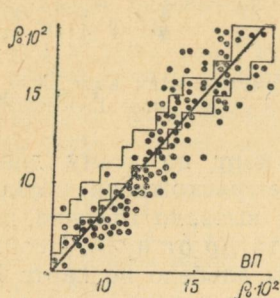


Рис. 3. Сопоставление данных сравнения общей карты альбедо и карты Вильдея и Пона.

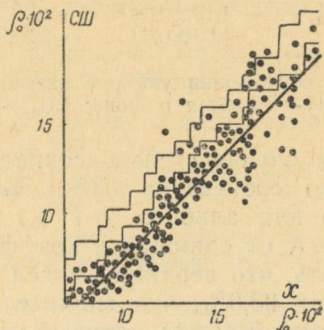


Рис. 4. Сопоставление данных сравнения карты Саари и Шортхилла и харьковской фотометрической карты.

сравниваемых карт редукция к истинному полнолунию либо вообще не производилась [3, 4], либо принималась постоянной и составляла 5% [5], такого же порядка и для карты [6].

Различие фотометрических систем может быть одним из источников систематических расхождений. В данном случае различия фотометрических систем невелики. Карта изофот США, соответствующая $\lambda=0,44$ мкм, привязана к данным визуального каталога. Как показано Вильдеем [13], ошибка в определении альбедо, связанная с небольшим различием фотографической и фотоэлектрической фотометрических систем, пренебрежимо мала. Основные причины систематических расхождений следует искать в методике осуществления калибровки и стандартизации в ходе обработки исходного материала и составления карты. Различия селенографических сеток, как и различие разрешающей способности карт, скорее приводят к случайным ошибкам и увеличивают дисперсию совокупности данных сравнения. Можно еще отметить, что не исключена возможность изменения интегрального блеска Луны вблизи полнолуния в пределах $\pm 0^m,10$, как отмечается в работе [14], связанного, очевидно, с влиянием солнечной активности, что является дискуссионным.

Как следует из данных таблицы и рис. 1—4, хорошее согласие получается при сравнении фотометрических карт X—ВП.

Карты	Коэффициенты уравнения регрессии		Степень совпадения в интервале, %				
	K	Δp %	весь инт.	<9	9—11	11—17	>17
X—ВП	$1,21 \pm 0,04$	$-2,2 \pm 0,2$	63	65	73	73	36
СШ—ВП	$1,21 \pm 0,04$	$-4,4 \pm 0,05$	23	1	1	37	54
Г—ВП	$1,19 \pm 0,01$	$-3,5 \pm 0,05$	27	4	4	43	45
СШ—X ¹	$1,03 \pm 0,03$	$-2,2 \pm 0,05$	10	9	2	14	14

¹ В сокращении указаны названия фотометрических карт: X — харьковская; ВП — Вильдея и Пона; СШ — Саари и Шортхилла; Г — общей карты.

В этом случае степень совпадения карт по всему диапазону альbedo составляет 63%. Заметное расхождение отмечается только для альbedo $>17\%$, чем и вызвано отличие коэффициента K от единицы и коэффициента Δp от нуля. Необходимо отметить, что верхний предел шкалы альbedo по карте ВП составляет 23,9%, что значительно выше верхнего предела для харьковской карты, который составляет лишь 20,6%.

Имеются систематические расхождения между картой СШ, с одной стороны, и картами ВП и X, с другой. В этом случае по основному параметру — степени совпадения карты существенно расходятся. Так, в области $\rho_0 < 11,4\%$ величина p составляет всего несколько процентов. Наилучшее согласие в данном случае, несмотря на большой разброс, и, возможно, благодаря ему имеется в области $\rho_0 > 16,8$, где параметр принимает значение 14% при сравнении с картой X и 54% при сравнении с картой ВП. Величина Δp при сравнении карт СШ и ВП составляет 4,4%, что при среднем значении альbedo около 12% соответствует относительному расхождению больше 35%. Общая карта Луны хорошо согласуется с картой СШ, что вполне естественно, так как при ее построении для видимого полушария Луны за основу была принята изофотометрическая система СШ, редуцированная к значениям альbedo.

Отмеченные расхождения показывают заметное различие шкал нормального альbedo карт. Можно полагать, что шкала нормального альbedo карты СШ, а соответственно, и общей карты Луны смещена в среднем в сторону меньших значений альbedo и несколько деформирована по сравнению со шкалой нормального альbedo карты ВП и X карты, которые имеют более высокую точность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Липский Ю. Н., Шевченко В. В. Основы физического картирования лунной поверхности. — *Астроном. журн.*, 1970, т. 47, № 3, с. 586—598.
2. Шевченко В. В. Физическое картирование Луны по фотометрическим данным. — *Астроном. журн.*, 1970, т. 47, № 3, с. 599—609.

3. Saari J. M., Shorthill R. W. Isothermal and Isophotic atlas of the Moon Contours through a lunation. NASA, Langley, 1967. 35 p.
4. Фотометрическая карта видимого полушария Луны. М.: 1 : 5 000 000. Науч. рук. Барабашов Н. П. Сост. Евсюков Н. Н. Киев, «Наук. думка», 1973.
5. Pohn H. A., Wildey R. L. A photoelectric — photographic study of the normal albedo of the Moon (map, scale 1 : 5 000 000), 1970, № 599-E.
6. Шевченко В. В. О природе альbedo лунного шара. «Астроном. журн.», 1974, т. 51, № 5, с. 1064—1071.
7. Сытинская Н. Н. Сводный каталог абсолютных значений визуальной отражательной способности 104 лунных объектов. — «Астроном. журн.», 1953, т. 30, № 3. 295 с.
8. Saari J. M., Shorthill R. W. The sunlight lunar surface I. Albedo studies and full Moon temperature distribution. — «Moon», 1972, vol. 5, № 1, 2, p. 161—178.
9. Федорец В. А. Фотографическая фотометрия лунной поверхности. — «Труды Харьк. обсерватории», 1952, т. 2. 109 с.
10. Сытинская Н. Н., Шаронов В. В. Исследование отражательной способности лунной поверхности. — «Учен. зап. Ленингр. ун-та», 1962, № 153, с. 114—154.
11. Езерская В. А., Езерский В. И. Опыт фотографической спектрофотометрии лунной поверхности. — «Астроном. циркуляр АН СССР», 1955, № 159, с. 18—20.
12. Saari J. M., Shorthill R. W., Baird F. E., Le Compte J. R. Photometric Properties of Selected Lunar Features, NASA, CR—1429. 440 p.
13. Wildey R. L. Astronomical Supplement to the 1 : 5 000 000 albedo map of a 1:2 500 000 auxiliary mosaic. — «Astron. J.», 1974, vol. 79, № 12, p. 1471—1478.
14. Норманн J. Zum photometrischen Verhalten einiger Mondformationen. — «Mitt. Univ.—Sternarte. Wein.», 1969, vol. 14, № 7—12. 121 p.

