

О НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ФОТОМЕТРИИ ВЕНЕРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1964 г.

О. М. Стародубцева

В результате фотометрической обработки полученных в 1964 г. через светофильтры фотографий Венеры мы имеем изофоты и кривые распределения яркости вдоль экватора интенсивности в относительных единицах, часть которых приведена в [1].

Теория переноса излучения в мутной среде позволяет найти интенсивность излучения, рассеянного планетой, в зависимости от оптических свойств атмосферы и поверхности. При исследовании планет приходится решать обратную задачу. По наблюдаемой интенсивности излучения нужно найти оптические свойства атмосферы и поверхности планеты.

Оптические параметры атмосферы Венеры λ (отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и поглощения), $\kappa(\gamma)$ (индикатриса рассеяния), x_1 (коэффициент при втором члене разложения индикатрисы по полиномам Лежандра) определялись В. В. Соболевым [2, 3], а также Н. П. Барабашовым и В. И. Езерским [4] из сравнения наблюдаемой и теоретической зависимостей звездной величины планеты от угла фазы. Представляло бы интерес определение этих величин по данным поверхностной фотометрии, тем более, что имеющиеся в нашем распоряжении фотографии в трех длинах волн позволили бы получить ход оптических параметров по спектру.

Теория дает выражение для коэффициента яркости в зависимости от координат, угла фазы α и оптических параметров. Сравнивая распределение яркости, полученное экспериментально, с теоретическим, можно найти значения оптических параметров.

Рассмотрим эту задачу несколько подробнее и выясним возможность определения параметров Венеры по данным поверхностной относительной фотометрии.

Для дальнейшей теоретической интерпретации фотометрического материала необходимо найти центр диска планеты для наблюдаемой кривой распределения, неточность при определении положения которого является одним из источников ошибок в фотографической фотометрии планет. Кроме того, необходимо учитывать искажающее влияние земной атмосферы. Таким образом, реально задача сводится к нахождению центра диска, величины атмосферных искажений и, наконец, интересующих нас значений оптических параметров. Решить эту задачу можно в принципе следующим образом. В работах [5—8] атмосфера рассматривается как своего рода линейный прибор. В таком случае искажающее влияние земной атмосферы может описывать следующее соотношение:

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

где $F(x, y)$ — искаженное распределение яркости; $f(x, y)$ — истинное распределение яркости, описываемое определенным набором параметров; $g(x, y)$ — аппаратная функция, имеющая вид

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}, \quad (2)$$

x и y — прямоугольные координаты на диске планеты.

При некоторых значениях оптических параметров и величины σ «замытые» кривые $F(x, y)$ совпадают с наблюдаемыми. Эти значения параметров и σ являются искомыми, а координаты точек кривой $F(x, y)$ и будут координатами точек наблюдаемой кривой.

Внесем некоторые уточнения в постановку этой задачи. Предположим, что теоретическая модель хорошо описывает истинное распределение яркости по диску планеты. Тогда точность получаемых значений оптических параметров будет зависеть от величины ошибок эксперимента. Наличие ошибок приводит к тому, что определяется по сути не одно значение параметров, а некоторая область, внутри которой с определенной вероятностью (зависящей от величины ошибок) находится истинное значение параметров. Кроме того, точность значений искоемых величин могут значительно снизить накладываемые ошибками ограничения на использование данных наблюдений. Так, в случае поверхностной фотометрии необходимость фотометрировать только до расстояния в 0,85 радиуса от центра диска приводит к потере половины информации, заключенной в кривой распределения яркости [9].

Вообще говоря, величина ошибок может быть такой, что область, в которой находятся с требуемой достоверностью искомые значения параметров, перекроет все априорные значения этих параметров.

Ю. В. Александров [9, 10], проанализировав наблюдаемые и теоретические кривые распределения яркости по диску Юпитера методом параболической аппроксимации их полиномами Чебышева, пришел к выводу, что максимально возможное число параметров теоретической модели для Юпитера, которые могут быть определены по данным относительной поверхностной фотометрии при современной точности наблюдений, равно двум. Этот вывод будет, очевидно, справедлив и для Венеры в случае $\alpha \approx 0^\circ$ при том же порядке ошибок, так как характер формы кривых распределения яркости Юпитера и Венеры при $\alpha \approx 0^\circ$ должен быть примерно одинаков (в том и другом случае имеется полубесконечная атмосфера с малым истинным поглощением).

Таким образом, поскольку угловой диаметр Венеры при наблюдениях меньше углового диаметра Юпитера (за исключением фаз, редко наблюдаемых), а зенитные расстояния Венеры относительно больше, то есть порядок ошибок эксперимента, по крайней мере, такой же, как для Юпитера, для Венеры не имеет смысла искать больше двух параметров.

Чтобы определить возможность нахождения оптических параметров Венеры по данным поверхностной фотометрии, мы поступили следующим образом. Для ряда значений λ , x_1 и α были определены абсолютные величины яркости $b = \rho \cos i$ для экватора интенсивности и относительные величины $B = b/b_{\max}$. Для коэффициента яркости ρ было принято выражение, полученное В. В. Соболевым для полубесконечной атмосферы в [2], как самое простое:

$$\rho(\lambda, x(\gamma), x_1, \eta, \xi) = \frac{\lambda}{4} \frac{x(\gamma)}{\eta + \xi} + \frac{1}{2} + \frac{3 + x_1}{4} \frac{\eta\xi}{\eta + \xi} - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{1 - \lambda}{3 - x_1}} (2 + 3\eta) (2 + 3\xi) + \frac{x_1^2 (\eta\xi - \cos \alpha)}{2(3 + 2\sqrt{3 - x_1})}, \quad (3)$$

где η и ξ — косинусы углов отражения и падения света.

Для индикатрисы рассеяния $\chi(\gamma)$ мы воспользовались выражением

$$\chi(\gamma) = 1 + x_1 P_1(\cos \gamma) + x_2 P_2(\cos \gamma), \quad (4)$$

где P_1 и P_2 — полиномы Лежандра, а

$$x_2 = 0,5 + 0,25x_1. \quad (5)$$

Зависимость (5), пригодная для значения x_1 от 0 до 1,75, получена на основе анализа полидисперсных индикатрис рассеяния на полупрозрачных частицах [9, 10] и относится не только к аэрозольной составляющей индикатрисы рассеяния, но сохраняется и для смеси «газ + аэрозоль».

На рис. 1 представлены некоторые из рассчитанных относительных кривых распределения яркости вдоль экватора интенсивности. Из рисунка видно, что если при $\alpha < 60^\circ$ наблюдается зависимость кривых от величин λ и x_1 , то, начиная примерно с угла фазы $\alpha = 60^\circ$, изменение формы кривых лежит в пределах ошибок наблюдения и, следовательно, практически невозможно определить оптические параметры по наблюдениям при этих фазах.

Таким образом, по данным относительной поверхностной фотометрии Венеры можно определить два оптических параметра при углах фазы, близких к $\alpha = 0^\circ$. Если углы фазы больше $\alpha \approx 60^\circ$, определение параметров с достаточной точностью при современном уровне ошибок наблюдения невозможно. Где-то в промежутке углов фаз между $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 60^\circ$ находится область, в которой можно установить один параметр (или одно соотношение между большим количеством параметров). При наличии абсолютных поверхностных наблюдательных данных и том же уровне ошибок возможно определение соответственно трех (при $\alpha \approx 0^\circ$), одного (при $\alpha > 60^\circ$) или двух (в промежуточных значениях α) параметров.

Учитывая сказанное выше, следует отметить, что в каждом конкретном случае необходимо найти максимально возможное число параметров, которые могут быть установлены с достаточной точностью по имеющимся наблюдательным данным, в соответствии с этим должна быть выбрана теоретическая формула, описывающая распределение яркости с данным количеством параметров. Результат анализа будет зависеть от величины ошибок эксперимента и от устойчивости системы уравнений, служащих для определения искомых параметров.

К сожалению, мы не можем воспользоваться полученным нами материалом для определения оптических параметров, так как нам не удалось провести наблюдения при углах фазы, близких к $\alpha = 0^\circ$.

Оценим влияние земной атмосферы на наши наблюдения.

Из всего отобранного для фотометрирования материала были выбраны некоторые типичные по качеству фотографии, для которых была произведена следующая оценка атмосферных искажений. Теоретические кривые распределения яркости вдоль экватора интенсивности, полученные по формулам теории переноса излучения в рассеивающей среде В. В. Соболева и найденным этим автором значениями оптических параметров атмосферы Венеры [3], были «искажены» с помощью интеграла

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_a^b f(x') e^{-\frac{(x-x')^2}{2\sigma^2}} dx'$$

(a и b — границы освещенного диска), представляющего собой формулу (1) с учетом (2) в одномерном случае. Таким образом, в нашей оценке влияния атмосферы мы пренебрегли градиентом яркости в направлении, перпендикулярном экватору интенсивности. Величины σ подбира-

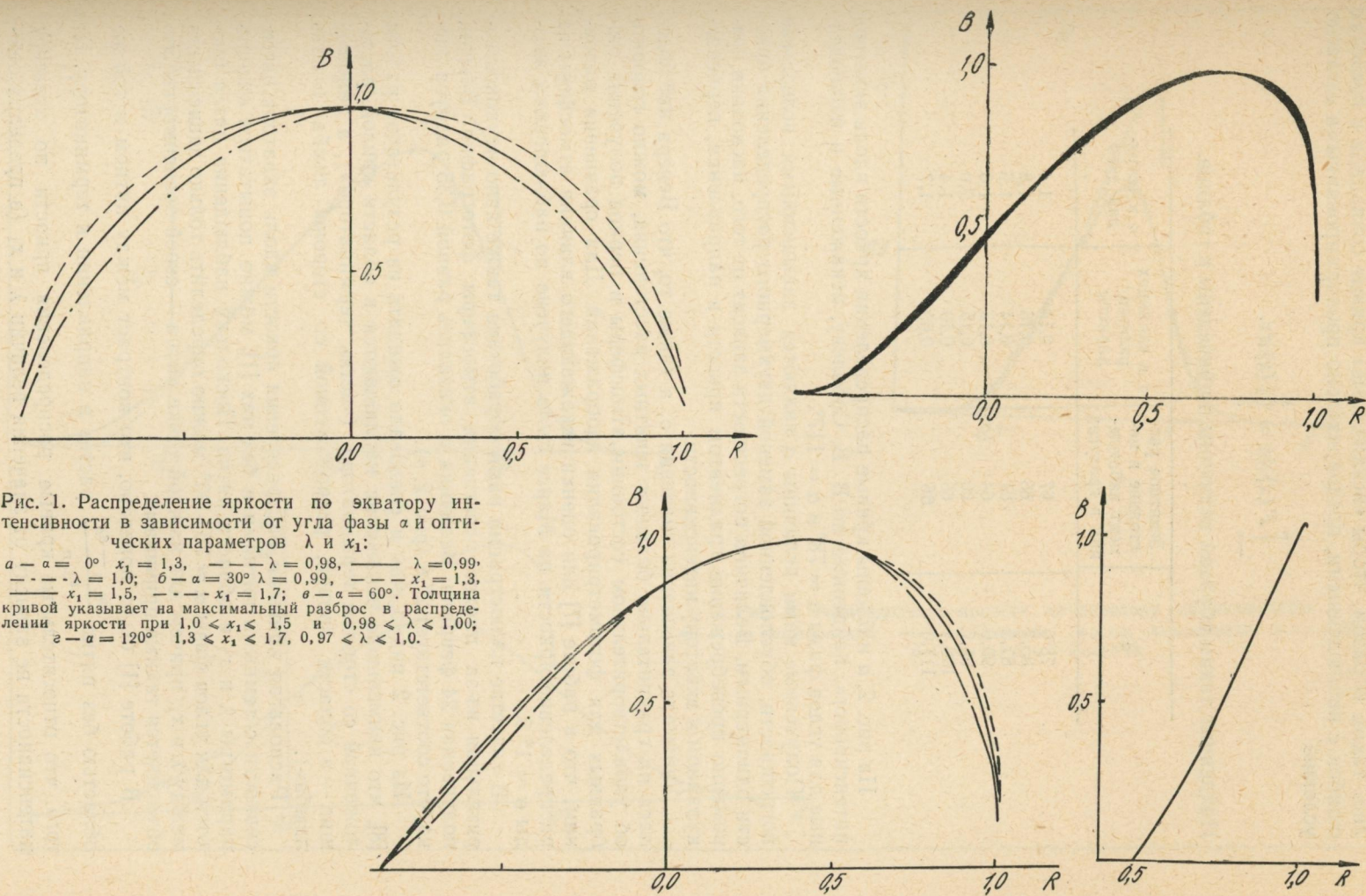


Рис. 1. Распределение яркости по экватору интенсивности в зависимости от угла фазы α и оптических параметров λ и x_1 :

$a - \alpha = 0^\circ$ $x_1 = 1,3$, $---$ $\lambda = 0,98$, $---$ $\lambda = 0,99$,
 $---$ $\lambda = 1,0$; $б - \alpha = 30^\circ$ $\lambda = 0,99$, $---$ $x_1 = 1,3$,
 $---$ $x_1 = 1,5$, $---$ $x_1 = 1,7$; $в - \alpha = 60^\circ$. Толщина
 кривой указывает на максимальный разброс в распределении яркости при $1,0 < x_1 < 1,5$ и $0,98 < \lambda < 1,00$;
 $г - \alpha = 120^\circ$ $1,3 < x_1 < 1,7$, $0,97 < \lambda < 1,0$.

лись таким образом, чтобы «искаженные» кривые совпадали в пределах ошибок с наблюдаемыми, предварительно пронормированными согласно условию

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(x) dx = \int_a^b f(x) dx.$$

Найденные таким образом величины σ приведены в таблице.

α	Зенитное расстояние в момент наблюдения в градусах	σ в единицах радиуса планеты	σ в секундах дуги
78°0	67	0,14	1,4
85,7	65	0,16	1,8
87,5	61	0,14	1,6
90,0	64	0,13	1,6
96,7	66	0,15	2,0
100,4	66	0,10	1,4
117,0	66	0,09	1,7

На рис. 2, а и б даны кривые распределения яркости вдоль экватора интенсивности, найденные по В. В. Соболеву, искаженные и наблюдаемые для углов фазы $\alpha = 78^\circ$ и $\alpha = 117^\circ$.

Полученные нами величины σ являются завышенными вследствие погрешности, обусловленной заменой двухмерного распределения яркости одномерным. Величина погрешности зависит от того, насколько правомерно пренебрежение градиентом яркости в направлении, перпендикулярном к экватору интенсивности.

Учитывая завышение значения σ , а также то, что Венера наблюдалась на сравнительно больших зенитных расстояниях, можно говорить об удовлетворительном состоянии атмосферы в период получения отобранных для фотометрирования изображений. Для сравнения напомним, что в работе [7] для оценки искажающего влияния атмосферы на распределение яркости на Марсе было получено по наблюдениям звезд $\sigma \approx 1'',5$.

В качестве иллюстрации нами обработана также явно неудовлетворительная из-за плохого состояния атмосферы фотография Венеры, полученная 24 февраля. Величина σ оказалась равной 0,35 радиуса диска, что соответствует $2'',8$ (рис. 2, в).

Из рис. 2 видно, как и следовало ожидать из результатов работы [8], что наименьшие искажения наблюдаются в области кривой, расположенной со стороны терминатора («ветвь терминатора»), а наибольшие — в области кривой, расположенной со стороны лимба («ветвь лимба»).

Располагая кривыми распределения яркости вдоль экватора интенсивности с темными пятнами и без них [1], можно попытаться оценить параметры λ и x_1 в области пятна. Поскольку наблюдения пятен имеются для углов фазы $\alpha \approx 75-90^\circ$, можно определить только зависимости между λ и x_1 , причем для каждой точки пятна — своей зависимости. Это объясняется такими причинами.

В работе [1] было показано, что контраст между пятном и той же областью без пятна $\frac{e_{б.п} - e_p}{e_{б.п}}$ растет в направлении к терминатору. Из того, что относительные кривые распределения яркости по экватору интенсивности не зависят от значения величин λ и x_1 (в пределах оши-

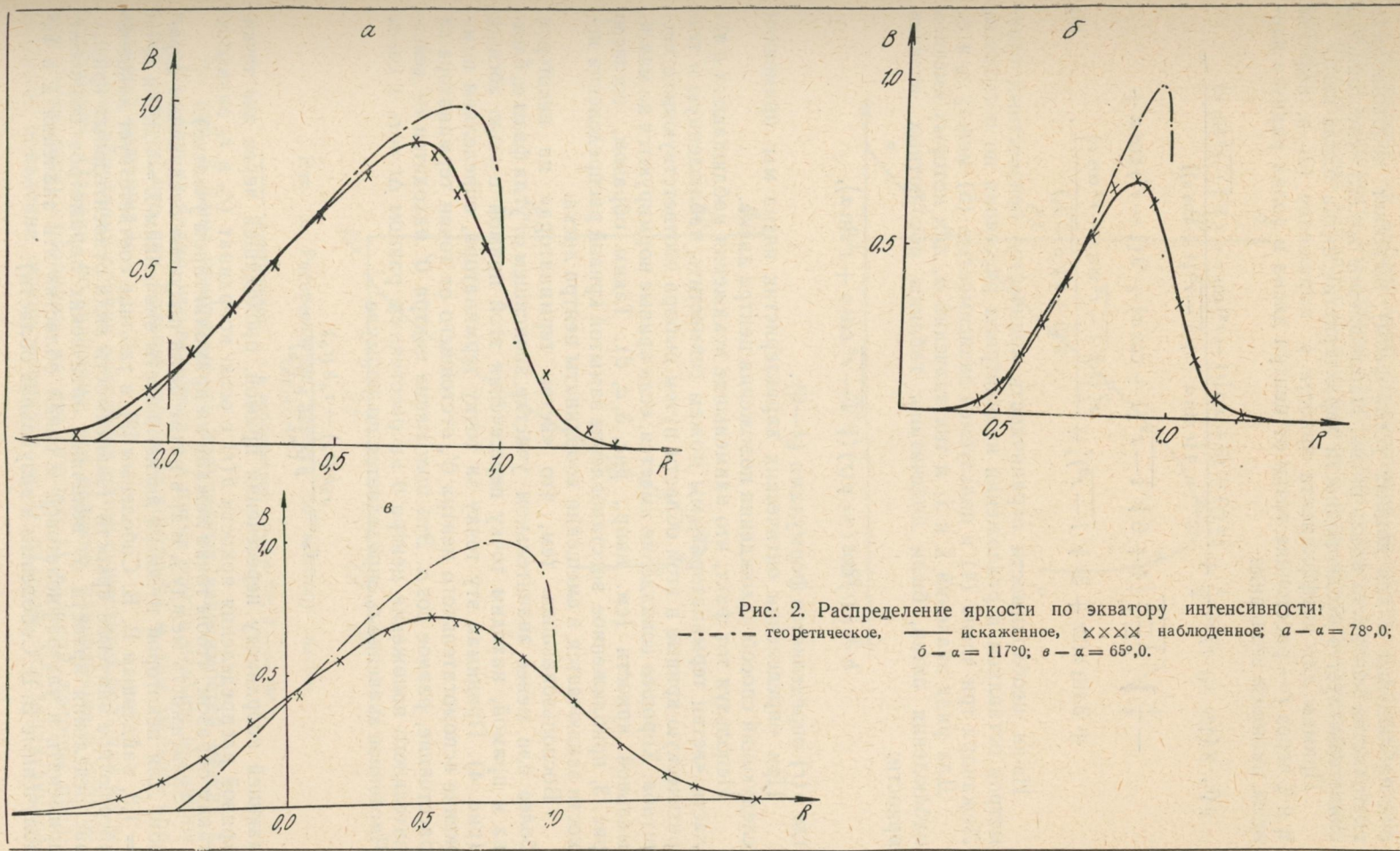


Рис. 2. Распределение яркости по экватору интенсивности:
 - - - - - теоретическое, ————— искаженное, $\times \times \times \times$ наблюдаемое; $a - \alpha = 78^\circ, 0$;
 $б - \alpha = 117^\circ, 0$; $в - \alpha = 65^\circ, 0$.