УДК 522.617.538.81

Ю. В. Александров, канд. физ.-мат. наук, В. Н. Дудинов,
В. С. Цветкова, В. Г. Черный

ДИФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ШУМА ФОТОЭМУЛЬСИИ

Оптическое изображение рассматривается как реализация двумерного случайного процесса с использованием для описания его свойств таких характеристик случайных процессов, как корреляционная функция и спектральная плотность [1]. Такое описание может представлять интерес как само по себе для исследования свойств функции, описывающей изображение, так и являться промежуточным этапом для решения более сложных задач обработки изображения. В частности, при обработке изображения возникает задача оценки спектральной плотности полезного сигнала и сопутствующего шума. Использование известного оптимального Винеровского фильтра

$$D(\vec{\omega}) = \frac{g(\vec{\omega}) \cdot s_s^2(\vec{\omega})}{g(\vec{\omega}) \cdot g^*(\vec{\omega}) \cdot s_s^2(\vec{\omega}) + s_n^2(\vec{\omega})} \quad (1)$$

требует, кроме Фурье-образа аппаратной функции $g(\vec{\omega})$, знания спектральной плотности сигнала $s_S^2(\vec{\omega})$ и шума $s_N^2(\vec{\omega})$. В то время как при оценке $s_S^2(\vec{\omega})$ мы можем руководствоваться лишь некими априорными соображениями, спектральная плотность шума может и должна быть оценена непосредственно в эксперименте. Для фотографического изображения основным источником случайных помех является шум фотоэмульсии. Исследованию шумов фотографических слоев посвящено много работ [2—10]. Большинство авторов используют метод фотоэлектрического сканирования изображения с последующим спектральным анализом электрических сигналов цифровым или аналоговым способом. Когерентная оптика позволяет сформировать в некоторой плоскости спектр пространственных частот объекта, и задача оценки спектральной плотности должна сводиться к фотометрии квадрата этого спектра. Однако непосредственная фотометрия квадрата спектра, в силу особенностей этой функции, оказывается затруднительной и не дает состоятельной оценки спектральной плотности. Как известно [11, 12], квадрат спектра действительной положительно определенной функции также является действительной положительно определенной функцией и характеризуется наличием постоянной компоненты, медленно меняющейся составляющей и быстрыми флуктуациями, достигающими 100% от величины медленно меняющейся компоненты, которая и является искомой спектральной плотностью. Для ее измерения необходимо устранить указанные флуктуации — произвести сглаживание спектра. Такое сглаживание можно осуществить как в спектральной плоскости усреднением внутри конечного спектрального окна (сглаживание по частоте), так и суммированием значений квадрата спектра от отдельных реализаций процесса (сглаживание по ансамблю). В первом случае более удобным является фотоэлектрический метод измерения, во втором — предпочтение следует отдать фотографическому методу, при котором на фотопластинку последовательно экспонируются квадраты спектров от отдельных участков изображения. При этом оценка спектральной плотности получается в виде

$$s^2(\vec{\omega}) = \frac{1}{NT} \sum_{l=1}^N \left[\int_{(T)} f_j(\vec{r}) \cdot e^{-i\vec{\omega} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right]^2, \quad (2)$$

где T — площадь реализации $f_j(\vec{r})$,

N — число реализаций.

Анализ спектральных свойств шума фотоматериала может либо преследовать цель изучения зависимости этой характеристики от различных факторов (плотность почернения, условия

проявления и т. д.), либо служить задаче дальнейшего восстановления фотографического изображения, например, согласно формуле (1). В данной работе изучение спектральной плотности производилось именно с этой целью. В качестве объекта было взято изображение Юпитера, полученное на телескопе АЗТ-8 АО ХГУ. Таким образом полученные оценки спектральной плотности являются средними для диапазона плотностей, имеющего место на конкретном изображении.

В работе описана методика и результаты измерения спектральной плотности шума фотографической эмульсии с помощью когерентной оптической установки [13]. На увеличенном позитивном изображении Юпитера диаметром 50 мм выделялся участок, ограниченный круглой диафрагмой радиусом $r_0 = 2$ мм, что практически полностью исключало вклад в измеренную спектральную плотность спектральной плотности самого изображения. При экспонировании спектра диафрагма перемещалась по диску Юпитера. При этом исследуемый процесс предполагался эргодичным.

Функцию, описывающую распределение интенсивности внутри входного окна, можно представить в виде

$$f(\vec{r}) = f_1(\vec{r}) + k\Pi(\vec{r}), \quad (3)$$

где $f_1(\vec{r})$ — процесс с нулевым средним значением;

$$\Pi(\vec{r}) = \begin{cases} 1; & r \leq r_0; \\ 0; & r > r_0; \end{cases} \quad (4)$$

k — средний по изображению амплитудный коэффициент пропускания, который может быть измерен непосредственно на денситометре.

В спектральной плоскости формируется сигнал

$$\tilde{f}(\vec{\omega}) = \tilde{f}_1(\vec{\omega}) + k\tilde{\Pi}(\vec{\omega}), \quad (5)$$

где

$$\tilde{\Pi}(\omega) = \frac{\sqrt{\pi E_0} r_0}{\lambda} \cdot \frac{J_1(\omega r_0)}{\omega r_0}, \quad (6)$$

J_1 — функция Бесселя первого порядка; E_0 — освещенность в плоскости входной диафрагмы; λ — длина волны света (0,63 мкм).

В дальнейшем полагаем $E_0 = 1$. На фотопластинке регистрируется квадрат величины (5)

$$\begin{aligned} \tilde{f}(\omega) \cdot \tilde{f}^*(\omega) &= \tilde{f}_1(\omega) \cdot \tilde{f}_1^*(\omega) + \tilde{f}_1(\omega) \cdot k\tilde{\Pi}^*(\omega) + \tilde{f}_1^*(\omega) \times \\ &\times k\tilde{\Pi}(\omega) + k^2\tilde{\Pi}^2(\omega). \end{aligned} \quad (7)$$

После усреднения имеем

$$\overline{\tilde{f}(\omega) \cdot \tilde{f}^*(\omega)} = \overline{\tilde{f}_1(\omega) \cdot \tilde{f}_1^*(\omega)} + k^2\tilde{\Pi}^2(\omega). \quad (8)$$

Первое слагаемое и является искомой оценкой спектральной плотности. Введем обозначения

$$\tilde{f}(\omega) \cdot \tilde{f}^*(\omega) = I_1(\omega), \quad (9)$$

$$f_1(\omega) \cdot f_1^*(\omega) = s^2(\omega),$$

$$\tilde{\Pi}^2(\omega) = I_0(\omega)$$

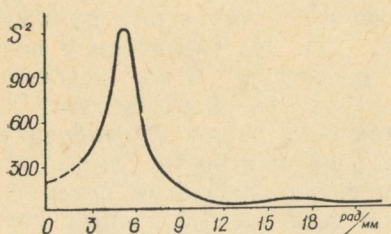


Рис. 1. Спектральная плотность шума фотоэмульсии NP-27.

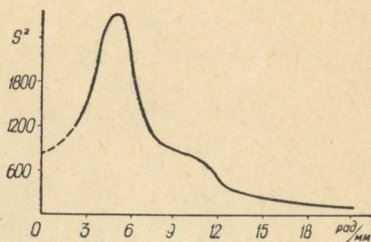


Рис. 2. Спектральная плотность шума фотоэмульсии WO-1.

и перепишем выражение (8) в виде

$$I_1(\omega) = s^2(\omega) + k^2 I_0(\omega).$$

В результате относительной фотографической фотометрии мы получаем интенсивности с точностью до произвольного множителя

$$I_1^{\text{изм}}(\omega) = c_1 I_1(\omega) = c_1 [s^2(\omega) + k^2 I_0(\omega)]. \quad (10)$$

Стандартизация осуществлялась впечатыванием на ту же пластинку дифракционной картинкой от круглого отверстия, распределение интенсивности по которой дается квадратом выражения (6). Эта картинка использовалась также и для калибровки. Абсолютизирующий множитель c_1 определялся по измерениям на частоте первого дифракционного максимума ω_1 , так как в силу ограниченности динамического диапазона фотоматериала измерения на нулевой частоте оказались невозможны. Поэтому величина c_1 находилась методом последовательных приближений. При этом в нулевом приближении полагалось $[s^2(\omega_1)]^{(0)} = 0$.

Полученные спектральные плотности фотоэмульсий для пластинок NP—27 (фенидон-гидрохиноновый особо мелкозернистый проявитель) и WO—1 (проявитель Чибисова) приведены на рис. 1, 2. Ход кривых спектральной плотности обнаруживает максимум на частотах $5 \div 7$ рад/мм. Его появление можно объяснить, если предположить, что корреляционная функция шума фотопластинки имеет в радиальном сечении вид

$$K(r) \sim e^{-a^2 r^2} \cdot \cos \beta r, \quad (11)$$

где $\alpha \sim \frac{1}{R}$ и $\beta \sim \frac{1}{d}$, а R и d — характерный размер зерен фотоэмульсии и среднее расстояние между ними соответственно. Тогда, находя спектральную плотность как преобразование Фурье от (11), получим, что

$$s^2(\omega) \sim \int_0^{\infty} e^{-\alpha^2 r^2} \cos \beta r \cdot J_0(\omega r) r dr. \quad (12)$$

Интеграл (12) может быть представлен (см. [14]) в следующем виде:

$$s^2(\omega) \sim \frac{1}{\alpha^2} F\left(\frac{\omega}{\alpha}, \frac{\beta}{\alpha}\right), \quad (13)$$

где

$$F\left(\frac{\omega}{\alpha}, \frac{\beta}{\alpha}\right) =$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+k} (n+k)!}{(2n)! (k!)} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{2n} \left(\frac{\omega}{\alpha}\right)^{2k}. \quad (14)$$

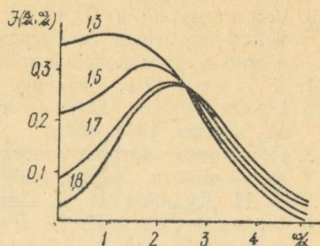


Рис. 3. Ход спектральной плотности при различных значениях отношения.

Как видно из рис. 3, при определенных значениях отношения параметров α и β ($1,25 < \frac{\beta}{\alpha} < 1,85$) требуемый максимум будет существовать. Сравнивая рис. 1, 2 и 3 можно оценить параметры α и β для исследованных нами пластинок и условий их обработки. Получим, что для пластинки $NP-27$ $\alpha \approx 0,4$ и $\beta \approx 0,7$, а для пластинки $WO-1$ $\alpha \approx 0,5$ и $\beta \approx 0,8$.

В заключение отметим, что поведение спектральной плотности в области низких частот существенным образом зависит от того, как определяется в каждом конкретном случае случайный процесс. В частности, если исследуемое распределение яркости по протяженному объекту нормируется по интегралу яркости от этого объекта, то спектральная плотность шума на частоте, соответствующей размеру изображения, может и должна быть положена равной нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сергеев Г. А., Янутш Д. А. Статистические методы исследования природных объектов. Л., Гидрометеониздат, 1973. 300 с.
2. Fellget P. Concerning photographic grain, signal-to-noise ratio and information. — «Journ. Opt. Soc. Amer.», vol. 43, 1953, p. 271—282.
3. Jones R. C. New method of describing and measuring the granularity of photographic materials. — «Journ. Opt. Soc. Amer.», vol. 45, 1955, p. 799—808.

4. Zweig H. J. Autocorrelation and granularity. — «Journ Opt. Soc. Amer.», vol. 46, 1956, p. 805—811.
5. Измерение спектров Фурье двумерных функций. — «Усп. физ. наук», т. 96, 1968, с. 717—739. Авт.: Н. С. Шестов, Е. О. Федорова, В. Ф. Захаренков и др.
6. Айгори М. А. Спектры гранулярности. — «Техника кино и телевидения», № 3, 1969, с. 3—10.
7. Stark H. Some film-noise measurements by diffraction of coherent light. — «Appl. Opt.», vol. 1971, p. 333—337.
8. Захаренков В. Ф., Филимонов Р. П., Павличук В. А. Измерение спектров Винера фотографических шумов. — «Оптико-механич. пром-сть», 1973, № 2, с. 70—72.
9. Гороховский Ю. Н., Филимонов Р. П. Некоторые результаты измерений спектров Винера фотографических шумов. — «Оптико-механич. пром-сть», 1973, № 10, с. 59—60.
10. Филимонов Р. П., Гороховский Ю. Н. Измерение пространственно-частотных спектров фотографического шума. — «Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии», т. 20, 1975, с. 102—108.
11. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М., «Мир», 1970. 364 с.
12. Бендат Дж., Пирсол Л. Измерение и анализ случайных процессов, М., «Мир», 1974. 464 с.
13. Обработка астрономических изображений методами когерентной оптики. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1974, вып. 9, с. 18—28. Авт.: В. Н. Дудинов, В. С. Цветкова, В. А. Кришталь, Н. А. Хованский.
14. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1963. 320 с.

УДК 523.43

Ю. В. Александров, канд. физ.-мат. наук,
Д. Ф. Лупишко, канд. физ.-мат. наук, *Т. А. Лупишко*

ФАЗОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕГРАЛЬНОГО БЛЕСКА МАРСА В ПРОТИВОСТОЯНИЕ 1973 г.

Настоящая работа посвящена анализу фазовой зависимости интегрального блеска Марса по результатам фотоэлектрических наблюдений, выполненных в АО ХГУ в 1973 г. [1]. Было получено свыше ста значений интегрального блеска планеты в шести узких спектральных интервалах в области $\lambda\lambda$ 366—795 нм и в диапазоне углов фазы $\alpha=1,6\text{--}45^\circ$.

Обработка фазовой зависимости блеска осуществлена по методике, подробно описанной в [2] и основанной на параболической аппроксимации фазовой зависимости с помощью полиномов Чебышева. В табл. 1 представлены параметры фазовых кривых, полученные на основе обработки всей совокупности наблюдений.