бок наблюдения и для данных углов фазы), вытекает необходимость постоянства контраста вдоль пятна. Наблюдаемое же его непостоянство свидетельствует о неоднородности характеристик пятна вдоль него.

Примем для коэффициента яркости ρ выражение (3) и, выразив η и ξ через r — расстояние точки от центра диска в долях радиуса планеты, напомним его в виде

$$\rho(\lambda, \kappa(\gamma), x_1, r) = \frac{1}{2} + \frac{\lambda \kappa(\gamma) + (3 + x_1)[(1 - r^2) \cos \alpha + r \sqrt{1 - r^2} \sin \alpha]}{4[r \sin \alpha + \sqrt{1 - r^2}(1 + \cos \alpha)]} - \\ - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{1 - \lambda}{3 - x_1}} [4 + 6 \sqrt{1 - r^2}(1 + \cos \alpha) + 9(1 - r^2) \cos \alpha + \\ + 3 \sin \alpha (2r + 3r \sqrt{1 - r^2})] + \frac{x_1^2 (r \sqrt{1 - r^2} \sin \alpha - r^2 \cos \alpha)}{2(3 + 2\sqrt{3 - x_1})}. \quad (6)$$

Из-за необходимости ограничивать количество неизвестных параметров оставляем в разложении индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра три члена (4) и пользуемся зависимостью (5) между x_2 и x_1 .

Для ряда значений λ и x_1 и тех значений α , для которых имеются наблюдения пятен, были подсчитаны таблицы абсолютных величин яркости:

$$b = \rho(r) \cos i = \rho(r) (\sqrt{1 - r^2} \cos \alpha + r \sin \alpha),$$

где $\rho(r)$ определяется формулами (4—6).

При определении оптических характеристик пятна мы применили следующий способ нахождения положения центра диска.

Используя тот факт, что наименьшие искажения наблюдаются в области «ветви терминатора», мы можем совместить наблюденную и теоретическую кривые в этой области путем выбора соответствующего масштаба. Хорошее совпадение имеется, если кривые нормируются по максимальной яркости (см. напр., рис. 3, а, б). Таким образом, согласно рис. 3, приближенное восстановление замытой кривой распределения яркости заключается в смещении координаты центра диска.

Воспользовавшись тем, что «ветвь терминатора» на некотором более или менее значительном участке, зависящем от угла фазы α , близка к прямой, находим точку пересечения этой прямой с осью абсцисс (рис. 4). Принимая эту точку за точку терминатора, определяем положение вспомогательного центра O' , отстоящего от точки терминатора на расстояние, равное $\cos \alpha$. Это положение центра O' находится от действительного положения центра O на расстоянии, равном $\Delta r = r_0 + \cos \alpha$. Численное значение r_0 определяется по формуле

$$r_0 = \frac{r_k b(r_n) - r_n b(r_k)}{b(r_n) - b(r_k)},$$

дающей координату пересечения прямой, проходящей через две точки кривой распределения яркости $b(r)$ с осью координат (r_n и r_k задаются таким образом, чтобы точки лежали на прямолинейном участке).

Зависимость между λ и x_1 в пятне была получена следующим образом. Для некоторой точки на диске планеты значениям $\lambda = 0,989$ и $x_1 = 1,3$, найденным В. В. Соболевым [2], в таблице соответствует какое-то абсолютное значение яркости (зависимость вида относительных кривых распределения яркости от величины оптических параметров позволяет применять в ультрафиолетовой и синей областях эти значения λ и x_1 , полученные В. В. Соболевым в визуальной области).

Установив из наблюдений соотношение яркостей в данной точке с пятном и без него, мы узнаем абсолютную яркость пятна в этой точке. Из рассчитанной таблицы можно найти λ и x_1 , соответствующие такой яркости.

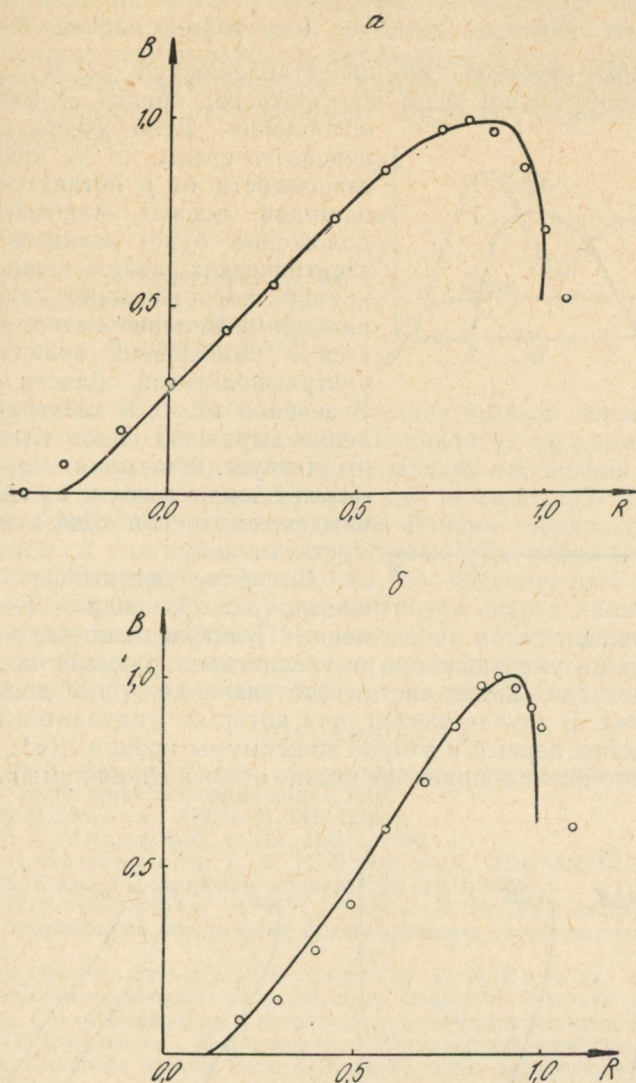


Рис. 3. Распределение яркости по экватору интенсивности:

— теоретическое, $\circ \circ \circ$ наблюдаемое; а — $\alpha = 73^\circ$; б — $\alpha = 96^\circ, 7$.

На рис. 5 даны некоторые из полученных зависимостей между λ и x_1 . Из рисунка видно, что величина λ в пятне всегда меньше величины λ без пятна и что чем больше величина контраста k , тем меньше при данном x_1 величина λ .

В интерпретации причин появления пятен существует большая неоднозначность. Однако, по-видимому, все явления, приводящие к появлению пятен, можно разделить на две группы: 1) явления, которые предполагают появление нового вещества, и 2) явления, предполагающие

лишь изменение размера частиц при том же веществе. Полученный нами материал не позволяет делать однозначные выводы о механизме образования пятен. Произведем качественный анализ второй возможности.

Как известно, зависимость коэффициента ослабления и коэффициента поглощения от фактора $\rho = \frac{2\pi a^2}{\lambda}$ (a — размер частиц, λ — длина волны) описывается кривыми, типа представленных на рис. 6. Ход зависимости λ от ρ качественно будет повторять ход кривой коэффициента ослабления. Если учесть полидисперсность среды, то на кривой λ в зависимости от ρ останутся только один-два первых максимума. Их положение будет зависеть от диэлектрических свойств вещества и от кривой распределения частиц по размерам. Явление пятна заключается в уменьшении величины λ в ультрафиолетовой области спектра. В зеленой области спектра это явление выражено слабо или вообще отсутствует. Учитывая это, получаем следующие выводы из качественного рассмотрения хода λ в зависимости от ρ .

В случае достаточно больших частиц ($\rho > 20-30, a > 1-2\mu$) явление ультрафиолетового пятна

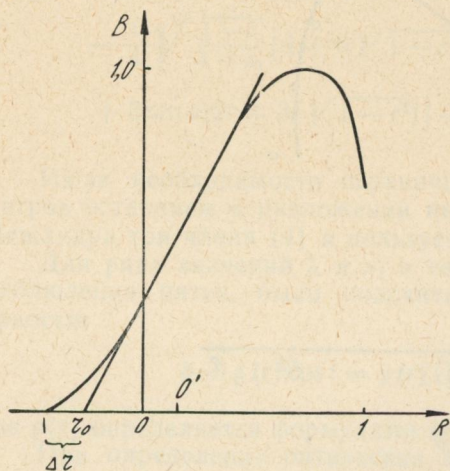


Рис. 4.

нельзя объяснить ни уменьшением, ни увеличением размера частиц. Тот же вывод следует для малых частиц (до значения ρ , где достигается первый максимум). В случае частиц, для которых ρ находится в области, где расположены первый и второй максимумы кривой $\lambda(\rho)$, явление ультрафиолетового пятна в принципе можно объяснить как уменьшением,

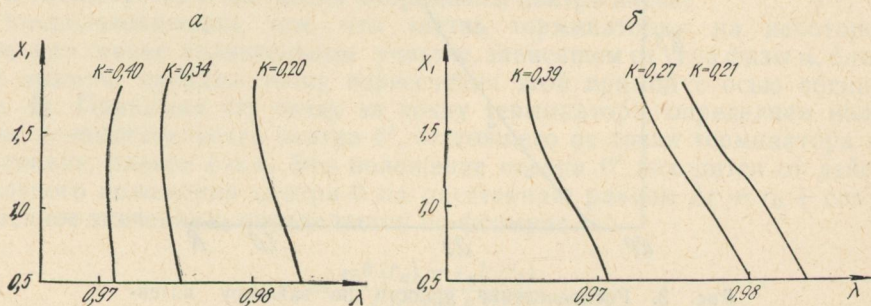


Рис. 5. Зависимость между оптическими параметрами в пятне:

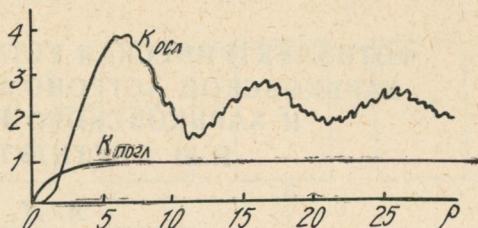
$a - \alpha = 73^\circ 5'$; $b - \alpha = 85^\circ 7'$.

так и увеличением размера частиц. Изменение размера частиц может быть связано с более высокой температурой нижележащих слоев, тем или иным способом (прорыв в верхнем слое облаков или выброс частиц снизу и т. д.) образующих явление пятна.

Остановимся кратко еще на одном вопросе. Как известно, Н. П. Барабашовым [12] был открыт и подтвержден затем В. И. Езерским [13] так называемый «квазизеркальный эффект», состоящий в том, что мак-

симальная яркость вдоль экватора интенсивности наблюдается вблизи точки, в которой угол падения равен углу отражения («зеркальная» точка). Как видно из рис. 2, это явление отчасти можно приписать искажающему влиянию земной атмосферы: наблюдается тем большее смещение максимальной яркости к «зеркальной» точке, чем больше величина σ . Однако если трактовать «квазизеркальный эффект» как тенденцию к смещению максимальной яркости от подсолнечной точки, то в пользу реальности наблюдаемого эффекта свидетельствуют следующие соображения.

Рис. 6. Кривые ослабления (сферическая частица с коэффициентом преломления $m = 1,00$) и поглощения (частично поглощающий шар с m , близким к 1) [11].



В формулах В. В. Соболева рассеяние высших порядков учитывается по индикатрисе $1 + x_1 P_1(\cos \gamma)$. По аналогии же с земными облаками, а также принимая во внимание несовпадение наблюдаемой фазовой кривой Венеры и теоретической кривой для индикатрисы с тремя членами разложения [14], следует ожидать для Венеры гораздо более вытянутой индикатрисы. А как показывают расчеты [14], наблюдается тенденция к смещению максимальной яркости от подсолнечной к «зеркальной» точке — тем большому, чем более вытянута вперед индикатриса. Кроме того, проведенные в работе [15] вычисления интенсивности света, отраженного от облака, которое состоит из частиц с вытянутой индикатрисой, также обнаружили некоторые зеркалящие свойства этих облаков.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Стародубцева. О наблюдении темных образований на Венере. Вестн. ХГУ, № 28, серия астроном., вып. 3, 1967.
2. В. В. Соболев. АЖ, т. 21, 241, 1944.
3. В. В. Соболев. АЖ, т. XLI, вып. 1, 1964.
4. Н. П. Барабашов и В. И. Езерский. Изв. АН Каз. ССР, № 90, 1950.
5. И. К. Коваль. Астроном. циркуляр, № 319, 1, 1965.
6. Н. П. Барабашов, В. И. Гаража, В. Н. Дудинов. Некоторые соображения о возможности исправления фотометрических разрезов планет. АЖ, т. XLIII, вып. 1, 1966.
7. Л. А. Бугаенко, О. И. Бугаенко, И. К. Коваль, А. В. Мороженко. Электрофотометрические разрезы диска Марса в участках спектра интервала 355—600 мμ. Сб. «Физика Луны и планет». Изд-во «Наукова думка», 1966.
8. В. Н. Дудинов. О некоторых систематических ошибках, возникающих при фотометрии планетных дисков. Вест. ХГУ, № 26, серия астроном., вып. 3. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.
9. Ю. В. Александров. Результаты поверхностной фотографической фотометрии Юпитера. Автореф. канд. дисс. ХГУ, Харьков, 1965.
10. Ю. В. Александров. Результаты поверхностной фотографической фотометрии Юпитера. Вест. ХГУ, серия астроном., № 8, вып. 2. Изд-во ХГУ, Харьков, 1965.
11. Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, 1961.
12. Н. П. Барабашов, Б. Е. Симейкин. Фотометричні дослідження Венери. Публ. ХАО, № 5, 29—38, 1935.
13. В. И. Езерский. Фотографическая фотометрия Венеры. Труды Астроном. обществ. ХГУ, т. 12, 1957.
14. Henry G. Horak and Stephen J. Little. Calculations of Planetary Reflection. The Astrophysical Journal Supplement Series, V. XI, № 101.
15. Е. М. Фейгельсон. Оптические свойства облаков. Сб. «Космические исследования», т. II, вып. 3. Изд-во «Наука», 1964.

Статья поступила 15 января 1968 г.

**ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА СЛУЖБЫ ВРЕМЕНИ
ХАРЬКОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
И ХАРЬКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
Н.-И. ИНСТИТУТА МЕТРОЛОГИИ**

А. Д. Егоров

Для меридианных наблюдений звезд в службе времени ХАО и ХГНИИМ применяется пассажный инструмент АПМ-1 с зеркальной решеткой. Для фотоэлектрической регистрации прохождения звезд применяется установка, блок-схема которой изображена на рис. 1.

Описанные в литературе установки, применяемые для этой цели, обычно используют усилитель постоянного тока с модуляцией посторонней несущей [1] или без нее [2]. В обоих случаях сглаживающий фильтр, в качестве которого применяется интегрирующая RC -цепь, ставится на входе усилителя. В нашей установке фильтр стоит почти в самом конце усилительного тракта. Это несколько усложняет все устройство, требуя применения широкополосных усилителей. Но данная схема позволяет избежать некоторых неудобств, связанных с высоким входным сопротивлением обычно применяемых усилителей постоянного тока, «плаванием нуля» и т. д. Так, входное сопротивление нашего усилителя составляет около 10 ком, полоса усиливаемых частот занимает несколько мегагерц и через нуль не проходит. Последнее существенно, поскольку спектральная плотность собственных шумов ламп и полупроводниковых элементов с понижением частоты сильно возрастает [3]. Такой подход применяется в методике регистрации слабых световых потоков. Обычно к нему прибегают при использовании счетчиков фотонов или измерителей скорости счета. В этом случае каждый электрон с фотокатода дает на выходе ФЭУ импульс, и интенсивность фототока представлена частотой следования импульсов. Избыточная полоса позволяет почти полностью избавиться от собственных шумов диодной системы фотоумножителя. Это достигается включением в усилительный тракт амплитудного ограничителя. Здесь имеется некоторая аналогия с частотной, фазовой и другими видами модуляции в технике связи, когда увеличивают помехоустойчивость, расширяя полосу используемых частот. Дальнейшую фильтрацию, накопление и измерение сигнала можно производить либо в цифровом виде, либо протектировав импульсы в потенциальном или токовом представлении. Цифровые системы обработки имеют ряд преимуществ перед аналоговыми, но значительно сложнее их. Применительно к нашей установке было решено подать сигнал после широкополосного усилителя через систему АРУ на детектор.