Учитывая, что в октябре 1973 г. ($\alpha < 10^\circ$) на Марсе имела место глобальная пылевая буря, заметно повлиявшая на интегральный блеск планеты, была проведена также обработка всех наблюдательных данных за исключением периода пылевой бури (табл. 2).

Таблица 1

λ , нм	γ_0	$\sigma(\gamma_0)$	$\gamma_1 \cdot 10$	$\sigma(\gamma_1) \cdot 10$	$\gamma_2 \cdot 10^3$	$\sigma(\gamma_2) \cdot 10^3$	$\gamma_3 \cdot 10^5$	$\sigma(\gamma_3) \cdot 10^5$
366	+0, ^m 122	$\pm 0,m006$	-0,015	$\pm 0,013$	+0,595	$\pm 0,063$	-0,539	$\pm 0,086$
430	-0,730	0,010	+0,337	0,020	-0,708	0,100	+0,838	0,136
548	-2,173	0,005	+0,290	0,005	-0,212	0,010	—	—
630	-2,310	0,007	+0,225	0,015	+0,067	0,074	-0,349	0,101
717	-2,413	0,005	+0,281	0,005	-0,190	0,010	—	—
795	-2,231	0,004	+0,262	0,008	-0,288	0,039	+0,184	0,054

Таблица 2

λ , нм	γ_0	$\sigma(\gamma_0)$	$\gamma_1 \cdot 10$	$\sigma(\gamma_1) \cdot 10$	$\gamma_2 \cdot 10^3$	$\sigma(\gamma_2) \cdot 10^3$	$\gamma_3 \cdot 10^5$	$\sigma(\gamma_3) \cdot 10^5$
366	-0, ^m 223	$\pm 0,m044$	0,209	$\pm 0,005$	+0,282	$\pm 0,175$	-0,603	$\pm 0,194$
430	-0,599	0,009	0,157	0,003	—	—	—	—
548	-1,831	0,018	0,060	0,013	+0,145	0,020	—	—
630	-1,991	0,021	0,046	0,014	+0,168	0,023	—	—
717	-2,120	0,016	0,082	0,011	+0,120	0,018	—	—
795	-2,147	0,026	0,210	0,029	-0,230	0,010	+0,232	0,114

Сравнение табл. 1, 2 показывает, что влияние пылевой бури может привести к изменению параметров фазовых кривых, значительно превышающих ошибки наблюдений, а в некоторых случаях может вызвать и изменение характера фазовой зависимости блеска (см. также [3]).

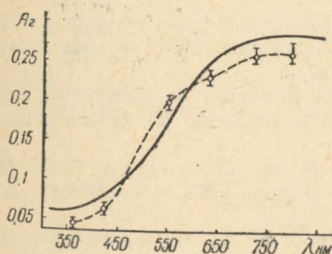


Рис. 1. Геометрическое альbedo Марса по данным В. Ирвина (обработанным в [2]) — и по данным 1973 г. —

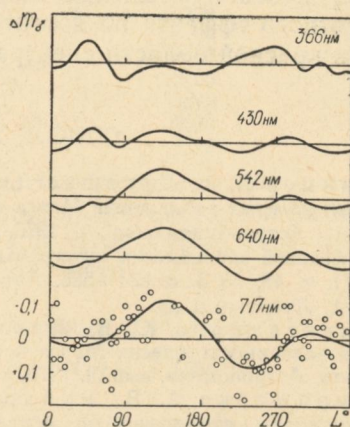


Рис. 2. Кривые долготного эффекта интегрального блеска Марса по данным наблюдений 1971 и 1973 гг.

Сопоставление полученных фазовых кривых со средними [2, 4] (рис. 1) позволяет сделать вывод о существовании ре-

альных колебаний блеска Марса от противостояния к противостоянию. Особенно обращает на себя внимание значительное ($\approx 0^m,4$) уменьшение отражательной способности Марса в области λ 366 нм в 1973 г. Возможно, что это связано с присутствием мелкой пыли в марсианской атмосфере в течение всего периода наблюдений [5]. Следует также отметить увеличение градиента геометрического альбеда Марса $A_g(\lambda)$ в 1973 г. в области $\Delta\lambda$ 450—600 нм.

Полученная сглаженная фазовая зависимость блеска $m(\alpha)$ позволяет исследовать долготный эффект в интегральном блеске Марса. После исключения периода пылевой бури и некоторых дат в августе с низкой прозрачностью марсианской атмосферы [6], оставшихся данных оказалось недостаточно для надежного выделения долготного эффекта. Поэтому были использованы также результаты наблюдений интегрального блеска Марса в 1971 г. [3] до начала пылевой бури. Основанием для совместного использования данных за эти два противостояния может служить то, что ареоцентрическое склонение Земли в 1971 и 1973 гг. было практически одинаковым.

На рис. 2 приведены полученные кривые долготного эффекта (для примера точками указаны наблюдаемые значения блеска только для λ 717 нм). Их анализ подтверждает отмеченное в [2] явление смещения минимумов и максимумов величины долготного эффекта по долготе при переходе от ультрафиолетовой к красной области спектра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акимов Л. А., Лупишко Д. Ф., Лупишко Т. А. Результаты фотоэлектрических наблюдений Марса в противостояние 1973 г. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», вып. 10, 1975, с. 45—52.
2. О фазовой зависимости интегрального блеска Марса. — «Астроном. журн.», 1971, т. 48, № 3, с. 581—586. Авт.: Н. П. Барабашов, Ю. В. Александров, Т. А. Лупишко и др.
3. Александров Ю. В., Лупишко Д. Ф., Лупишко Т. А. Фазовая зависимость блеска Марса в противостояние 1971 г. — «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», вып. 8, 1973, с. 3—9.
4. Мороженко А. В., Рубашевский А. А., Яновицкий Э. Г. Результаты статистической обработки наблюдений фазовой зависимости интегрального блеска Марса. — «Астроном. журн.», 1970, т. 47, № 5, с. 1073—1082.
5. Мороженко А. В. Результаты поляриметрических наблюдений Марса в 1971 и 1973 гг. — Сб. «Астрометрия и астрофизика». Киев, «Наук. думка», № 26, 1975, с. 97—107.
6. Абраменко А. Н., Наугольная М. Н., Прокофьева В. В. Пылевые облачные образования на Марсе в период прохождения им перигелия в 1973 году. — «Астроном. циркуляр», 1973, № 801, с. 1—2.

А. М. Грецкий

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ КОЛЕЦ САТУРНА
(1970—1972)

На основании фотометрических разрезов спектрограмм Сатурна поперек дисперсии [1] получено среднее относительное распределение энергии в спектре кольца (табл. 1) и фазовые кривые наиболее яркой зоны колец для сезонов 1970, 1971—1972 гг.