Ниже приводится описание блок-схемы установки (рис. 1) и некоторых наиболее важных ее узлов. Принципиальные схемы даны с отдельными несущественными сокращениями. Для регистрации светового пото-

ка от звезды применяется так называемый двухтактный оптический вход. Используются фотоумножители типа ФЭУ-38, имеющие мультищелочной катод, который позволяет несколько выравнять зависимость чувствительности от спектрального класса звезд программы. Конечно, фотоумножители ФЭУ-38 нельзя считать оптимальными для этой установки в связи со значительными габаритами и сравнительно большим темновым током.

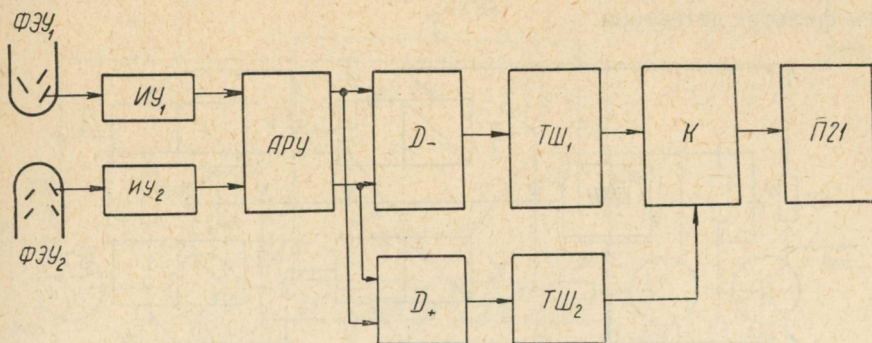


Рис. 1.

С выходов ФЭУ₁ и ФЭУ₂ сигнал подается на импульсные усилители ИУ₁ и ИУ₂, собранные в соответствии с принципиальной схемой рис. 2. Входная емкость и сопротивление каждого из усилителей определяются в основном параметрами первого каскада на транзисторе П411А.

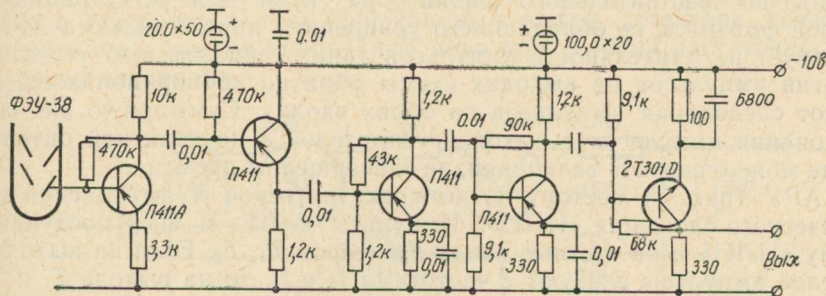


Рис. 2.

Постоянная времени входа выбрана порядка 1 мксек. Для уменьшения емкости монтажа и борьбы с наводками первые два каскада помещаются в непосредственной близости к выходному штырьку ФЭУ и тщательно экранируются. Остальные три каскада также расположены в фотоэлектрической головке и соединены с остальной частью регистрирующего устройства коаксиальными кабелями. Последние каскады, кроме функций усиления, выполняют также роль формирователя длительности импульсов. Это достигается подбором разделительных конденсаторов и выбором рабочих точек транзисторов.

В связи с тем, что импульсы темнового тока диодной системы имеют в среднем значительно меньшую амплитуду, по сравнению с импульсами, создаваемыми током фотокатода, появляется возможность разделения их ограничителем. Функции ограничителя выполняют последние каскады импульсных усилителей и входные цепи последующих триггерных схем. Таким образом, как уже было отмечено, можно сильно ослабить шумы диодной системы ФЭУ и собственные шумы уси-

лителя, что принципиально невозможно при использовании усилителя постоянного тока. Если в программе наблюдений имеются звезды первой-второй звездной величины, то разрешающее время усилителя, т. е. минимальный интервал между двумя соседними импульсами на выходе его, не должно превышать одной десятой микросекунды. В противном случае не будет соблюдена линейность зависимости фототок — частота следования импульсов, что затруднит учет запаздывания в сглаживающем фильтре детектора.

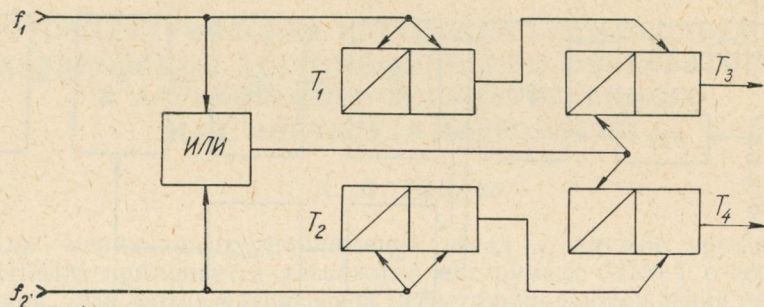


Рис. 3.

После усиления (10^4 по напряжению) сигнал подается на схему, выполняющую функции автоматической регулировки усиления (АРУ). Необходимость в такой схеме связана с тем, что широкий динамический диапазон сигнала после детектирования (10^2) затруднил бы создание достаточно чувствительного индикатора нуля для регистрации фазы кривой фототока, не обладающего уравнением яркости. Схема АРУ воздействует на длительность импульсов таким образом, что усредненная энергия импульсов на выходах схемы обратно пропорциональна сумме частот следования импульсов на обоих входах. Суммарную же частоту следования импульсов с выходов усилителей в двухтактной оптической схеме можно сделать величиной, не зависящей от времени.

АРУ (рис. 3) состоит из четырех триггеров и импульсной схемы логического сложения «ИЛИ». Импульсы с ИУ₁ и ИУ₂ поступают на схему «ИЛИ» и на счетные входы триггеров T_1 , T_2 . Если на выходе усилителей импульсы следуют с частотами f_1 и f_2 , то на выходе T_1 и T_2 мы получим импульсы, следующие с половинными частотами: соответственно $f_1/2$ и $f_2/2$. Они подаются на установочные входы T_3 и T_4 и записывают там состояние 1, а импульсы, следующие с частотой $f_1 + f_2$ со схемы «ИЛИ», записывают в T_3 и T_4 состояние 0.

Нетрудно видеть, что на выходе T_3 получим импульсы, следующие с частотой $f_1/2$ и имеющие длительность, пропорциональную $1/f_1 + f_2$, а на выходе T_4 частота следования будет $f_2/2$ и длительность та же $1/f_1 + f_2$. Таким образом, на одном из выходов схемы АРУ будем иметь импульсы, обладающие мощностью, пропорциональной $f_1/2(f_1 + f_2)$, а на другом $f_2/2(f_1 + f_2)$. Из-за наличия засветки и темнового тока эффективность АРУ для слабых звезд падает и становится функцией темнового тока фотоумножителей и засветки небом. Кроме сужения динамического диапазона сигнала (в 20—30 раз по амплитуде) такая система устраняет помехи от мерцаний звезд, если они наблюдаются при неправильной установке нуля-индикатора (при правильной его установке двухтактная оптическая схема не чувствительна к мерцаниям и без АРУ). Принципиальная схема триггеров, используемых в системе АРУ, изображена на рис. 4. Их максимальная частота счета составляет 3—4 мГц.

Детектирование и сглаживание импульсов производится схемой линейного детектора D_- (рис. 5). С выхода детектора получаем сглаженную разность фототоков от фотоумножителя. Степень сглаживания зависит от произведения $\tau = R_k C_k$, которые подобраны так, что запаздывание для сигналов прямоугольной формы с периодом в 4 сек составляет около 0,2 сек. В связи с повышенными требованиями к линейности

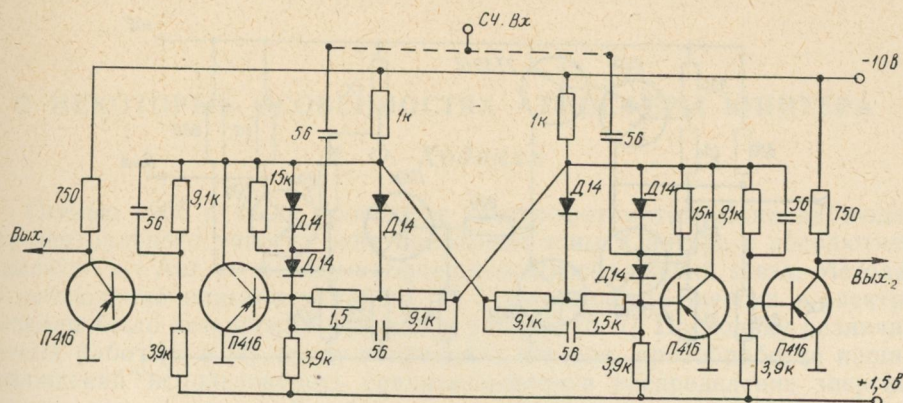


Рис. 4.

и для обеспечения необходимой выходной мощности детектора D_- собран на транзисторах, а не на диодах, как обычно. В качестве выходных применяются мощные конвенционные триоды типа П605А, работающие в режиме генераторов тока. Низкоомный выход детектора позволяет нагружать его даже на нелинейные цепи при условии достаточно большого рассогласования.

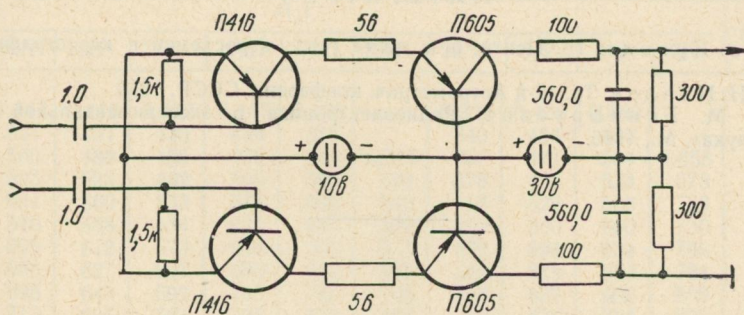


Рис. 5.

Через цепь развязки и усиления детектор подключен к триггеру Шмидта ТШ₁ (рис. 6), представляющий релаксационную систему, и развязка необходима для того, чтобы устранить обратное воздействие триггера на $R_k C_k$ -контур детектора. Гистерезис системы составляет около 1 мВ, что позволяет при наличии АРУ пренебречь уравнением яркости. Уровень срабатывания ТШ₁ устанавливается вручную потенциометром; состояние его индицируется двумя неоновыми лампами. На выходе триггера стоит формирователь, вырабатывающий импульс при изменении его состояния на обратное.

Импульсы с выхода формирователя подаются через клапан K на выход печатающего хронографа П21. Клапан K при отсутствии сигнала от звезды закрыт и открывается сигналом от детектора суммы фото-

токов D_+ через триггер Шмидта ТШ₂. Уровень срабатывания ТШ₂ устанавливается потенциометром вручную; он зависит от яркости неба и других факторов. Поскольку от этой части схемы не зависит точность регистрации момента, она сделана упрощенно и с большой постоянной времени (около 0,5 сек). Питание установки осуществляется от сети через стабилизаторы.

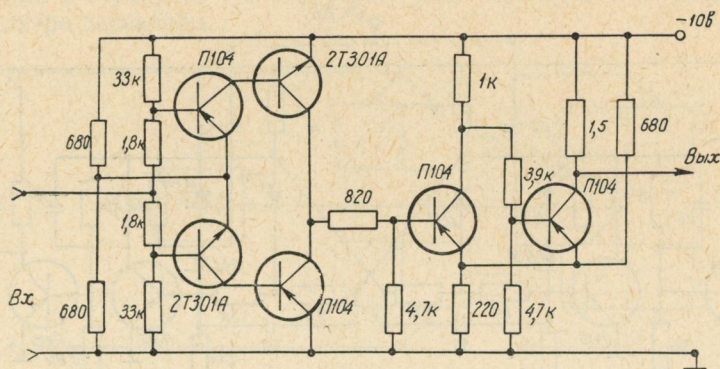


Рис. 6.

Описанная установка применялась с начала 1967 г. Она характеризуется следующими показателями: чувствительность до $6^m,5$, среднеквадратическая погрешность по внутренней сходимости $\pm 0^s,006$.

Отработка схем и монтаж установки произведен на ХАО с участием А. Ф. Ванцан и других сотрудников ХГНИИМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Э. Брандт. Тр. Центр. н.-и. ин-та геод., аэросъемки и картографии, 1956, № 112.
2. Н. Н. Павлов. Тр. 12-й Астрометрич. конференц. СССР, 1955.
3. А. М. Бонч-Бруевич. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. Изд-во «Наука», М., 1966.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА

М. Ф. Ходячих

Осенью 1966 г. были проведены спектрофотометрические наблюдения центрального участка экваториальной зоны Юпитера с абсолютной привязкой к α Ауг по методу внефокальных изображений звезд. Методика наблюдений описана в работе [7]. Распределение энергии в спектре Капеллы было независимо найдено в работах [6, 7]. Поскольку различия данных работ [6] и [7] лежат в пределах ошибок, при обработке наших наблюдений использовалось средневзвешенное распределение энергии, причем веса величин E_{λ} были приняты пропорциональными числу звезд сравнения.

Измерения спектрограмм производились на микрофотометре МФ-4. Наблюдения первой половины 1966 г. были обработаны заново. Характеристические кривые строились для каждого участка спектра, в котором производились измерения. Найденные значения яркостного фактора центра диска A_v и величины A_r приведены в табл. 1 и 1'.

Таблица 1

λ (нм)	$A_e I$										Среднее
	29/I	3/II	5/II	10/II	3/III	23/IV	29/IV	3/V	4/V	7/V	
400	0,447	0,415	0,412	0,447	0,498		0,322	0,439	0,459		0,449
410	521	451	430	449	518		340	454	480		473
420	560	488	455	475	542	0,515	357	471	504	0,658	497
430	593	522	492	505	568	530	378	493	533	678	523
440	621	560	553	573	605	546	418	522	566	703	563
450	649	588	634	625	643	559	460	560	600	730	602
460	665	612	673	658	705	573	492	594	634	760	632
470	686	627	697	689	740	586	515	619	664	794	658
480	698	643	692	719	745	598	528	637	695	809	671
490	713	656	661	736	741	598	540	635	721	805	668
500	728	667	634	728	736	586	552	664	755	809	682
510	740	676	605	713	728	582	565	687	780	802	668
520	760	689	618	692	755	605	578	697	800	804	678
530	780	705	643	682	811	643	598	730	819	800	716
540	805	730	697	692	865	689	569	762	838	807	744
550	828	753	773	705	897	736	621	789	857	817	777
560	863	798	836	730	916	780	635	820	877	836	788
570	897	838	855	753	929	817	643	847	897	845	828
580	927	855	865	782	944	838	647	851	910	865	844
590	948	871	871	809	951	853	650	845	918	879	856
600	955	877	871	832	958	861	661	838	931	897	882
630	944	871	875	908	951	871	665	817	942	948	874
640	942	869	877	912	951	873	674	813	946	955	873

Осенью 1966 г. проводились также интегральные наблюдения Юпитера, причем щель спектрографа АСП-9 помещалась в главном фокусе телескопа АЗТ-7. Для расширения спектрограмм использовалось суточ-

Таблица 1'

$\lambda(HM)$	A_{BII}						A'_{Γ}					
	5/X	7/X	10/X	12/X	16/X	Среднее	5/X	7/X	10/X	12/X	16/X	Среднее
400	0,596	0,457	0,535	0,419	0,546	0,506	0,223	0,224	0,251	0,265	0,251	0,243
410	635	491	560	450	566	540	239	238	269	277	265	257
420	667	542	610	486	593	577	254	248	284	290	276	277
430	706	577	697	532	631	625	269	273	297	311	287	287
440	731	612	771	586	665	670	290	290	315	333	304	306
450	746	655	817	664	689	711	311	314	333	353	318	325
460	757	697	830	745	711	746	337	340	348	379	326	346
470	760	738	832	782	728	767	353	349	361	395	330	357
480	759	755	819	798	741	775	361	352	369	406	333	364
490	753	762	809	811	750	776	364	342	376	410	341	366
500	745	769	782	819	759	776	366	326	379	414	348	366
510	735	775	771	828	771	776	368	314	382	417	355	366
520	724	780	775	834	778	778	370	318	386	422	363	371
530	721	789	798	838	790	787	373	328	391	429	369	377
540	735	802	815	840	796	795	377	349	398	440	378	388
550	752	813	828	843	804	807	380	365	406	457	381	396
560	762	822	845	841	813	817	384	378	409	471	384	405
570	776	828	867	841	819	838	387	391	418	498	390	415
580	787	836	885	841	824	836	392	405	424	492	392	420
590	791	841	910	834	826	840	396	417	430	496	395	426
600	794	847	912	817	832	841	400	429	432	497	396	430
630	791	855	910	780	840	834	408	441	433	496	391	433
640	790	857	904	762	841	828	410	443	429	498	391	432

ное вращение Земли при остановленном часовом механизме. Ширина щели — 0,40 мм. Очевидно, если сравниваемые объекты имеют существенные различия в линейчатом спектре, полученные результаты будут отягощены значительными систематическими ошибками. В случае Солнца и Капеллы близость их спектральных классов (G2V и G2III) позволяет в пределах точности наших измерений пренебречь этими ошибками, т. е. считать фраунгоферовы спектры α Aug и Солнца, а следовательно, и Юпитера тождественными.

Каждый участок фотопластинки освещался светом Юпитера в течение 16 протяжек около 40 секунд. Для Капеллы это время было в несколько раз меньше, так как турбулентный диск звезды не превышает нескольких секунд дуги. Вследствие явления невязимозаместимости освещенности и времени экспозиции появляется систематическая ошибка. Наши наблюдения были исправлены за этот эффект. Величина поправки была рассчитана по найденному из наблюдений показателю Шварцшильда и фотометрическому профилю звезды. При наших условиях наблюдений она составляла 20—25%. Кроме того эта поправка определялась экспериментально, для чего фотографировались спектры звезды, когда щель спектрографа находилась в фокусе телескопа и при выведении щели из фокуса телескопа настолько, чтобы размер внефокального изображения звезды был равен диаметру изображения Юпитера. Оба метода дали результаты, совпадающие в пределах ошибок. Из наблюдений для каждого участка спектра, в котором производились измерения, определялась величина A'_r , равная произведению геометрического альбеда планеты A_r на нормированную фазовую функцию $\varphi(\alpha)$, т. е. $A'_r = A_r \varphi(\alpha)$. Расчеты производились по формуле

$$\lg A'_r = \frac{M_0 - m_{зв}}{2.5} + 2 \lg \frac{\Delta r}{R} + \lg \frac{I_p}{I_{зв}}, \quad (1)$$

где Δ , r , R — расстояние планеты от Земли, радиус-вектор планеты и радиус планеты соответственно; $M_0 - m_{зв}$ — разность звездных величин Солнца и звезды сравнения; $\frac{I_p}{I_{зв}}$ — измеренное на пластинке и исправленное за эффект невязимозаместимости отношение интенсивностей в спектрах планеты и звезды.