Таблица 1

$\lambda \text{ \AA}$	$m_K - m_{\text{ц.д.}}$
4016	—0.645
4180	—0.492
4278	—0.412
4390	—0.328
4507	—0.250
4631	—0.185
4725	—0.152
4898	—0.115
5056	—0.086
5135	—0.070
5245	—0.056
5386	—0.032
5550	0.000
5673	+0.025
5768	+0.055
5872	+0.075
6001	+0.106
6375	+0.170

Участок кольца шириной около $2''$ сравнивался с центром диска планеты. Результаты в общепринятом виде, т. е. в координатах: разность звездных величин кольца и центра диска — угла фазы для среднего между двумя «ушками», приведены на рис. 1. Каждая точка представляет собой среднее за ночь, при этом внутренняя сходимость не хуже $0,03^m$.

Привлекают внимание две особенности:

- 1) зависимость оппозиционного эффекта от длины волны;
- 2) наличие вторичного максимума яркости колец вблизи угла фазы $\alpha \approx 4^\circ$, причем величина его уменьшается при увеличении длины волны.

Для наглядности и хотя бы частичного исключения влияния на яркость кольца вариаций качества полученного изображения, обусловленных турбуленцией земной атмосферы, был введен специальный показатель цветовой разности:

$$K = -2.5 \lg \frac{E(4016) + F(4180) + F(4278)}{F(5768) + F(5872) + F(6001)}, \quad (1)$$

где $F(\lambda)$ — отношение яркости кольца к яркости центра диска для указанной длины волны в ангстремах.

Зависимость K от угла фазы представлена на рис. 2.

Для определения принадлежности вторичного максимума яркости к кольцу (а не к Сатурну) были привлечены результаты фотоэлектрической фотометрии центра диска Сатурна [2], при этом использовались не значения яркостного фактора, систематическая ошибка которых может достигать 20%, а непосредственные результаты сравнения со звездой ϵ Тау, точность

которых определяется, в основном, точностью наведения на центр диска и оценивается в 2%. (Звезда находилась в непосредственной близости от Сатурна, причем благодаря тому, что яркость ее отличалась от яркости вырезаемого диафрагмой уча-

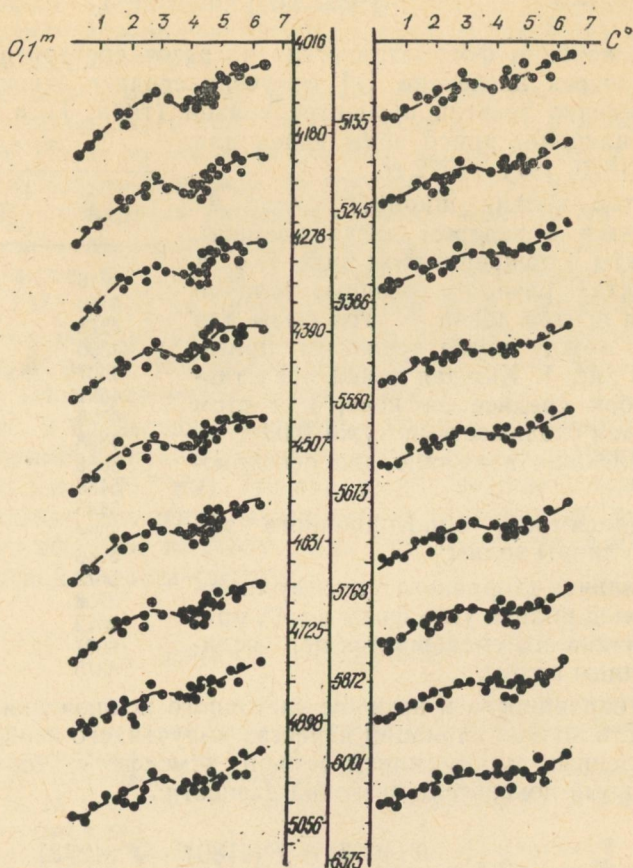


Рис. 1. Фазовые кривые колец Сатурна для 18 длин волн. Отметки на центральной оси означают яркость центра диска для соответствующей длины волны.

стка Сатурна на $0,05—0,20^m$, режим работы усилителя и напряжение на ФЭУ не менялись).

Сравнение фазовых кривых и фотоэлектрических данных для зеленого фильтра, кривая реакции которого в сочетании

с ФЭУ на излучение типа Солнца лежит в области спектральных наблюдений, показывает, что учет вариаций яркости центра диска приведет лишь к увеличению градиента фазовой кривой при фазах, больших 5° (табл. 2).

Заметим, что результаты 1970 г. были частично опубликованы в работе [3], однако в диапазоне фазовых углов $3-4^\circ$ наблюдений фактически не было (одна ночь).

На реальность существования вторичных максимумов указал еще Э. Шенберг [4] по результатам многочисленных на-

Таблица 2

α	$m_c - m_{\varepsilon Tau}$
$0^\circ 15'.6$	+0.055
$2^\circ 50'.0$	+0.074
$3^\circ 56'.4$	+0.071
$4^\circ 10'.6$	+0.050
$4^\circ 30'.6$	+0.083
$4^\circ 34'.8$	+0.064
$5^\circ 18'.0$	+0.057
$5^\circ 21'.0$	+0.114
$5^\circ 27'.0$	+0.091
$5^\circ 30'.0$	+0.119
$5^\circ 39'.6$	+0.174
$6^\circ 00'.0$	+0.156
$6^\circ 04'.0$	+0.179

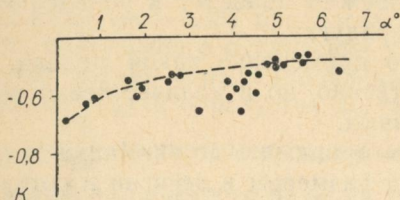


Рис. 2. Зависимость специального показателя цветовой разности от угла фазы.

блюдений 1927—1930 гг. Фазовые кривые, представленные в его работе в виде усредненной таблицы, приведены на рис. 3; гори-

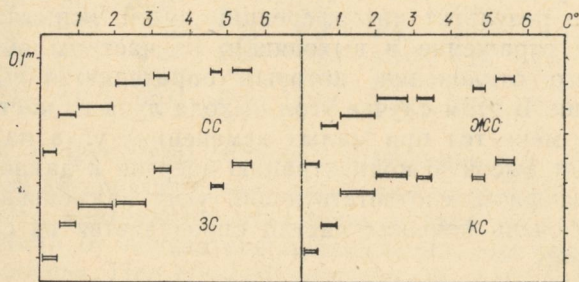


Рис. 3. Фазовые кривые кольца Сатурна по Шенбергу для 4-х фильтров.

зонтальные линии соответствуют средним значениям яркости для семи интервалов угла фазы. Наличие как оппозиционного эффекта, так и вторичных волн на кривых интерпретировалось Шенбергом как результат дифракции света на частицах с характерным размером 3,6 микрона.

Но автор отмечает, что все особенности фазовых кривых, скорее всего, объясняются результатом суперпозиции нескольких диаграмм. Действительно, для монодисперсной среды изменение положения максимума пропорционально длине волны, что не соответствует результатам наблюдений. Отметим также, что недостатком гипотезы Шенберга является малая интенсивность рассеяния назад на частицах микронных размеров.

На наш взгляд, результаты наблюдений могут быть объяснены присутствием в кольце малого количества сферических частиц, размером значительно превосходящих длину волны и с большим вещественным показателем преломления. Рассеяние света на таких частицах неизбежно приведет к появлению таких явлений, как «глония» и «радуга».