Результаты обработки интегральных спектрограмм Юпитера приведены в табл. 1 и 1'.

Определенный интерес вызывает сопоставление результатов интегральной и поверхностной фотометрии. Однако наличие большого количества деталей на видимой поверхности Юпитера и различное распределение яркости вдоль экватора и по центральному меридиану затрудняет такое сравнение.

Распределение яркости по диску Юпитера при $\alpha = 0$ можно аппроксимировать обобщенным законом Ламберта

$$I = I_0 \cos^q i, \quad (2)$$

где q — фактор гладкости, i — угол падения.

Распределение яркости вдоль экватора интенсивности и центрального меридиана было найдено при измерении спектрограмм, полученных 12 октября (качество изображения в эту ночь было наилучшим) в направлении, перпендикулярном к дисперсии, в 14 участках спектра. По известному распределению яркости определялись величины $q_{эвк}$ и $q_{цм}$ (табл. 2).

Таблица 2

λ (нм)	$q_{\text{экв}}$	$q_{\text{ц. м}}$	λ (нм)	$q_{\text{экв}}$	$q_{\text{ц. м}}$
400	1,14	1,62	510	1,33	1,64
412	1,17	1,65	532	1,40	1,63
421	1,19	1,65	555	1,33	1,56
441	1,26	1,66	575	1,34	1,57
458	1,23	1,67	595	1,31	1,33
473	1,36	1,61	604	1,19	1,37
487	1,27	1,50	630	1,15	1,25

При $\alpha = 0$ геометрическое альbedo планеты A_{Γ} и яркостный фактор центра диска $A_{\text{в}}$ связаны соотношением

$$A_{\Gamma} = \frac{2}{2 + q} A_{\text{в}}. \quad (3)$$

При вычислениях мы приняли $q = 1/2 (q_{\text{экв}} + q_{\text{ц.м}})$, фазовый коэффициент взят равным 0,015 [3]. Результаты сравнения наблюдаемых A_{Γ} и вычисленных по яркостному фактору $A_{\text{в}}$ приведены в табл. 3. Учитывая вышесказанное, следует считать сходимость результатов интегральной и поверхностной спектрофотометрии удовлетворительной.

Таблица 3

λ (нм)	$A_{\text{в}}$	A_{Γ}	λ (нм)	$A_{\text{в}}$	A_{Γ}
400	0,265	0,282	510	0,383	0,424
412	0,282	0,302	532	0,412	0,436
421	0,292	0,283	555	0,452	0,466
441	0,327	0,357	575	0,483	0,484
458	0,372	0,384	595	0,523	0,495
473	0,381	0,428	604	0,543	0,498
487	0,403	0,422	630	0,545	0,500

В 1967 г. наблюдения Юпитера был продолжены. Спектры фотографировались на АЗТ-7 со спектрографом АСП-9 с увеличительной приставкой. При наблюдении планеты щель спектрографа ориентировалась по центральному меридиану. Ширина щели составляла 0,10 мм. Фотографирование спектров велось на пленке РФ-3 с экспозицией 1,5 мин. Для спектрофотометрической привязки фотографировалась α Leo. Угловое расстояние от звезды сравнения до планеты в период наблюдений не превышало 5°. Звезда и планета наблюдались на равных высотах. Атмосферная дисперсия может внести заметные искажения при наблюдениях звезды. Чтобы исключить влияние атмосферной дисперсии, щель спектрографа ориентировалась вертикально. Для расширения спектра звезды расстраивался часовой механизм. Звезда удерживалась на щели гидированием по склонению.

Обработке было подвергнуто 14 спектрограмм Юпитера за 5 ночей. Распределение энергии в спектре α Leo взято из работы [5], Солнца [2]. Разности звездных величин Солнца и α Leo вычислены с учетом потемнения к краю диска Солнца. Относительное распределение отражательной способности центрального участка экваториальной зоны Юпитера по спектру $\frac{I_{\lambda}}{I_{500}}$ приведено в табл. 4.

Сравнение результатов спектрофотометрии в периоды 1965 г. [7], 1966 I, 1966 II и 1967 г. показывает, что ход отражательной способности по спектру претерпевает заметные изменения. В 1965 г. коэффициент

яркости центра диска планеты в пределах ошибок не зависит от длины волны. В период 1966 II наблюдается заметное уменьшение альbedo в коротковолновой области спектра. В первой половине 1966 г. и в 1967 г. относительные распределения отражательной способности по спектру совпадают в пределах ошибок и характеризуются наибольшим из всех периодов наших наблюдений показателем цвета.

Таблица 4

λ (нм)	28/X	30/X	3/XI	4/XI	9/XI	Среднее
400	0,836	0,687	0,656	0,632	0,700	0,705
410	0,851	0,760	0,687	0,647	0,726	0,731
420	0,881	0,822	0,721	0,678	0,764	0,769
430	0,914	0,883	0,759	0,706	0,804	0,809
440	0,975	0,944	0,815	0,746	0,841	0,859
450	1,007	1,014	0,877	0,805	0,893	0,925
460	1,017	1,022	0,944	0,853	0,971	0,976
470	1,019	1,022	1,019	0,895	0,016	0,993
480	1,029	1,026	1,030	0,927	1,042	1,015
490	1,012	1,017	1,023	0,968	1,040	1,012
500	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
510	1,005	1,012	0,966	1,026	0,971	0,995
520	1,019	1,026	0,968	1,040	0,973	1,005
530	1,047	1,057	1,005	1,074	1,009	1,038
540	1,096	1,102	1,040	1,112	1,062	1,081
550	1,143	1,151	1,084	1,151	1,138	1,132
560	1,191	1,202	1,130	1,205	1,219	1,189
570	1,230	1,242	1,158	1,250	1,318	1,225
580	1,271	1,276	1,175	1,285	1,406	1,285
590	1,303	1,321	1,197	1,330	1,479	1,321
600	1,346	1,358	1,208	1,361	1,524	1,355

Средние значения яркостного фактора $A_{в\lambda}$ также меняются от периода к периоду, причем при увеличении $A_{в\lambda}$ в красных лучах растет и показатель цвета:

	$A_{в\ 630}$	$A_{в\ 630}/A_{в\ 440}$
1965 г.	0,700	1,0
1966 I	0,834	1,25
1966 II	0,874	1,55

Аналогичные изменения в спектре Юпитера можно обнаружить, анализируя наблюдения за отдельные даты. На рис. 1 показана зависимость показателя цвета от величины яркостного фактора в красных лучах $A_{вкр}$ по данным В. Н. Лебединца [1]. К сожалению, наши абсолютные привязки имеют меньшую точность, так как мы использовали меньшее количество разрезов по внефокальному изображению звезды, и поэтому найти по ним аналогичную корреляцию, используя наблюдения за отдельные даты, не представляется возможным.

Сравнение хода относительной отражательной способности по спектру за отдельные даты показывает заметные изменения показателя

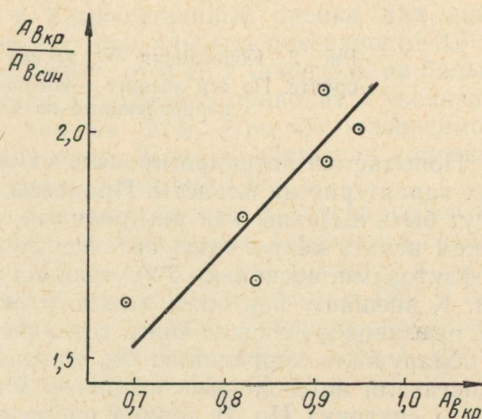


Рис. 1. Зависимость между изменениями яркостного фактора в синей и красной частях спектра.

цвета. На некоторых спектрограммах в зелено-голубой области спектра появляется депрессия. Однако для выяснения вопроса о ее реальности необходимо повысить точность наблюдений. Например, в случае интегральной спектрофотометрии целесообразно применять фотоэлектрические методы.

Наряду с изменениями в непрерывном спектре Юпитера происходят изменения и других оптических характеристик планеты. Так, в работе [4] обнаружены колебания величин эквивалентной ширины полосы поглощения метана $W_{\text{п}}$ от даты к дате, достигающие 15% при вероятной ошибке измерения за одну дату около 3%.

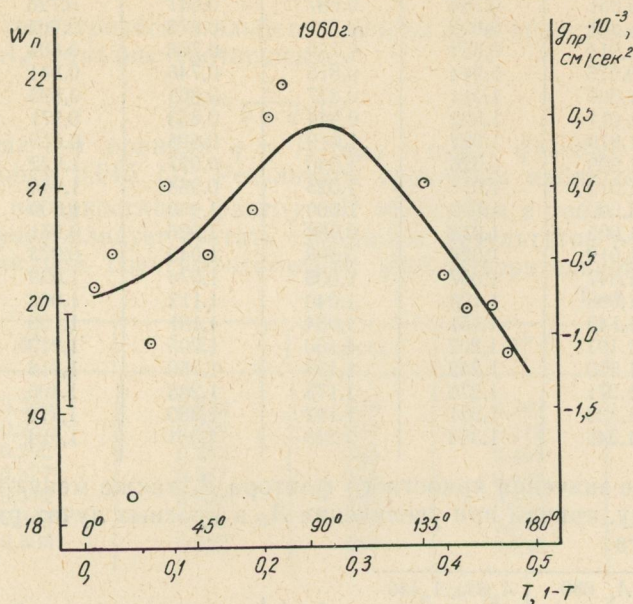


Рис. 2. Корреляция $W_{\text{п}}$ метана с положением Ио на орбите. По оси абсцисс — новичентрический угол между направлениями на Солнце и Ио.

Попробуем интерпретировать отмеченные выше изменения оптических характеристик планеты. Процессы, приводящие к этим изменениям, могут быть вызваны как внутренними, так и внешними факторами. Мы можем искать корреляцию оптических характеристик только с внешними факторами, поскольку о внутренних у нас нет необходимой информации. К внешним факторам можно отнести влияние солнечной активности, приливообразующие силы, создаваемые спутниками и др. Авторы [4] не обнаружили корреляцию $W_{\text{п}}$ метана с солнечной активностью. Мы сопоставили наблюдаемые величины $W_{\text{п}}$ метана [4] с положением на орбите спутника Ио. В период наблюдений 1960 г. такая зависимость обнаружена (рис. 2). Аналогичная зависимость наблюдалась в декабре 1967 г., однако менее уверенно. В период наблюдений 1959 г. корреляции не обнаружено. Следует отметить, что этот период отличался возрастанием $W_{\text{п}}$ со временем. Вероятно, влияние спутника Ио на состояние атмосферы планеты связано с приливообразующими силами. На рис. 2 сплошная кривая — вертикальная составляющая приливообразующего ускорения Ио. Из энергетических соображений можно заключить, что влияние Ио может проявляться только в том случае, если

атмосфера Юпитера находится в весьма неустойчивом термодинамическом равновесии, и изменение величины $g_{\text{пр}}$ Ио приводит к нарушению этого равновесия. Естественно, что такое состояние не может сохраняться постоянно, а, следовательно, такая зависимость будет наблюдаться не всегда.

В качестве механизмов, приводящих к изменению $W_{\text{п}}$ метана в зависимости от положения Ио на орбите, можно предположить следующее.

- 1) изменение высоты облачного слоя;
- 2) изменение концентрации частиц в облачном слое;
- 3) изменение количества метана в атмосфере Юпитера;
- 4) изменение концентрации аэрозоля в надоблачном слое.

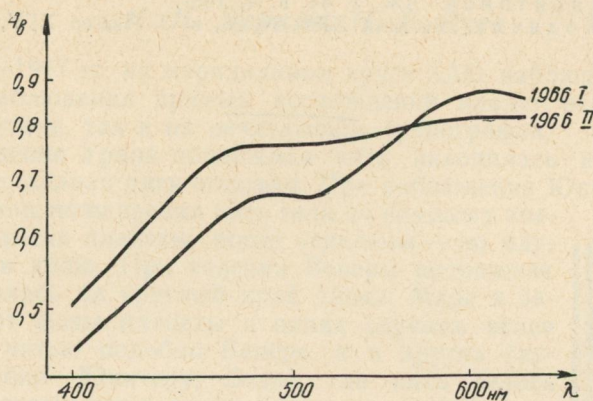


Рис. 3. Ход яркостного фактора $A_{\text{в}}$ по спектру. Масштаб на осях логарифмический.

С энергетической точки зрения наиболее выгодным является последний. Следует отметить, что при небольших оптических толщинах слоя аэрозоля $W_{\text{п}}$ растет с увеличением τ . Количественные оценки для линий, далеких от насыщения, показали, что при альбедо поверхности 0,7 увеличение оптической толщины аэрозоля τ от 0 до 1 (аэрозоль на большой высоте) в случае чистого изотропного рассеяния приводит к увеличению эквивалентных ширин не менее чем на 30%. При $\tau \gg 1$ зависимость меняется на обратную, вероятно τ мало. Тогда наибольшая концентрация аэрозоля наблюдается в периоды элонгаций Ио.

Изменение хода отражательной способности Юпитера по спектру также можно объяснить изменением концентрации аэрозоля и среднего размера частиц в слое аэрозоля. В [7] показано, что различия в распределении отражательной способности по спектру в 1965 г. и 1966 I могут быть объяснены изменением размера частиц. Согласно наблюдений 1966 I и 1966 II можно улучшить смещением кривой 1966 I (рис. 3) в коротковолновую область спектра. Такое смещение может происходить вследствие изменения размера частиц.

При увеличении концентрации аэрозоля (размер частиц 0,6—0,8) [7], яркостный фактор в красных лучах $A_{\text{вкр}}$ растет быстрее, чем в синих. Следовательно, при увеличении τ должен расти показатель цвета. Возможно, изменение $A_{\text{вкр}}$ и показателя цвета в 1953 г. и 1954 г. (рис. 1) происходило вследствие изменения концентрации аэрозоля.

Слой аэрозоля или дымка может наблюдаться визуально или на цветных фотографиях как вуаль красноватых оттенков, если $a = 0,6 \div 0,8$ мк. Однако визуальные оценки концентраций частиц в дымке и ее

пространственных границ значительно затруднены потемнением к краю диска и большим количеством деталей на видимой поверхности. Для таких оценок необходимо применять количественные астрофизические методы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Лебединец. Уч. зап. ХАО, т. 12, 1957.
2. Е. А. Макарова. АЖ, т. 41, в. 2, 1964.
3. В. В. Шаронов. Природа планет. ГИФМЛ, 1958.
4. В. Г. Тейфель, Н. В. Прибоева. Изв. АН Каз. ССР, серия физ.-матем. наук, в. 1, 1963.
5. А. В. Харитонов. АЖ, т. 40, в. 2, 1963.
6. А. В. Харитонов. АЖ, т. 44, в. 4, 1967.
7. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ, № 28, в. 3. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ БОЛЬШИХ ПЛАНЕТ МЕРИДИАННЫМ КРУГОМ ХАО В 1966—1967 гг.

К. Н. Деркач, Н. Г. Зув

В 1966—1967 гг. на меридианном круге ХАО наблюдались большие планеты. Наблюдения прямых восхождений планет регистрировались как на пишущем, так и на печатающем хронографах.

При ведении Урана подвижная нить наводилась на центр диска планеты, т. е. делила диск пополам. При наблюдении Юпитера и Сатурна до середины поля зрения нить вели по идущему впереди краю диска планеты, после середины — по идущему позади краю. При ведении Венеры подвижная нить наводилась на круглый край диска. Марс в зависимости от фазы планеты в одних случаях велся подвижной нитью подобно Венере, а в других случаях — подобно Юпитеру. Везде, где нить велась только по одному краю диска, учитывались поправки за радиус планеты и толщину нити по формуле $(R + 0^s,054) \sec \delta$. Для Марса, кроме того, если нить наводилась на ущербный край диска, учитывалась поправка за фазу планеты, причем за расстояние от нити до центра диска принималось R_1 ,

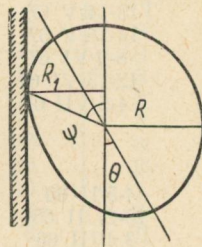


Рис. 1.

$$R_1 = R \sqrt{\frac{\cos^4 \phi + \operatorname{tg}^2 \theta}{\cos^2 \phi + \operatorname{tg}^2 \theta}},$$

$$\psi = \operatorname{arccctg} \left(\frac{\operatorname{tg} \theta}{\cos^2 \phi} \right),$$

здесь ϕ — угол фазы, $\theta > 0$.

Геометрический смысл углов θ и ψ виден из рисунка.

Обработка велась по формуле Бесселя. Вычисления n производились по наблюдениям близполюсной и южной звезд. Учитывались короткопериодические члены нутации.

Результаты наблюдений прямых восхождений планет приведены в таблице.

Дата	Наблюдаемое прямое восхождение	Разность наблюдаемого и вычисленного значений	Число опорных звезд	Наблюдатель
ВЕНЕРА				
16/V 67	6 31 21,498	+0,090	4	Д
4/VII 67	9 55 47,974	—0,062	4	З
19/IX 67	9 50 03,456	—0,147	3	Д
20/IX 67	9 50 12,521	—0,074	3	Д
25/IX 67	9 53 11,364	—0,120	1	Д
28/IX 67	9 56 38,448	—0,061	1	Д

Продолжение табл.