Ниже будет показано, что применение такой модели дает возможность не только качественно, но и количественно объяснить особенности фазовых кривых.

В дальнейшем мы не будем принимать во внимание дифракцию света, так как для частиц размером в десятки и сотни микрон фактически весь дифрагированный свет сосредоточен в малом телесном угле вблизи направления падающего светового пучка. Таким образом, будет учитываться свет, претерпевший отражение, преломление и одно или более внутренних отражений. Обозначения, используемые в настоящей работе, в основном совпадают с обозначениями, принятыми в книге Ван де Хюлста [5].

Следуя [5], напомним, что радуга первого порядка представляет собою результат интерференции лучей, испытавших одно внутреннее отражение и выходящих из частицы вблизи угла наименьшего отклонения, который определяется показателем преломления. В этом случае угол выхода луча из частицы практически не меняется при малых изменениях угла падения, что обеспечивает высокую концентрацию энергии в данном направлении. Угол фазы, соответствующий углу наименьшего отклонения, для очень больших частиц определяется из следующих соотношений:

$$\begin{cases} \alpha = 180^\circ + \theta' = 180^\circ + 2(\tau_0 - 2\tau') \\ \sin^2 \tau_0 = \frac{m^2 - 1}{3} \\ \cos \tau' = \frac{1}{m} \cos \tau_0 \end{cases}, \quad (2)$$

где θ' — угол поворота луча частицей по отношению к падающему,

$$\tau_0 = 90^\circ - i, \quad i — \text{угол падения};$$

$$\tau' = 90^\circ - \varepsilon; \quad \varepsilon — \text{угол преломления};$$

m — показатель преломления.

Согласно (2), для $\alpha = 4^\circ$ значение m составляет 1,815. Однако, как уже отмечалось выше, этот результат относится к случаю $a \gg \lambda$, a — радиус частицы.

Для частиц конкретных размеров положение максимумов и минимумов в радуге, в первом приближении, можно оценить либо по теории Эри [6, 7], либо по Маскару [8].

В табл. 3 приведены результаты расчетов для первого максимума и минимума, относящиеся к направлению поляризации 1, т. е. перпендикулярно плоскости падения. Для радуги на каплях воды ($m = 1,33$) при достаточно большом a ввиду близости угла наименьшего отклонения к углу Брюстера можно ограничиться только этим направлением поляризации. Но при большом m радуга образуется достаточно далеко от угла Брюстера

$\text{tg } \tau_{\text{бр}} = \frac{1}{m}$ и интенсивность в направлении поляризации 2, т. е. параллельной плоскости падения, становится значительной.

Таблица 3

m	1,74		1,76		1,78		1,80		1,82	
	max	min	max	min	max	min	max	min	max	min
∞	7°00'	—	6°04'	—	5°18'	—	4°30'	—	3°50'	—
4000	6°47'	6°31'	5°52'	5°35'	5°04'	4°50'	4°19'	4°03'	3°39'	3°24'
2000	6°40'	6°14'	5°41'	5°29'	4°59'	4°34'	4°12'	3°48'	3°32'	3°09'
1000	6°28'	5°56'	5°33'	4°52'	4°48'	4°08'	4°01'	3°23'	3°22'	2°45'
500	6°08'	5°03'	5°16'	4°10'	4°31'	3°28'	3°44'	2°43'	3°05'	2°07'

В табл. 4 приведены значения коэффициентов ε_1^2 и ε_2^2 [5], которые характеризуют долю рассеяния падающего излучения после одного внутреннего отражения в заданное направление, а зависимости от показателя преломления, для угла наименьшего отклонения. При $m \sim 1,80$ значение ε_2^2 составляет уже более 50% от ε_1^2 и поэтому следует ожидать появления интерференционных максимумов в направлении поляризации 2, причем, несмотря на противоположность знаков коэффициентов отражения, максимум этой поляризации появится для угла, где имеется максимум поляризации 1. Это явление противоположно наблюдениям Брикара [9] для капель воды с $a \approx 5$ микрон. В нашем случае картина будет более сложной. Действительно, если для воды при $\alpha < 15^\circ$ радуги не существует для частиц любого размера (нет второго луча), то для показателей преломления $m \sim 1,8$ будут иметь место лучи не только при $\theta' = -180^\circ$, но и при

$|\theta'| > 180^\circ$ (табл. 5). При этом необходимо иметь в виду, что лучи, переходящие через $\alpha = 0^\circ$, будут переходить через дополнительную фокальную линию и, тем самым, изменят фазу на $\pi/2$. Эти лучи, естественно, будут интерферировать со второй ветвью радуги. В результате для монодисперсной среды получим некое распределение максимумов и минимумов, вид которого будет несколько меняться с длиной волны за счет различия в показателе преломления.

Для полидисперсной среды дополнительные максимумы и минимумы, соответствующие дополнительным дугам внутри «водяной» радуги, «замоются» и основную роль будет играть главный максимум. Измерение положения главного максимума в зависимости от параметра $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ (λ — длина волны), для радуги по теории Эри слабее, чем для положений максимумов в дифракционной картине. Действительно, если для дифракции $\alpha \sim \frac{1}{x}$, то для радуги $\Delta\alpha \sim \frac{1}{\sqrt[3]{x^2}}$.

Таблица 4

m	ϵ_1^2	ϵ_2^2
1.33	0.0878	0.0037
1.41	"	0.0000
1.50	"	0.0034
1.60	"	0.0146
1.70	"	0.0309
1.74	"	0.0384
1.76	"	0.0421
1.78	"	0.0460
1.80	"	0.0499
1.82	"	0.0538
1.85	"	0.0595
1.90	"	0.0677
1.95	"	0.0804
2.00	"	0.0878

Таблица 5

τ	θ'
0°	$-225^\circ 00'$
5°	$-215^\circ 36'$
10°	$-207^\circ 20'$
15°	$-200^\circ 08'$
20°	$-194^\circ 08'$
25°	$-189^\circ 04'$
30°	$-185^\circ 00'$
35°	$-181^\circ 40'$
40°	$-179^\circ 16'$
45°	$-177^\circ 28'$
50°	$-176^\circ 16'$
55°	$-175^\circ 40'$
60°	$-175^\circ 30'$
65°	$-175^\circ 40'$
70°	$-176^\circ 12'$
75°	$-176^\circ 56'$
80°	$-177^\circ 52'$
85°	$-178^\circ 52'$
90°	$-180^\circ 00'$

Заметим, что для вещества с нормальной дисперсией изменение показателя преломления с длиной волны может до некоторой степени скомпенсировать изменение параметра x .

В соответствии с [5] можно попытаться оценить «коэффициент усиления» радуги по отношению к изотропному рассеянию с помощью выражения

$$G_{1,2} = 2k \cdot \epsilon_{1,2}^2 \cdot \sqrt[3]{x} \cdot f^2(z), \quad (3)$$

где $G_{1,2}$ — коэффициент усиления для поляризации 1 и 2,

$f^2(z)$ — квадрат интеграла радуги, $k \sim \frac{1}{\sin \alpha}$. Для показателей

преломления 1,33; 1,74; 1,76; 1,78; 1,80 и 1,82 имеем соответственно:

$k=1,59; 19,93; 24,26; 27,41; 32,80; 39,10$.