Дата	Наблюденное прямое восхождение	Разность наблюденного и вычисленного значения	Число опорных звезд	Наблю- датель
30/IX 67	9 59 33,980	-0,124	4	Д
1/X 67	10 01 12,369	-0,035	4	З
12/X 67	10 25 39,599	+0,043	4	Д

МАРС

4-5/XI 66	11 02 64,150	+0,090	5	Д
19-20/II 67	14 01 20,175	+0,045	6	Д
2-3/III 67	14 06 41,684	-0,047	10	З
3-4/III 67	14 06 56,184	-0,022	9	З
6-7/IV 67	13 47 01,840	-0,012	16	З
15-16/IV 67	13 34 19,419	+0,019	8	З
20-21/IV 67	13 26 57,864	+0,008	6	З
21-22/IV 67	13 25 30,613	+0,075	8	Д
22-23/IV 67	13 24 03,933	+0,003	10	З
30-1/IV 67	13 13 14,375	-0,007	4	З
1-2/V 67	13 12 00,645	-0,001	10	З
12-13/V 67	13 01 08,350	-0,015	4	З
13-14/V 67	13 00 25,535	-0,014	5	Д
14-15/V 67	12 59 45,666	-0,043	5	Д
8-9/VI 67	12 59 03,835	-0,029	7	З
12-13/VI 67	13 01 34,249	-0,025	4	З
4-5/VII 67	13 25 25,193	-0,012	4	З

ЮПИТЕР

4-5/II 66	5 22 46,990	-0,080	6	Д
20-21/II 66	5 22 10,325	-0,030	4	Д
3-4/III 66	5 23 52,743	-0,070	5	Д
18-19/X 66	8 20 20,654	+0,057	6	Д
4-5/XI 66	8 25 48,241	-0,043	5	Д
9-10/XI 66	8 26 44,369	-0,074	5	Д
15-16/II 67	7 53 15,445	-0,064	6	Д
18-19/II 67	7 52 02,247	-0,037	8	З
19-20/II 67	7 51 39,117	-0,110	7	Д
3-4/III 67	7 47 54,957	-0,008	9	З
6-7/III 67	7 47 15,643	+0,019	8	З
20-21/III 67	7 45 47,754	-0,044	15	З
21-22/III 67	7 45 47,649	-0,023	13	З
23-24/III 67	7 45 49,791	-0,063	3	Д
24-25/III 67	7 45 52,143	-0,010	12	З
5-6/IV 67	7 47 21,482	-0,051	9	З
6-7/IV 67	7 47 33,944	-0,066	11	З
9-10/IV 67	7 48 15,864	-0,070	8	З
15-16/IV 67	7 49 59,446	-0,068	8	З

САТУРН

12-13/X 66	23 43 55,330	-0,018	4	Д
13-14/X 66	23 43 40,582	-0,061	7	Д
15-16/X 66	23 43 11,841	-0,007	4	Д
16-17/X 66	23 42 57,781	-0,007	5	Д
17-18/X 66	23 42 43,982	+0,028	4	Д
18-19/X 66	23 42 30,331	-0,023	4	К
4-5/XI 66	23 39 21,127	+0,024	6	Д
9-10/XI 66	23 38 42,811	-0,013	9	Д
10-11/XI 66	23 38 36,155	-0,067	3	Д
19-20/XI 66	23 37 53,652	+0,056	2	Д
7-8/XII 66	23 38 02,213	-0,007	8	Д
8-9/XII 66	23 38 06,395	-0,025	7	Д

Продолжение

Дата	Наблюденное прямое восхождение	Разность наблюденного и вычисленного значений	Число опорных звезд	Наблю- датель
8-9/VIII 67	0 49 13,014	—0,023	13	З
21-22/VIII 67	0 47 32,041	+0,028	8	З
22-23/VIII 67	0 47 22,319	+0,034	7	З
1-2/IX 67	0 45 28,561	+0,060	10	З
2-3/IX 67	0 45 15,668	+0,046	6	З
10-11/IX 67	0 43 23,585	+0,037	8	З
3-4/X 67	0 37 05,510	+0,022	6	З
7-8/X 67	0 35 56,579	—0,001	7	Д
14-15/X 67	0 33 57,907	+0,002	9	З
16-17/X 67	0 33 24,812	+0,034	6	Д
17-18/X 67	0 33 08,359	—0,034	4	Д
10-11/XI 67	0 27 32,978	+0,020	5	Д
5-6/XII 67	0 24 48,693	—0,057	6	Д
8-9/XII 67	0 24 44,850	—0,070	7	Д

УРАН

19-20/II 67	11 36 39,854	+0,035	6	Д
2-3/III 67	11 35 00,891	—0,057	7	З
3-4/III 67	11 34 51,593	+0,004	13	З
5-6/IV 67	11 29 43,135	—0,070	11	З
6-7/IV 67	11 29 34,650	—0,045	11	З
8-9/IV 67	11 29 17,886	—0,074	10	З
9-10/IV 67	11 29 09,712	—0,031	10	З
15-16/IV 67	11 28 22,810	—0,030	10	З
16-17/IV 67	11 28 15,412	—0,039	10	З
20-21/IV 67	11 27 47,160	—0,048	9	З
21-22/IV 67	11 27 40,443	—0,042	6	Д
22-23/IV 67	11 27 33,848	—0,053	7	З
28-29/IV 67	11 21 57,538	—0,036	7	Д
30-1/V 67	11 26 46,703	—0,032	4	З
1-2/V 67	11 26 41,473	—0,059	7	З
5-6/V 67	11 26 22,405	—0,029	6	Д
12-13/V 67	11 25 55,768	—0,023	6	З
13-14/V 67	11 25 52,705	—0,016	5	Д

* Д — Деркач, З — Зуев, К — Кузьменко.

ИНТЕГРАЛЬНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ МАРСА

Т. А. Лупишко

В апреле — мае 1967 г. на Харьковской астрономической обсерватории проводились наблюдения Марса. Спектры Марса и звезды сравнения (α Leo) были получены на телескопе АЗТ-7 со спектрографом АСП-9 (дисперсия $143 \text{ \AA}/\text{мм}^2$ у H_γ). Спектрограммы получались в фокусе $f = 2 \text{ м}$ при ширине щели спектрографа $0,2 \text{ мм}$. Расширение спектров Марса и звезды сравнения проводилось путем протяжки изображения вдоль щели при остановленном часовом механизме. Для фотографирования спектров применялись пластинки NP-22 «Панхром».

Спектры Марса фотографировали с диафрагмой, ослабляющей световой поток от планеты наполовину. Программа наблюдений была составлена так, чтобы по возможности спектры Марса и звезды сравнения получать на одной и той же высоте. Калибровка спектрограмм осуществлялась путем фотографирования спектров Марса без диафрагмы с помощью шестиступенчатого ослабителя.

Спектрограммы обрабатывались на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4. К качестве фотометрической системы была выбрана Гринвичская система монохроматических звездных величин. Из работы [1] были взяты монохроматические звездные величины α Leo, выраженные в данной Гринвичской системе.

В результате обработки наблюдений были получены монохроматические звездные величины Марса для шести длин волн $\lambda\lambda$ 6190, 5900, 5430, 5300, 4800, 4300 $\text{\AA}$, редуцированные к стандартным расстояниям от Земли и Солнца. Наблюдения охватывали следующие углы фаз: 4° , 7° , 22° , 9° , 23° , 6° ; 24° , 2° .

Полученные данные сравнивались с фотоэлектрическими наблюдениями, проведенными на ГАО АН УССР в противостояние Марса весной 1967 г. [2], с наблюдениями, которые во время противостояния 1954 г. на обсерватории Маунт-Стромло проводил Вулли с сотрудниками [3], а также с данными, полученными Н. Б. Ибрагимовым [4] в противостояние 1960/61 года.

Для того чтобы иметь возможность провести такое сравнение, необходимо выразить данные киевской серии наблюдений в Гринвичской системе монохроматических звездных единиц. Это делалось путем привязки этих данных к серии наблюдений, полученных Вулли и др. Привязка осуществлялась не к одной точке, а к системе точек при совпадающих углах фазы следующим образом.

Данные киевской серии наблюдений $\Phi(\alpha) = \frac{I_{\odot}^{\alpha}}{I_{\odot}^{\circ}}$ выражены в относительных единицах с точностью до постоянного множителя k , т. е.

$$\Phi(\alpha) = \frac{I_{\odot}^{\alpha}}{I_{\odot}^{\circ}} k,$$

откуда

$$-2,5 \lg \Phi(\alpha) = m_{\odot} - m_{\odot}^{\nearrow} - 2,5 \lg k,$$

или

$$-2,5 \lg \Phi(\alpha) = m_{\odot} - m_{\odot}^{\nearrow} - \Delta m.$$

По данным работы [2] строили графически зависимость $-2,5 \lg \Phi(\alpha)$ от угла фазы, а по данным работы [3] — зависимость $(m_{\odot} - m_{\odot}^{\nearrow})$ от угла фазы, причем и в том и в другом случае выбирали данные, относящиеся к одинаковым углам фазы. Очевидно, что сдвиг двух параллельных кривых по оси ординат равен

$$\Delta m = -2,5 \lg k,$$

отсюда определялся коэффициент k для шести длин волн $\lambda\lambda 6190 \div 4300 \text{ \AA}$, позволяющий данные киевской серии наблюдений выразить в Гринвичской системе монохроматических звездных величин.

Для монохроматических звездных величин Солнца принимались данные согласно сводке Гарриса [5]. В системе V принималось значение звездной величины Солнца $G_{v\odot} = -26^m,81$, а для остальных длин волн звездные величины Солнца определялись путем интерполяции разностей $U - B, B - V, V - R, I - K$.

Монохроматические звездные величины Марса, полученные из наблюдений Н. Б. Ибрагимова, Вулли и др., интерполировались на шесть длин волн $\lambda\lambda 6190; 5900; 5430; 5300; 4800; 4300 \text{ \AA}$. В табл. 1—4 приведены данные четырех серий наблюдений.

На рис. 1—6 графически представлена зависимость блеска Марса от угла фазы для всех выбранных шести длин волн (условные обозначения на всех рисунках одинаковы). Если зависимость блеска планеты от угла фазы представить эмпирически в виде выражения

$$m = g + \gamma_1 \alpha + \gamma_2 \alpha^2 + \gamma_3 \alpha^3 + \dots,$$

то по графикам видно, что данная зависимость для Марса явно нелинейна. Поэтому было решено в нашем случае представить m в следующем виде:

$$m = g + \gamma_1 \alpha + \gamma_2 \alpha^2.$$

По способу наименьших квадратов, используя данные, приведенные в табл. 1—4, определялись значения абсолютной звездной величины Марса и фазовых коэффициентов γ_1 и γ_2 для всех выбранных шести значений длин волн. В табл. 5 приводятся полученные в результате решения значения $\gamma_1, \gamma_2, g(1,0)$ и их средние квадратические отклонения, а в табл. 6 даны доверительные интервалы, подсчитанные для γ_1 и γ_2 при $p = 0,90; p = 0,95; p = 0,99$.

Для всех шести длин волн $\lambda\lambda 6190 \div 4300 \text{ \AA}$ были построены фазовые кривые (рис. 1—6).

Таким образом видно, что эмпирическая формула

$$m = g + \gamma_1 \alpha + \gamma_2 \alpha^2$$

удовлетворительным образом описывает закон изменения блеска Марса с углом фазы.

Фазовую кривую, полученную из четырех серий наблюдений, интересно сопоставить с фазовыми кривыми для Луны и закона Ламберта. Воспользуемся данными работы [6] и построим для красной области спектра фазовые кривые Марса 2, Луны 3 и закона Ламберта 1 (рис. 7).

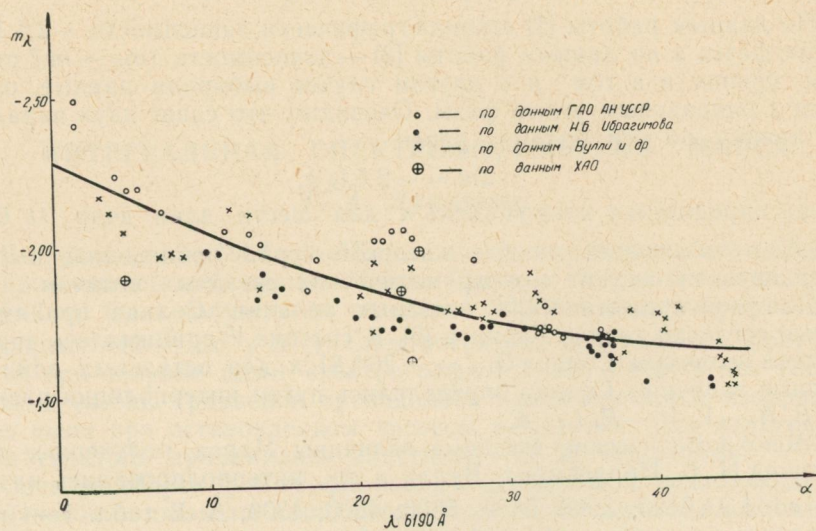


Рис. 1.

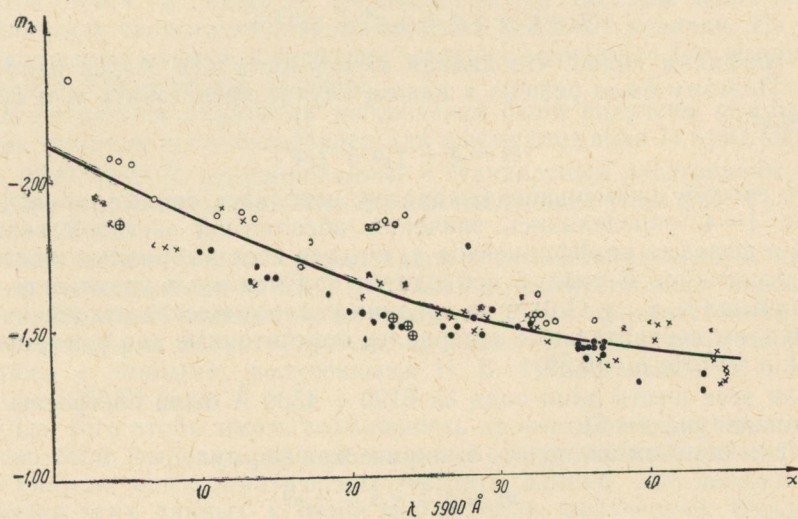


Рис. 2.

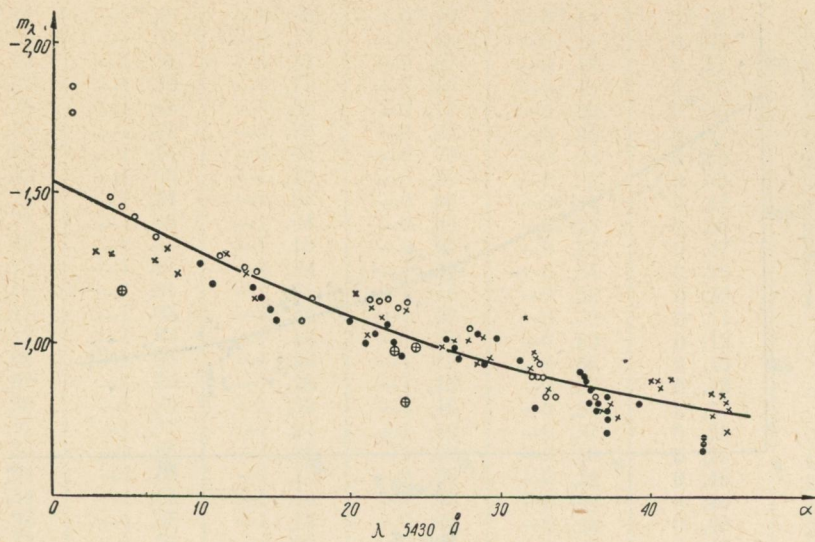


Рис. 3.

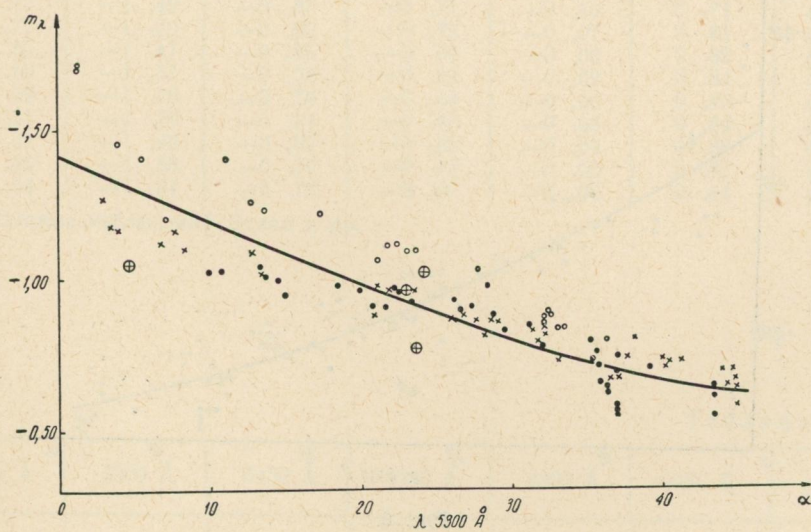


Рис. 4.

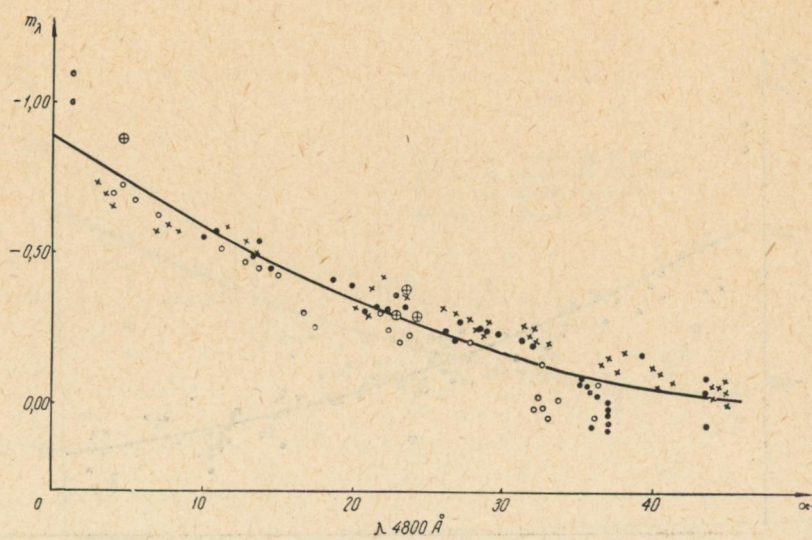


Рис. 5.

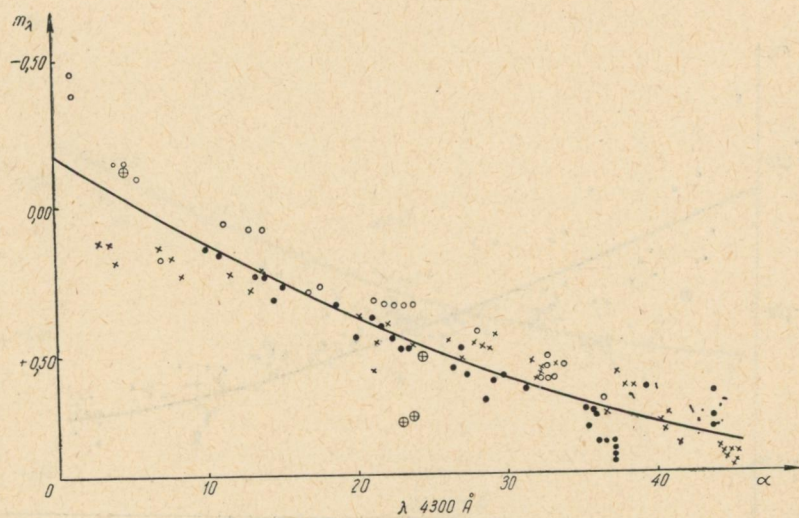


Рис. 6.

Таблица 1*

6190 Å	5900 Å	5430 Å	5300 Å	4800 Å	4300 Å	α
-1 ^m ,76	-1 ^m ,49	-0 ^m ,96	-0 ^m ,79	-0 ^m ,17	0 ^m ,62	38°,2
-1,62	-1,38	-0,77	-0,63	-0,11	0,62	37,7
-1,60	-1,36	-0,81	-0,67	-0,15	0,57	37,1
-1,67	-1,39	-0,79	-0,66	-0,13	0,70	36,6
-1,76	-1,45	-0,86	-0,72	-0,20	0,55	33,1
-1,80	-1,49	-0,98	-0,83	-0,25	0,57	32,1
-1,82	-1,54	-0,93	-0,79	-0,23	0,59	31,8
-1,89	-1,60	-1,10	-0,92	-0,26	0,53	31,5
-1,78	-1,54	-1,02	-0,86	-0,28	0,47	27,7
-1,71	-1,46	-1,04	-0,88	-0,28	0,56	21,0
-1,83	-1,61	-1,18	-0,99	-0,32	0,37	20,2
-2,10	-1,87	-1,24	-1,09	-0,54	0,28	12,9
-2,12	-1,91	-1,31	-1,16	-0,59	0,22	11,6
-2,17	-1,95	-1,40	-1,27	-0,73	0,11	3,0
-2,12	-1,93	-1,18	-1,18	-0,69	0,12	3,6
-2,05	-1,86	-1,30	-1,17	-0,65	0,18	4,0
-1,97	-1,79	-1,28	-1,12	-0,57	0,13	6,9
-1,98	-1,78	-1,32	-1,16	-0,59	0,17	7,7
-1,97	-1,77	-1,24	-1,10	-0,57	0,23	8,4
-1,86	-1,65	-1,16	-1,02	-0,50	0,22	13,6
-1,94	-1,68	-1,13	-0,98	-0,38	0,46	21,2
-1,84	-1,65	-1,10	-0,96	-0,42	0,40	22,0
-1,92	-1,65	-1,12	-0,96	-0,36	0,48	23,6
-1,77	-1,54	-1,00	-0,86	-0,32	0,46	26,0
-1,77	-1,53	-1,02	-0,88	-0,30	0,52	26,8
-1,74	-1,48	-0,95	-0,81	-0,25	0,48	28,3
-1,79	-1,56	-1,03	-0,86	-0,23	0,49	28,7
-1,76	-1,52	-0,96	-0,85	-0,27	0,44	29,1
-1,70	-1,49	-0,97	-0,81	-0,21	0,56	32,2
-1,75	-1,50	-0,89	-0,73	-0,12	0,74	40,0
-1,69	-1,44	-0,89	-0,70	-0,05	0,76	40,3
-1,73	-1,49	-0,87	-0,71	-0,10	0,71	40,5
-1,77	-1,50	-0,89	-0,72	-0,07	0,81	41,3
-1,65	-1,47	-0,85	-0,69	-0,06	0,82	44,0
-1,60	-1,37	-0,78	-0,63	-0,02	0,84	44,1
-1,59	-1,40	-0,79	-0,64	-0,06	0,86	44,4
-1,51	-1,29	-0,84	-0,69	-0,08	0,84	44,7
-1,51	-1,30	-0,82	-0,66	-0,04	0,88	44,9
-1,55	-1,33	-0,79	-0,63	-0,00	0,87	45,0
-1,54	-1,34	-0,72	-0,57	-0,00	0,84	45,0

* Данные наблюдений Вулли и др.

Таблица 2**

6190 Å	5900 Å	5430 Å	5300 Å	4800 Å	4300 Å	α
-1 ^m ,90	-1 ^m ,86	-1 ^m ,18	-1 ^m ,05	-0 ^m ,87	0 ^m ,13	4°,7
-1,84	-1,52	-1,01	-0,96	-0,30	0,73	22,9
-1,61	-1,50	-0,82	-0,77	-0,37	0,71	23,6
-1,97	-1,47	-1,00	-1,02	-0,29	0,51	24,2

** Данные наблюдений, проведенных на ХАО.

Таблица 3***

6190 Å	5900 Å	5430 Å	5300 Å	4800 Å	4300 Å	α
-1 ^m .70	-1 ^m .52	-0 ^m .84	-0 ^m .79	0 ^m .05	0 ^m .66	36°.2
-1.68	-1.52	-0.84	-0.83	-0.01	0.55	33.6
-1.69	-1.51	-0.84	-0.83	0.05	0.59	33.0
-1.71	-1.54	-0.90	-0.87	0.02	0.59	32.6
-1.70	-1.54	-0.90	-0.87	-0.02	0.55	32.3
-1.71	-1.53	-0.90	-0.85	0.02	0.59	32.1
-1.85	-1.71	-1.09	-1.06	-0.30	0.29	16.7
-2.12	-1.94	-1.36	-1.20	-0.62	0.17	7.0
-2.41	-2.34	-1.85	-1.70	-1.09	-0.46	1.3
-2.49	-2.34	-1.77	-1.71	-0.99	-0.38	1.3
-2.24	-2.08	-1.49	-1.46	-0.69	-0.15	4.0
-2.19	-2.07	-1.46	-1.41	-0.72	-0.15	4.7
-2.20	-2.06	-1.42	-1.40	-0.67	-0.10	5.5
-2.05	-1.89	-1.30	-1.26	-0.51	0.06	11.2
-2.04	-1.90	-1.26	-1.23	-0.47	0.08	12.8
-2.01	-1.87	-1.25	-1.22	-0.45	0.08	13.7
-1.95	-1.79	-1.16	-1.06	-0.25	0.27	17.4
-2.01	-1.84	-1.15	-1.11	-0.20	0.32	21.1
-2.01	-1.84	-1.15	-1.11	-0.30	0.34	21.8
-2.04	-1.86	-1.16	-1.09	-0.25	0.34	22.4
-2.04	-1.84	-1.13	-1.09	-0.20	0.34	23.1
-2.02	-1.88	-1.15	-1.11	-0.23	0.34	23.7
-1.94	-1.77	-1.06	-1.03	-0.20	0.43	27.8
-1.78	-1.61	-0.94	-0.88	-0.13	0.52	32.5

*** Данные наблюдений, проведенных на ГАО АН УССР.

Таблица 4*

6190 Å	5900 Å	5430 Å	5300 Å	4800 Å	4300 Å	α
-1 ^m .53	-1 ^m .32	-0 ^m .70	-0 ^m .54	-0 ^m .08	0 ^m .64	43°.5
-1.53	-1.32	-0.67	-0.60	-0.04	0.72	43.5
-1.51	-1.27	-0.69	-0.64	+0.08	0.75	43.5
-1.53	-1.30	-0.82	-0.70	-0.16	0.62	39.2
-1.70	-1.50	-1.79	-0.77	-0.19	0.59	32.1
-1.72	-1.52	-1.05	-0.91	-0.32	0.41	21.6
-1.76	-1.55	-1.01	-0.92	-0.30	0.38	20.9
-1.86	-1.67	-1.09	-0.95	-0.43	0.27	15.0
-1.83	-1.66	-1.19	-1.04	-0.49	0.23	13.4
-1.99	-1.76	-1.28	-1.03	-0.55	0.14	10.0
-1.98	-1.77	-1.21	-1.03	-0.57	0.16	10.8
-1.91	-1.71	-1.16	-1.02	-0.54	0.24	13.8
-1.84	-1.67	-1.12	-1.00	-0.45	0.31	14.6
-1.82	-1.61	-1.10	-0.99	-0.41	0.33	18.6
-1.76	-1.55	-1.09	-0.97	-0.39	0.44	19.9
-1.72	-1.54	-1.07	-0.97	-0.31	0.45	22.3
-1.75	-1.51	-1.01	-0.96	-0.36	0.49	22.8
-1.71	-1.52	-0.97	-0.92	-0.32	0.48	23.4
-1.72	-1.50	-1.03	-0.93	-0.24	0.55	26.3
-1.69	-1.47	-1.00	-0.89	-0.21	0.49	26.8
-1.68	-1.50	-0.96	-0.90	-0.27	0.58	27.2
-1.72	-1.52	-1.04	-0.97	-0.25	0.66	28.4
-1.72	-1.47	-0.95	-0.87	-0.24	0.59	28.8
-1.76	-1.55	-1.03	-0.82	-0.23	0.58	29.6
-1.71	-1.49	-0.95	-0.84	-0.21	0.62	31.2
-1.67	-1.42	-0.86	-0.65	+0.08	0.81	36.0
-1.65	-1.42	-0.84	-0.74	+0.02	0.85	37.0
-1.67	-1.42	-0.79	-0.55	+0.07	0.85	37.0
-1.68	-1.43	-0.76	-0.57	+0.04	0.83	37.0

* Данные, полученные Н. Б. Ибрагимовым.

Продолж. табл. 4

6190 Å	5900 Å	5430 Å	5300 Å	4800 Å	4300 Å	α
-1 ,59	-1 ,36	-0 ,72	-0 ,56	+0 ,09	0 ,86	37,0
-1 ,60	-1 ,40	-0 ,84	-0 ,68	0 ,00	0 ,80	37,0
-1 ,68	-1 ,44	-0 ,80	-0 ,64	-0 ,06	0 ,81	36,4
-1 ,65	-1 ,42	-0 ,81	-0 ,61	-0 ,03	0 ,83	36,3
-1 ,62	-1 ,39	-0 ,82	-0 ,70	-0 ,04	0 ,72	35,8
-1 ,63	-1 ,42	-0 ,89	-0 ,75	-0 ,06	0 ,70	35,6
-1 ,65	-1 ,42	-0 ,91	-0 ,73	-0 ,09	0 ,75	35,4
-1 ,67	-1 ,43	-0 ,92	-0 ,79	-0 ,07	0 ,74	35,3

Таблица 5

$\lambda(\text{Å})$	g_λ	σ_{g_λ}	γ_1	σ_{γ_1}	γ_2	σ_{γ_2}
6190	-2 ^m ,28	$\pm 0^m,03$	-0,026	$\pm 0,003$	+0,00025	$\pm 0,00006$
5900	-2 ,12	$\pm 0 ,04$	-0,028	$\pm 0,003$	+0,00026	$\pm 0,00007$
5430	-1 ,54	$\pm 0 ,03$	-0,026	$\pm 0,003$	+0,00020	$\pm 0,00006$
5300	-1 ,41	$\pm 0 ,03$	-0,023	$\pm 0,003$	+0,00012	$\pm 0,00007$
4800	-0 ,87	$\pm 0 ,03$	-0,033	$\pm 0,003$	+0,00031	$\pm 0,00006$
4300	-0 ,16	$\pm 0 ,03$	-0,031	$\pm 0,003$	+0,00021	$\pm 0,00006$

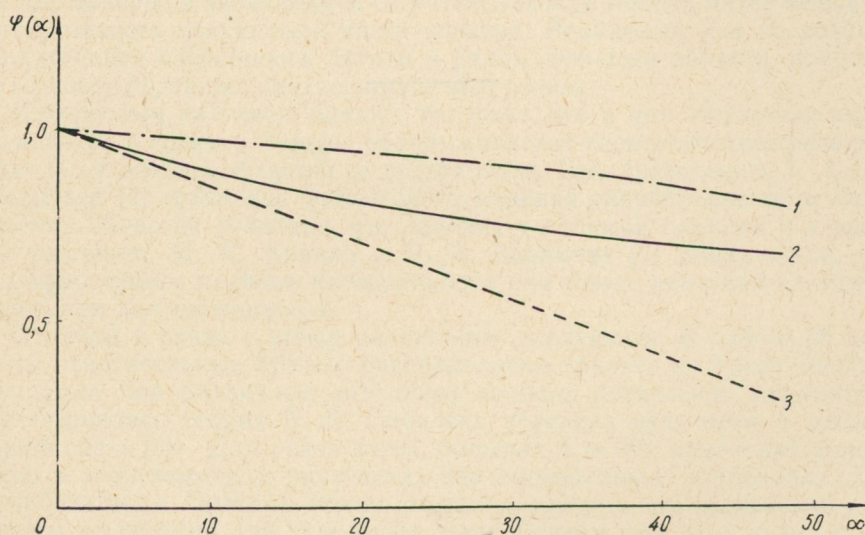


Рис. 7.

Сопоставление показывает, что фазовая кривая Марса сильно отличается от фазовой кривой Луны. Для Марса не наблюдается очень резко выраженного «эффекта оппозиции», как для Луны. Но нужно отметить, что фазовая кривая Марса, полученная в данной работе, также не совпадает с фазовой кривой закона Ламберта, хотя к нему она все же ближе, чем к Луне.

Таблица 6

	$\Delta\gamma_{\tau_1}$	$\Delta\gamma_{\tau_1}$	$\Delta\gamma_{\tau_1}$	$\Delta\gamma_{\tau_2}$	$\Delta\gamma_{\tau_2}$	$\Delta\gamma_{\tau_2}$
$\lambda(\text{\AA})$	$\rho = 0,90$	$\rho = 0,95$	$\rho = 0,99$	$\rho = 0,90$	$\rho = 0,95$	$\rho = 0,99$
6190	$\pm 0,005$	$\pm 0,006$	$\pm 0,008$	$\pm 0,00009$	$\pm 0,00012$	$\pm 0,00016$
5900	$\pm 0,005$	$\pm 0,006$	$\pm 0,008$	$\pm 0,00012$	$\pm 0,00015$	$\pm 0,00018$
5430	$\pm 0,005$	$\pm 0,006$	$\pm 0,008$	$\pm 0,00009$	$\pm 0,00012$	$\pm 0,00016$
5300	$\pm 0,005$	$\pm 0,006$	$\pm 0,008$	$\pm 0,00012$	$\pm 0,00015$	$\pm 0,00018$
4800	$\pm 0,005$	$\pm 0,006$	$\pm 0,008$	$\pm 0,00009$	$\pm 0,00012$	$\pm 0,00016$
4300	$\pm 0,005$	$\pm 0,006$	$\pm 0,008$	$\pm 0,00009$	$\pm 0,00012$	$\pm 0,00016$

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Wooley, S. C. Gascoigne and A. de Vaucouleurs. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 114, 4, 1954, 490—499.
2. Л. А. Бугаенко, И. К. Коваль, А. В. Мороженко. Астроном. циркуляр, № 434, август, 1967.
3. R. Wooley, K. Gottlieb, W. Heintz and A. de Vaucouleurs. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 115, 1, 57—59, 1955.
4. Н. Б. Ибрагимов. Вестник ХГУ, № 4, 1. Изд-во ХГУ, Харьков, 1965.
5. Д. Л. Гаррис. Интегральная фотометрия и колориметрия планет и спутников. Сб. «Планеты и спутники». ИЛ, 1963, 242—244.
6. Н. П. Барабашов, Ю. В. Александров, В. И. Гаража. Еще о законе отражения света от твердой поверхности Марса. Вестник ХГУ, № 28, Изд-во ХГУ, Харьков, 1968.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ СРАВНЕНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ВЕНЕРЫ

О. М. Стародубцева

Спектрофотометрические наблюдения Венеры обнаруживают в распределении энергии по спектру падение интенсивности в синей и ультрафиолетовой части. Величина этого падения достигает $1^m,5$ в интервале $\lambda\lambda$ 4500—3800 Å по наблюдениям Н. А. Козырева [1], в то время как по данным И. Н. Глушневой [2] и Спинрада [3] она гораздо меньше. Согласно Т. А. Положенцевой [4] спад интенсивности в ультрафиолетовой области спектра меняется со временем. Наблюдения, проведенные на ХАО [5], позволили сделать вывод о реальности изменений отражательной способности Венеры в ультрафиолетовой области спектра и подтвердили предположение Н. А. Козырева и Т. А. Положенцевой о связи этого падения с темными пятнами, видимыми на ультрафиолетовых снимках Венеры: в зависимости от интенсивности темных пятен меняется и интенсивность фиолетовой части спектра. Различный ход по спектру отражательной способности детали и рядом лежащей области, полученный в работе [6], также подтверждает этот вывод.

Интересным является, однако, тот факт, что и при отсутствии видимых деталей в спектре Венеры обнаруживается спектрофотометрическое различие отдельных областей ее поверхности. Так, проведенное Т. А. Положенцевой [4] сравнение фиолетового падения экваториальной и близполюсной областей показало, что падение у полюсов планеты и у экватора различно. И. К. Коваль и В. В. Аврамчук [7] обнаружили, что ультрафиолетовое падение интенсивности для точки, лежащей на лимбе, больше, чем для терминатора.

Отметим в связи с этими различиями следующее. В работе [8] приведены относительные кривые распределения яркости по диску Венеры, полученные при различных значениях величин оптических параметров (использовалась теория В. В. Соболева переноса излучения в рассеивающей среде [9]). Для углов фазы, больших $\alpha = 60^\circ$, изменения формы кривых в зависимости от оптических параметров лежат в пределах ошибок наблюдения. Поэтому можно ожидать, что ход отражательной способности по спектру для отдельных точек Венеры при этих углах фазы должен быть одинаков в пределах ошибок.