Следовательно, для частиц с показателем преломления $m=1,80$ при $\lambda=4180 \text{ \AA}$ и $m=1,78$ при $\lambda=6375 \text{ \AA}$ для главного максимума радуги получим результаты, сведенные в табл. 6.

Для воды при $a=500 \mu$, $\frac{1}{2}G_1=2,75$ и $2,39$ значение G_2 в 25 раз меньше.

Для сравнения яркости радуги для больших показателей преломления с пучками геометрической оптики были построены индикатрисы рассеяния для суммы преломленного и отраженного света. Значения $G_{1,2}$ для показателей преломления 1,33; 1,76; 1,80 приведены в табл. 7.

Наконец, можно оценить распределение энергии между рассеянием различных порядков [10]. Результаты для поляризации 1 в процентах для отраженного $p=0$, преломленного $p=1$ и испытывшего одно $p=2$ и два $p=3$ внутренних отражения приведены в табл. 8.

Для иллюстрации сказанного выше на индикатометре ХАО были проведены измерения индикатрисы рассеяния сфериче-

Таблица 6

λ	4180		6375	
a_μ	$\frac{1}{2} G_1$	$\frac{1}{2} G_2$	$\frac{1}{2} G_1$	$\frac{1}{2} G_2$
500	56,68	32,22	41,14	21,56
250	44,98	25,57	32,65	17,11
125	35,70	20,29	25,91	13,58
62,5	28,34	16,11	20,57	10,78

Таблица 7

m	1,33		1,76		1,80	
$\alpha+180^\circ$	G_1	G_2	G_1	G_2	G_1	G_2
0	16,350	16,350	5,580	5,580	5,266	5,266
10	13,944	13,983	5,126	4,878	4,851	4,588
20	8,547	8,849	4,331	4,159	4,132	3,933
30	4,464	4,881	3,388	3,427	3,276	3,270
40	2,171	2,547	2,478	2,703	2,433	2,627
50	0,995	1,274	1,708	2,068	1,710	2,053
60	0,385	0,486	1,099	1,494	1,139	1,546
70	0,137	0,112	0,666	1,010	0,716	1,101
80	0,067	0,001	0,400	0,646	0,427	0,708
90	0,053	0,003	0,226	0,318	0,248	0,375
100	0,043	0,006	0,148	0,131	0,157	0,135
110	0,036	0,009	0,116	0,043	0,123	0,049
120	0,031	0,012	0,104	0,052	0,111	0,056
130	0,027	0,015	0,094	0,059	0,101	0,064
140	0,025	0,017	0,087	0,066	0,094	0,070
150	0,023	0,018	0,082	0,070	0,088	0,075
160	0,021	0,020	0,078	0,073	0,085	0,078
170	0,021	0,020	0,077	0,075	0,083	0,081
180	0,020	0,020	0,076	0,076	0,082	0,082

ских частиц. К сожалению, в нашем распоряжении не оказалось правильных сфер с показателем преломления, близким к 1,80, и поэтому полученные данные относятся к $m=1,52$ (гранулы синтетического клея). Типичный вид индикатрис для частиц $100\mu < 2a < 300\mu$ приведен на рис. 4. Для такого показателя преломления интенсивность в направлении 2 для угла наименьшего отклонения составляет 6% от интенсивности в направлении 1.

Оппозиционный эффект обусловлен глорией, причем при наших измерениях он сглажен за счет интегрирования по телесному углу раствором в 1° .

Согласно [5], глория для частиц с показателем преломления 1,41 является результатом интерференции лучей, выходящих

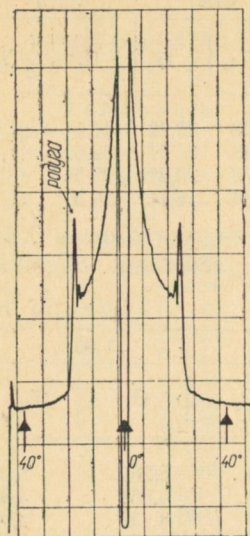


Рис. 4. Индикатриса рассеяния для сфер с показателем преломления 1,52.

Таблица 8

m	ρ			
	0	1	2	3
1,33	10,11	82,34	6,11	0,96
1,74	20,44	65,57	10,45	2,29
1,76	20,88	64,89	10,58	2,34
1,78	21,33	64,20	10,71	2,41
1,80	21,77	63,52	10,85	2,47
1,82	22,20	62,87	10,96	2,54

в направлении «назад». При этом линейный фронт падающей волны преобразуется в круговой фронт выходящей волны, который благодаря симметрии относительно луча, падающего на центр сферы, кажется исходящим из мнимого фокального круга. Радиус этого круга, равный $a \cdot \cos \tau_{\text{гл}}$ легко определить, если учесть, что для выхода луча по направлению к источнику света $\sin \tau_{\text{гл}} = \frac{m}{2}$. Высокая концентрация

энергии в глории достигается за счет того, что все лучи, упавшие на сферический пояс среднего радиуса $a \cdot \cos \tau_{\text{гл}}$, после внутреннего отражения посылаются в малый телесный угол вблизи $\alpha=0$. Направление «назад» является особой точкой диаграммы рассеяния, поэтому возникает возможность интерференции лучей, лежащих в раз-

личных азимутальных плоскостях. В результате квадрат амплитудной функции для глории описывается выражением

$$|S|_{1,2}^2 = \frac{1}{8} [c_{1,2} \{I_0(u) - I_2(u)\} + c_{2,1} \{I_0(u) + I_2(u)\}]^2. \quad (4)$$

Здесь $c_{1,2}$ — некие коэффициенты, зависящие от $\epsilon_{1,2}$, $I_0(u)$ и $I_2(u)$ — функции Бесселя первого рода нулевого и второго порядков, а $u = \frac{2\pi a}{\lambda} \cos \tau_{\text{гл}} \cdot \sin \alpha$. При довольно больших углах фазы наблюдается интерференция лучей, лежащих только в одной азимутальной плоскости ($\frac{I_0 + I_2}{I_0 - I_2} \rightarrow 0$). Это можно использовать для определения коэффициентов $c_{1,2}$. В результате несложных преобразований мы получили следующее выражение для коэффициентов усиления в глории:

$$G_{1,2} = \frac{4|S|_{1,2}^2}{x^2} = \frac{\pi}{2} x \frac{\sin \tau_{\text{гл}} \cos^2 \tau_{\text{гл}}}{\left| 1 - 4 \frac{\sin \tau_{\text{гл}}}{m^2} \right|} [\epsilon_{1,2} \{I_0(u) - I_2(u)\} + \epsilon_{2,1} \{I_0(u) + I_2(u)\}]^2. \quad (5)$$