В настоящей работе с целью проверки спектрофотометрической неоднородности Венеры были обработаны спектрограммы, полученные нами совместно с В. В. Аврамчуком в августе — сентябре 1964 г. в 30-м фокусе Кассегрена 70-сантиметрового рефлектора ГАО АН УССР с помощью дифракционного спектрографа АСП-21 с дисперсией 30 Å/мм. Щель шириной 0,07 мм ориентировалась вдоль экватора интенсивности, а также перпендикулярно к экватору интенсивности вдоль линии терминатора и примерно по середине освещенной части диска. Для ряда спектрограмм Венеры были получены также спектры сравнения центра сол-

нечного диска. Ввиду того что Венера освещается всем солнечным диском, при обработке введена поправка за счет потемнения к краю. Отношение интенсивности в центре диска Солнца к средней интенсивности диска было взято из работы [10]. Равенство зенитных расстояний планеты и Солнца выдерживалось с точностью до 1° . Кроме того, в наше распоряжение были любезно предоставлены и спектрограммы, полученные сотрудниками ГАО АН УССР в феврале — апреле 1964 г. Среди них были и те спектрограммы результаты обработки которых даны в работе [7]. Эти спектрограммы были также переобработаны нами.

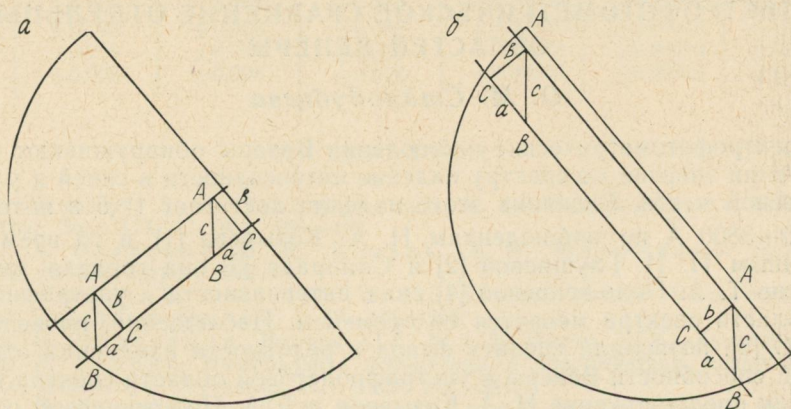


Рис. 1.

При обработке получаемых результатов необходимо обращать особое внимание на искажающее влияние земной атмосферы, поскольку наблюдения Венеры проводятся обычно на больших зенитных расстояниях.

В первую очередь рассмотрим вопрос о влиянии атмосферной дисперсии, так как этим влиянием можно объяснить различие в ходе отражательной способности по спектру лимба и терминатора, полученное в работе [7].

Действительно, вследствие атмосферной дисперсии на щель спектрографа в различных длинах волн проектируются разные участки диска планеты (рис. 1). При измерениях спектра вдоль направления дисперсии спектрографа измеряемая точка смещается по диску от A к B . Величина этого смещения для длин волн $5100\text{--}3500\text{ \AA}$ при зенитных расстояниях $60\text{--}65^\circ$, на которых преимущественно велись наблюдения, достигает $2'',5\text{--}3'',0$ (при наличии пылинки на щели спектрографа эффект атмосферной дисперсии хорошо заметен глазом на фотопластинке и проявляется в искривлении спектра). Это и приводит при ориентации щели вдоль экватора интенсивности к занижению отражательной способности в ультрафиолете лимба по сравнению с терминатором (рис. 1, a). В случае же ориентации щели спектрографа перпендикулярно к экватору интенсивности атмосферная дисперсия приводит в зависимости от угла фазы и положения измеряемых точек к завышению или занижению отражательной способности в ультрафиолете точек северного полушария по сравнению с точками южного.

На рис. 2 дана зависимость отношения интенсивностей отдельных точек диска планеты от длины волны и указаны также ориентации щели спектрографа. Измерения велись вдоль спектра без учета атмосферной дисперсии. На этих рисунках и на следующих одно деление по оси орди-

нат соответствует 0,1 логарифма отношения интенсивностей. Кривые произвольно сдвинуты по оси ординат. Наблюдается спад интенсивности в ультрафиолетовой области для точки вблизи лимба по сравнению с точкой вблизи терминатора. Точки северного и южного полушария также имеют разный ход отражательной способности по спектру. Результаты, представленные на рис. 2, качественно согласуются со сказанным выше о влиянии дисперсии света в земной атмосфере и подтверждают необходимость учета этого фактора.

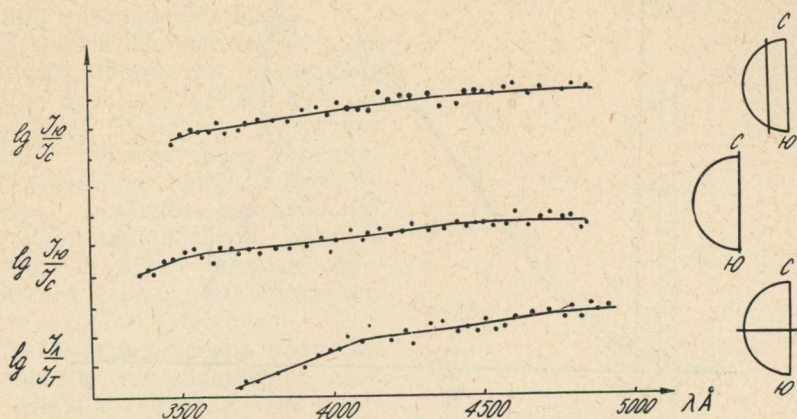


Рис. 2.

Чтобы учесть, хотя бы частично, эффект атмосферной дисперсии, обработка спектрограмм велась следующим образом. На ленте самописца регистрировались фотометрические разрезы спектрограмм в разных длинах волн поперек спектра. На спектрограммах, полученных при ориентации щели перпендикулярно к экватору интенсивности, измеряемая точка бралась на одинаковом для каждого разреза расстоянии от центра симметрии разреза. За исходную точку на спектрограммах, полученных при ориентации щели вдоль экватора интенсивности, оказалось удобным принять центр вписанного в разрез отрезка, одинакового для каждого разреза.

При таком способе обработки автоматически исключалась составляющая a (рис. 1) атмосферной дисперсии вдоль щели спектрографа. Составляющая b атмосферной дисперсии, перпендикулярная к щели, оставалась неучтенной, что могло, вообще говоря, исказить действительное распределение интенсивности по спектру для отдельных точек планеты. Величина и характер этих искажений будут рассмотрены ниже.

Проконтролировать принятую методику можно таким образом. В тех случаях, когда пылинка на щели спектрографа четко обозначала на спектрограмме направление дисперсии спектрографа, составляющую a атмосферной дисперсии вдоль щели можно также учесть, смещая положение измеряемой точки относительно пылинки на каждом разрезе на величину, равную

$$a_{\lambda_1, \lambda_2} = c_{\lambda_1, \lambda_2} \cos \gamma = (n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}) 206265 \operatorname{tg} z \cos \gamma,$$

где c_{λ_1, λ_2} — атмосферная дисперсия в секундах дуги для длин волн λ_1 и λ_2 ; n_{λ_1} и n_{λ_2} — коэффициенты преломления для этих длин волн, взятые из работы [11]; z — зенитное расстояние в момент наблюдения; γ — угол между линией рогов и вертикалом, проходящим через центр планеты. Результаты такой обработки совпадают с точностью до 5% от величины

атмосферной дисперсии с результатами, полученными в случае, когда дисперсия учитывались описанным выше способом.

Кроме атмосферной дисперсии на результат наблюдений может повлиять «замытие» истинного распределения интенсивности по диску планеты вследствие рассеяния света на турбулентных неоднородностях земной атмосферы.

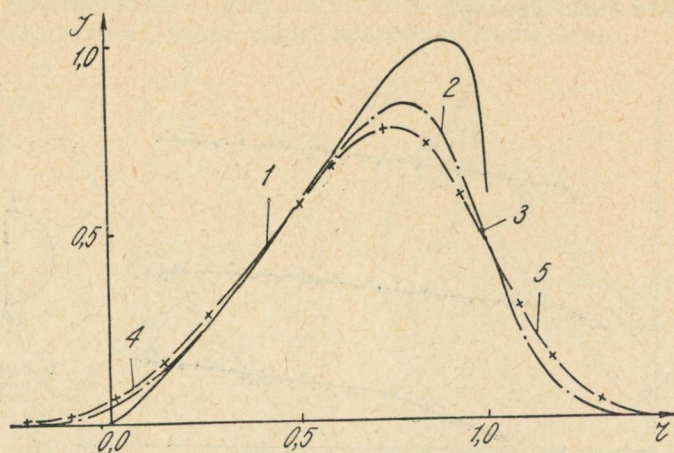


Рис. 3.

Как известно, связь между истинным $f(x, y)$ и «замытым» $F(x, y)$ распределением интенсивности по диску планеты можно описать интегральным соотношением

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

где $g(x, y)$ — функция, характеризующая процесс замытия, которая приближенно может быть представлена в виде

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}, \quad (2)$$

x, y — прямоугольные координаты в плоскости изображения планеты.

При выявлении спектрофотометрической однородности планеты замытие изображения само по себе не повлияет на результат сравнения отдельных точек вследствие вышеуказанной независимости от оптических параметров относительного распределения яркости по диску планеты. Однако естественно предположить селективность с длиной волны величины рассеяния света на турбулентных неоднородностях, вызывающего искажение истинных интенсивностей. Для проверки этого предположения В. Н. Дудинов провел эксперименты, описание которых приведено в работе [12]. В результате была обнаружена следующая закономерность: величина σ в разных участках спектра различна и при переходе от красного фильтра ($\lambda_{\text{эф}} = 650 \text{ м}\mu$) к ультрафиолетовому ($\lambda_{\text{эф}} = 380 \text{ м}\mu$) возрастает примерно в 1,5 раза. Таким образом, величина искажения истинных интенсивностей измеренных областей будет увеличиваться с уменьшением длины волны. Рис. 3 иллюстрирует характер замытия истинного распределения интенсивности и зависимость его от длины волны. На рис. даны: теоретическая кривая распределения ярко-

сти вдоль экватора интенсивности Венеры для угла фазы $\alpha = 90^\circ$, полученная при помощи теории В. В. Соболева переноса излучения в рассеивающей среде и найденных им значений параметров атмосферы. Венеры [3]; те же теоретические кривые, но замкнутые с помощью интеграла

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_a^b f(x') e^{-\frac{(x-x')^2}{2\sigma^2}} dx',$$

представляющего собой (1) с учетом (2) в одномерном случае; a и b — границы освещенного диска.

Замытие производилось с величинами параметра σ , равными $\sigma = 0,13 R$ и $\sigma = 0,17 R$ (R — радиус диска Венеры). Величина $\sigma = 0,13$ соответствует средней полученной для Венеры в зеленом фильтре величине замытия [8]. Для ультрафиолетовой области величина σ будет больше примерно в 1,3 раза, что соответствует $\sigma = 0,17$.

Рассмотрим теперь подробно на примере наблюдения за одно утро влияние на результат обработки неучтенной составляющей атмосферной дисперсии и рассеяния света на турбулентных неоднородностях.

На рис. 4 схематически показано положение измеряемых точек на диске планеты 28 августа. Составляющая атмосферной дисперсии a вдоль щели спектрографа (рис. 1) учитывалась описанным выше способом.

Рассмотрим данные наблюдения при положении щели вдоль линии терминатора. Неучтенная составляющая b , перпендикулярная к щели, действует одинаково на симметричные относительно экватора интенсивности точки. Для несимметричных точек раз-

личие относительного влияния перпендикулярной составляющей почти не существенно. Оно составляет $\approx 5\%$ для точки на экваторе интенсивности и для точки, расположенной на 0,75 радиуса от экватора интенсивности. Эта оценка получена при помощи формулы, описывающей закон отражения от плоской полубесконечной изотропно рассеивающей атмосферы [14, стр. 134]. Замытие земной атмосферой для рассматриваемых точек также можно считать одинаковым. Поэтому результат спектрофотометрического сравнения между собой различных точек вдоль терминатора будет неискаженным. Однако, сравнивая каждую точку с Солнцем, мы получим искаженный результат. Действительно, составляющая b атмосферной дисперсии приводит к тому, что в разных длинах волн мы измеряем различные точки на диске, а именно в более коротких длинах волн измеряются более яркие точки. Поэтому ультрафиолетовый

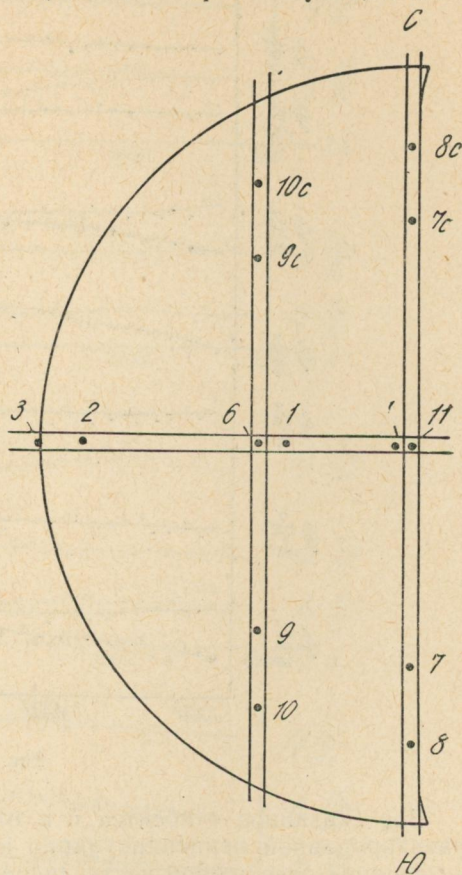


Рис. 4.

спад будет уменьшаться и может совсем исчезнуть, так как в данном случае относительные яркости измеряемых областей малы и влияние неучтенной составляющей атмосферной дисперсии может оказаться большим.

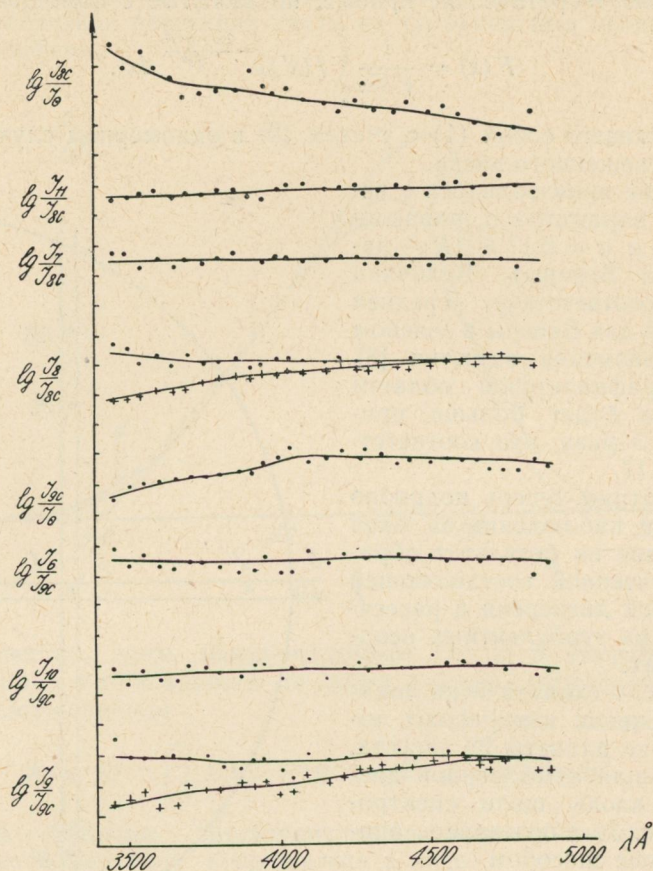


Рис. 5.

Все сказанное относится и к точкам, расположенным вдоль щели, ориентированной перпендикулярно к экватору интенсивности примерно по середине освещенной части диска. Единственное отличие здесь только в том, что уменьшение ультрафиолетового падения за счет составляющей b атмосферной дисперсии должно быть относительно меньше.

На рис. 5 даны распределения интенсивности по спектру отдельных областей Венеры в сравнении друг с другом и с Солнцем при рассмотренных двух ориентациях щели (положение областей на диске планеты отмечено на рис. 4). Кривые с точками показывают, что сравниваемые области имеют одинаковое распределение интенсивности по спектру, т. е. 28 августа Венера была спектрофотометрически однородна вдоль рассматриваемых двух направлений. Распределение энергии по спектру по сравнению с Солнцем подтверждает сказанное выше о влиянии атмосферной дисперсии на величину ультрафиолетового спада: при ориентации щели примерно по середине освещенной части диска спад почти исчез, а при ориентации щели вдоль линии терминатора наблюдается даже подъем отражательной способности Венеры в ультрафиолетовой области спектра.

На рис. 5 и на других рисунках кривые с крестиками представляют зависимость от длины волны отношения интенсивностей тех же сравниваемых участков, но без учета атмосферной дисперсии вдоль щели. Они были получены в случаях, когда на щели спектрографа была пылинка.

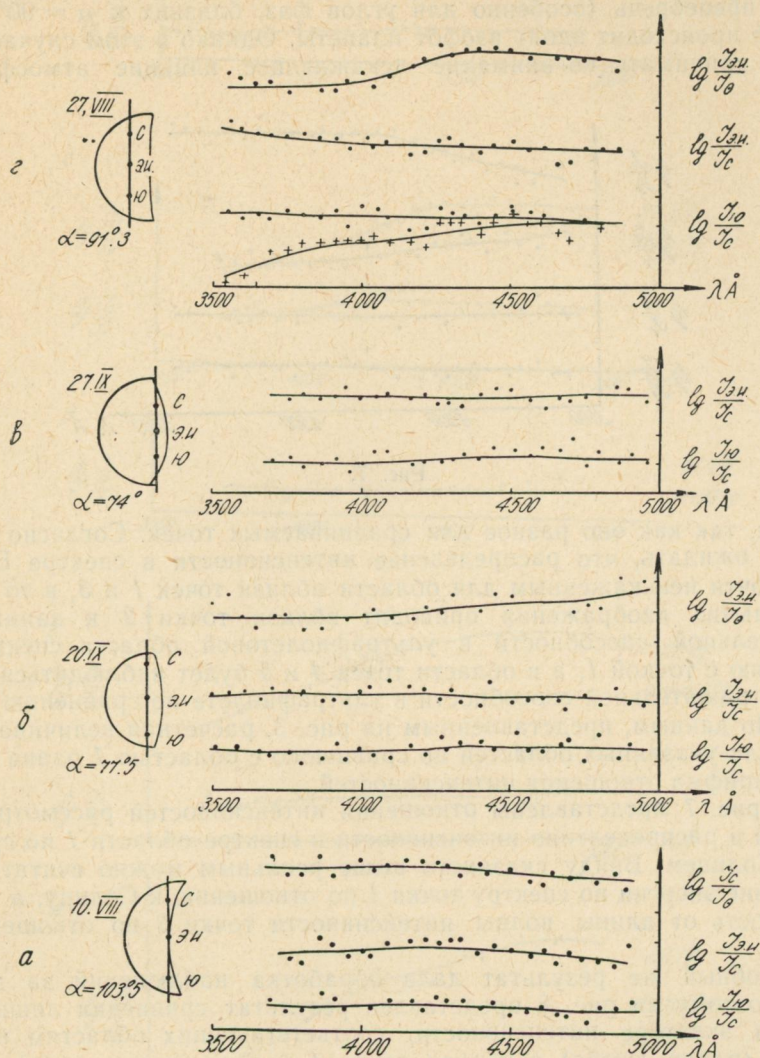


Рис. 6.