Используя симметрию распространения лучей, образующих глорию, относительно центрального луча, выражение (5) можно преобразовать к более удобному для расчетов виду:

$$G_1 = \frac{\pi}{8} x \frac{m^4 (m^2 - 2)^3}{(m^2 - 1)^6} \cdot [m^2 \{I_0(u) - I_2(u)\} - 4(m^2 - 3) \times \times \{I_0(u) + I_2(u)\}]^2;$$

$$G_2 = \frac{\pi}{8} x \frac{m^4 (m^2 - 2)^3}{(m^2 - 1)^6} \cdot [4(3 - m^2) \{I_0(u) - I_2(u)\} + + m^2 \{I_0(u) + I_2(u)\}]^2. \quad (6)$$

При рассмотрении выражений (5) и (6) видно, что они не применимы при показателях преломления, близких к 1,41 и 2,00. Для $m=1,41$ это связано с тем, что луч, ответственный за глорию, падает на край частицы, где применение как геометрической оптики, так и коэффициентов Френеля невозможно. Вблизи $m=2,00$ ограничение связано с вырождением фокального круга в фокус. Область значений x , для которой допустимо при-

менение полученных выражений, определяется неравенством

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} > \frac{4}{\sin \tau_{\text{гл}} \cos \tau_{\text{гл}} \left| \frac{2}{m} - 1 \right|} + \frac{1}{2 \sin^3 \tau_{\text{гл}} \cdot \cos \tau_{\text{гл}}} =$$

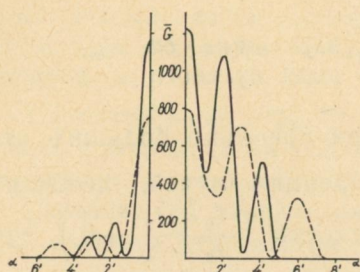


Рис. 5. Средний коэффициент усиления глории при малых углах фазы для сфер диаметром в 1 мм с показателем преломления 1,52 (слева) и 1,80. Сплошная линия — $\lambda = 4180 \text{ Å}$, пунктир $\lambda = 6375 \text{ Å}$.

сеянием от угла фазы для частиц с диаметром в один миллиметр с $m=1,52$ и 1,80. Существенным моментом является следующий факт: при увеличении угла фазы интенсивность интерференционных максимумов убывает пропорционально величине $\frac{1}{\sin \alpha}$. Оче-

видно, что для полидисперсной среды интерференционная картина будет сглажена, причем ввиду зависимости коэффициента усиления от параметра x более крупные частицы создадут характерный пик вблизи $\alpha=0$. В табл. 9 приведены результаты расчетов для логарифмически нормального распределения частиц по размерам с параметром $a_0=0,1 \text{ мм}$, $\sigma=1,0$. При меньших значениях a_0 кривая «расползется» в сторону больших углов фазы с одновременным уменьшением коэффициента усиления.

Полагая, что при достаточно больших углах фазы ($\alpha > 6^\circ$) яркость кольца обусловлена более или менее крупными телами неправильной формы, полученные значения коэффициентов усиления можно использовать для оценки содержания сферических частиц в кольце Сатурна.

$$= \frac{8m \left(\frac{m^2}{2} - 1 \right)^2 + (2 - m)}{2m(2 - m) \left(\frac{m^2}{2} - 1 \right)^3 \sqrt{1 - \frac{m^2}{4}}}$$

Таким образом, для $1,58 < m < 1,84$ коэффициент усиления для глории может быть рассчитан достаточно надежно для $x > 100$. Показатели преломления 1,48 и 1,97 приводят к требованию $x > 1000$.

На рис. 5 представлена зависимость среднего коэффициента усиления $\bar{G} = \frac{G_1 + G_2}{2}$

по сравнению с изотропным рассеянием от угла фазы для частиц с диаметром в один миллиметр

Таблица 9

α	$\frac{1}{2} G$
0°00'	408,80
0°20'	50,03
0°40'	23,71
1°00'	15,85
1°20'	11,75
1°40'	9,55
2°00'	7,85
2°20'	6,68
2°40'	5,82
3°00'	5,13
3°20'	4,62
3°40'	4,12
4°00'	3,76
4°20'	3,43
4°40'	3,16
5°00'	2,95
5°20'	2,75
5°40'	2,57
6°00'	2,43
6°20'	2,29
6°40'	2,19
7°00'	2,09

Подобные оценки даже в наиболее неблагоприятном случае абсолютно белой изотропно рассеивающей поверхности крупных тел (коэффициент усиления в наших обозначениях равен 2, яркостный фактор кольца при $\alpha=6^\circ$ считался равным 0,400, объемная плотность кольца $DL\ 10^{-5}$) показывают, что для создания 40% оппозиционного эффекта достаточно, чтоб суммарная поверхность сферических частиц всех размеров составляла около 1% от эффективной поверхности кольца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грецкий А. М., Дудинов В. Н. Повышение пространственного разрешения на спектрограммах Сатурна методами численной линейной фильтрации. «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1975, вып. 10, с. 53—61.
2. Грецкий А. М. Фотоэлектрическая фотометрия центра диска Сатурна. «Вестн. Харьк. ун-та. Астрономия», 1973, вып. 8, с. 64—67.
3. Грецкий А. М. О фазовых кривых кольца В Сатурна. — «Астрон. циркуляр», 1971, № 612, с. 1—2.
4. Schoenberg O. Neue Untersuchungen über den Saturnring. — «Vierteljahrschr. Astron. Ges», 1933, Band 68, S. 387—395.
5. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М., Изд-во иностр. лит., 1961. 310 с.
6. Airy G. B. — «Cambridge Phil. Trans.», 1838, vol. 6, p. 379—380.
7. Гемфри С. В. Физика воздуха. М.—Л., Объед. науч. техн. изд-во НКТП СССР, 1936. 426 с.
8. Mascart M. E. — «Traite d'Optique», 1889, tome 1, p. 310—312. 1893, tome 3, p. 305—308.
9. Bricard. — «J. Ann. phis.», 1940, vol. 14, p. 148.
10. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., Гос. изд-во техн. теор. лит., 1951. 119 с.

УДК 523.89

К. Н. Деркач

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ КАТАЛОГ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ 1746 ЯРКИХ ЗВЕЗД В СИСТЕМЕ FK4 НА ЭПОХУ НАБЛЮДЕНИЙ И РАВНОДЕНСТИЕ 1950,0 (ЗОНА—16—+30°)

Публикуемый каталог составлен по результатам обработки дифференциальных наблюдений прямых восхождений ярких звезд с Харьковским меридианным кругом в 1968—1973 гг. В качестве опорной системы служил фундаментальный каталог FK4. Наблюдения определяемых звезд производились в пятнадцатиградусных зонах по склонению. Опорные звезды наблюдались в зонах на 10 градусов более широких, чем зона определяемых звезд. Кроме того, в каждую ночь наблюдений всегда производились наблюдения опорных внезонных звезд ($+65^\circ < \delta < +80^\circ$).

Для редукиции на меридиан моментов прохождений звезд за параметры инструмента использовалась преобразованная