На рис. 6 представлен результат обработки спектрограмм, полученных в другие даты при двух ориентациях щели спектрографа. Рассмотрение кривых позволяет распространить вывод об однородности Венеры вдоль указанных направлений и на другие даты. Распределения энергии в спектре областей Венеры по сравнению с Солнцем, показанные на этих рисунках, следует считать нереальными, так как здесь оказалась неучтенная составляющая атмосферной дисперсии: ультрафиолетовый спад уменьшился или исчез совсем.

Рассмотрим теперь случай, когда щель спектрографа расположена вдоль экватора интенсивности. При этом положении мы можем считать,

что неучтенная составляющая b атмосферной дисперсии (рис. 1, a) не вносит искажений в результат измерений. Действительно, характер распределения яркости по диску Венеры таков [6], что градиентом яркости вблизи экватора интенсивности в перпендикулярных ему направлениях можно пренебречь (особенно для углов фаз, близких к $\alpha = 90^\circ$), смещение b происходит вдоль изофот планеты. Однако в этом случае необходимо принимать во внимание искажающее влияние атмосферного

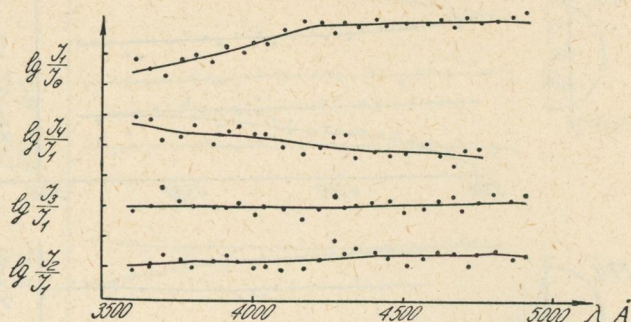


Рис. 7.

замытия, так как оно разное для сравниваемых точек. Согласно рис. 3 следует ожидать, что распределение интенсивности в спектре Венеры будет почти неискаженным для области вблизи точек 1 и 3, в то время как замытие изображения приводит вблизи точки 2 к занижению отражательной способности в ультрафиолетовой области спектра по сравнению с точкой 1, а в области точек 4 и 5 будет наблюдаться завышение отражательной способности в ультрафиолете по сравнению с точкой 1. По данным, представленным на рис. 3, расчетная величина искажения для указанных областей по сравнению с областью 1 равна 0,05—0,15 логарифма отношения интенсивностей.

На рис. 7 представлены отношения интенсивностей рассмотренных областей и распределение интенсивности в спектре области 1 по сравнению с Солнцем. Ввиду сказанного выше реальным можно считать распределение энергии по спектру точки 1 по отношению к Солнцу, а также зависимость от длины волны интенсивности точки 3 по отношению к точке 1.

Подобный же результат дала обработка наблюдений за другие даты. Поэтому на рис. 8 представлен результат сравнения лишь двух точек на экваторе интенсивности, соответствующих областям вблизи точки 2 (район лимба) и вблизи точки 1 (район терминатора).

Из рис. 7 и 8 видно, что область Венеры вдоль экватора интенсивности можно считать спектрофотометрически однородной в пределах ошибок, обусловленных замытием земной атмосферой.

Как показано в работах [6] и [7], на спектрограммах Венеры 21 апреля, полученных при ориентации щели вдоль линии рогов, была обнаружена деталь. В этих работах приведен результат обработки спектрограммы с деталью в виде зависимости от длины волны отношения интенсивностей деталь — соседняя область. Измерения спектрограммы велись вдоль направления дисперсии спектрографа, т. е. без учета атмосферной дисперсии.

Темная деталь на планете была также обнаружена нами на спектрограммах 29 августа при ориентации щели вдоль терминатора. Она расположена в районе экватора интенсивности планеты, хорошо выделяется

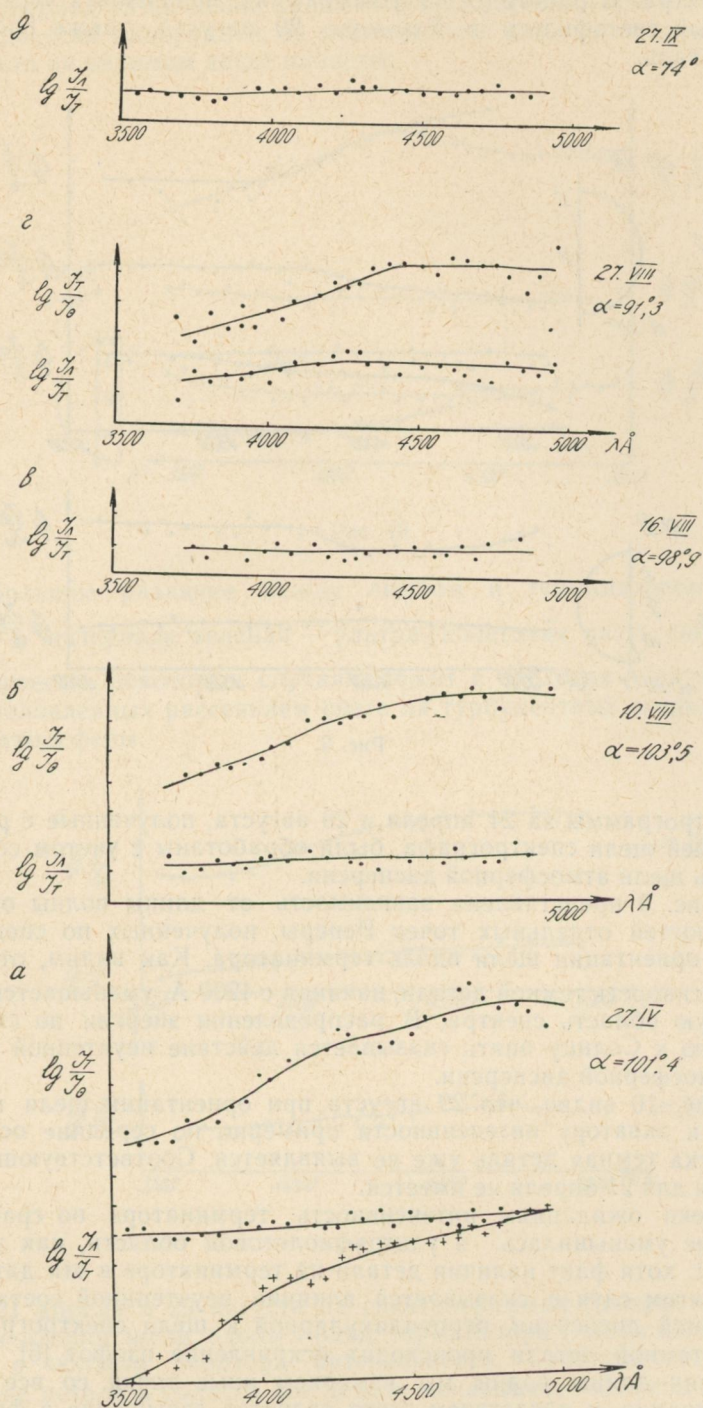


Рис. 8.

в ультрафиолетовой области и постепенно исчезает к длинноволновому концу спектра. В работе [6] на фотографиях, полученных через ультрафиолетовый светофильтр в Харькове 29 августа, также проявляется темная деталь.

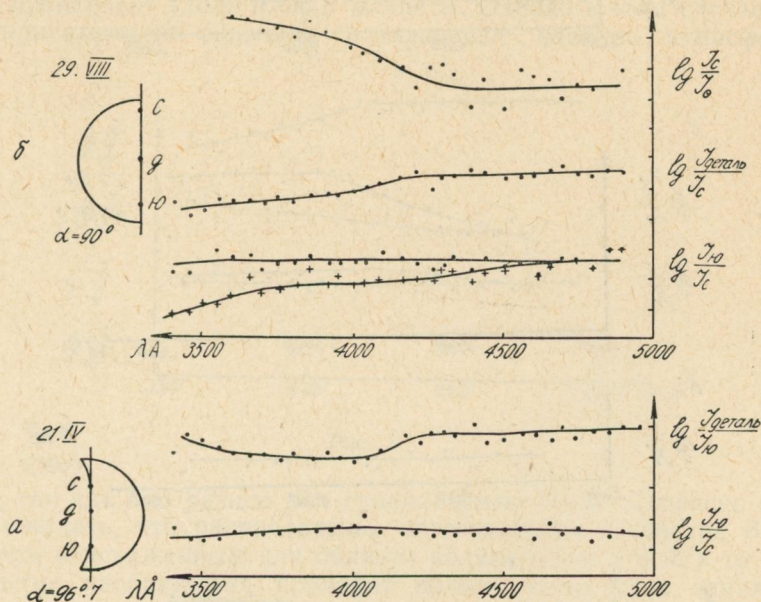


Рис. 9.

Спектрограммы за 21 апреля и 29 августа, полученные с различной ориентацией щели спектрографа, были обработаны с учетом составляющей вдоль щели атмосферной дисперсии.

На рис. 9 представлена зависимость от длины волны отношения интенсивностей отдельных точек Венеры, полученных по спектрограммам при ориентации щели вдоль терминатора. Как видим, относительная интенсивность темной детали, начиная с 4200 Å, уменьшается в коротковолновую область спектра. В распределении энергии по спектру по отношению к Солнцу опять сказывается действие неучтенной составляющей атмосферной дисперсии.

Из рис. 10 видно, что 29 августа при ориентации щели перпендикулярно к экватору интенсивности примерно по середине освещенной части диска темная деталь уже не выявляется. Соответствующей спектрограммы для 21 апреля не имеется.

Вопреки ожиданиям интенсивность терминатора по сравнению с лимбом не уменьшилась в ультрафиолетовой области, как это видно на рис. 11, хотя факт наличия детали на терминаторе в эти даты несомненен. В этом случае сказывается влияние неучтенной составляющей атмосферной дисперсии, перпендикулярной к щели спектрографа. При наличии темной детали происходит искривление изофот [6], по мере уменьшения длины волны мы измеряем иные точки со все большей интенсивностью, и следствием этого является завышение в фиолетовой области действительной отражательной способности точки вблизи терминатора. По этой же причине ультрафиолетовый спад для пятна может не быть больше, чем в другие даты.

Из всего изложенного можно сделать следующие выводы.

1. В период наблюдений видимая поверхность Венеры была спектрофотометрически однородной, за исключением дат, когда имелись темные детали на видимом диске планеты.

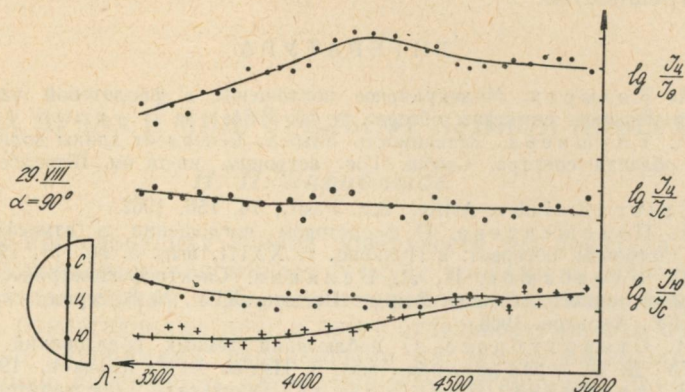


Рис. 10.

Небольшое различие между лимбом и терминатором ($\approx 0,02 - 0,05 \lg \frac{I_{\text{л}}}{I_{\text{т}}}$ в интервале зеленая — ультрафиолетовая часть спектра), наблюдавшееся в некоторых случаях, лежит в пределах неучтенных ошибок, обусловленных рассеянием света на турбулентных неоднородностях земной атмосферы.

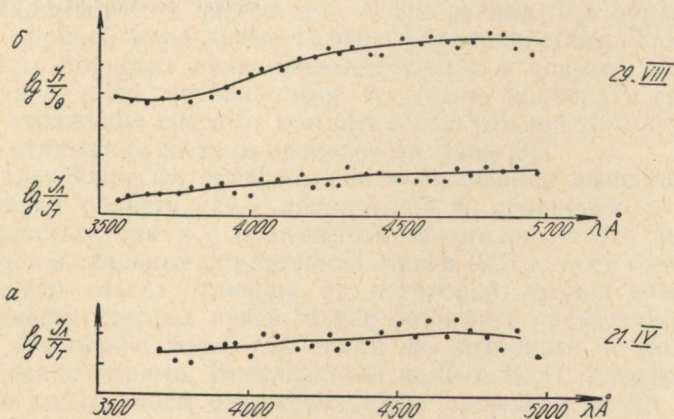


Рис. 11.

2. 21 апреля и 29 августа на спектрограммах Венеры, полученных при ориентации щели вдоль линии терминатора, наблюдались темные детали в области экватора интенсивности. Спектрофотометрическое сравнение детали и области вне детали показывает относительное уменьшение интенсивности темной детали в коротковолновую область спектра.

3. Величина ультрафиолетового падения отражательной способности Венеры в области $4500 \text{ \AA} - 3700 \text{ \AA}$ равнялась в период наблюдений $\approx 0^m,4 - 0^m,9$.

4. При интерпретации результатов спектрофотометрии отдельных областей планет, наблюдающихся на больших зенитных расстояниях, следует учитывать, что атмосферная дисперсия и замытие изображения планеты земной атмосферой может служить источником систематических погрешностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Козырев. Молекулярное поглощение в фиолетовой части спектра Венеры. Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., т. 12, 1954.
2. И. Н. Глушнев. Зависимость альbedo Венеры от длины волны в ультрафиолетовой области спектра. Сообщ. Гос. астроном. ин-та им. Штернберга, № 133, 1964.
3. H. Spingrad. Pub. s. Astron. Soc. Pasif., 74, 156, 1962.
4. Т. А. Положенцева. О фиолетовом поглощении в атмосфере Венеры. Изв. Главн. астроном. обсерват. в Пулкове, т. XXIII, вып. 5, № 175, 1964.
5. Н. П. Барабашов, И. Л. Белкина. Спектрофотометрические исследования большого темного пятна на Венере. Вестник ХГУ, № 8, серия астроном., вып. 2. Изд-во ХГУ, Харьков, 1965.
6. О. М. Стародубцева. О наблюдении темных образований на Венере. Вестник ХГУ, № 28, серия астроном., вып. 3. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.
7. В. В. Аврамчук, И. К. Коваль. Результаты предварительной обработки некоторых спектрограмм Венеры, полученных в апреле 1964 г. Сб. «Вопросы астрофизики». Изд-во «Наукова думка», К., 1965.
8. О. М. Стародубцева. О результатах фотометрии Венеры по наблюдениям 1964 г. Статья в настоящем сборнике.
9. В. В. Соболев. АЖ, т. 21, 241, 1944.
10. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. III. «Наука», М., 1964.
11. R. Reppdorf. J. Optic. Soc. America. Vol., 47, № 2, 176, 1957.
12. В. Н. Дудин. О качестве изображений планет, получаемых при помощи телескопа АЗТ-8 Харьковской астрономической обсерватории. Вестник ХГУ. Статья в настоящем сборнике.
13. В. В. Соболев. АЖ, т. XLI, вып. 1, 1964.
14. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953.

Статья поступила 15 февраля 1968 г.

О СВЕТЛЫХ ЛУЧАХ И МИКРОРЕЛЬЕФЕ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Н. П. Барабашов

В своих исследованиях лунной поверхности мы показали, что она чрезвычайно пориста и напоминает губку с тонкими и непрозрачными стенками, разделяющими поры, или поверхность, покрытую остrokонечными, тесно прилегающими друг к другу отдельностями. Это полностью подтверждено панорамами, переданными на Землю мягко опустившимися на лунную поверхность автоматическими станциями Луна-9 и Луна-13, а также американскими автоматическими станциями.

Нами было также показано [1], что получить достаточно близкий к лунному закон отражения света можно, применяя известные законы отражения света Ламберта и др., если покрыть даже ортотропную поверхность различного рода неровностями — трещинами, бороздами с наклонными стенками, призматическими валами, пирамидами, цилиндрами, четырехгранными или шестигранными ячейками и т. д. Однако оказывается, что одной даже весьма сложной ортотропной поверхности недостаточно. Необходимо, чтобы полученный с одной референц-поверхностью рельеф был покрыт более мелкими неровностями, например призмами, пирамидами и т. д. [2], то есть чтобы рельеф был образован не одной, а по крайней мере двумя референц-поверхностями. Так, например, если взять пористые вулканические породы и покрыть их поверхности различного рода неровностями, то можно подобрать среди них такие, закон отражения света от которых с достаточной точностью представит закон отражения света от поверхности Луны [3].

Наши дальнейшие фотометрические исследования выявили, что на Луне существуют области как с повышенной по сравнению со средней Луной пористостью, так и с пониженной. Возможно, что в некоторых местах имеются и скальные образования. Еще в 1924 г. нами было высказано мнение, что слегка отличное от остальной лунной поверхности изменение яркости светлых лучей можно объяснить повышенной пористостью этих участков с более глубокими, не похожими на полусферические углубления порами. Впоследствии нами и В. И. Езерским было показано, что индикатрисы отражения света у светлых лучей и у расположенных рядом с ними областей совпадают даже в деталях, то есть что светлые лучи принимают фотометрическую структуру тех областей, через которые они проходят. Это должно иметь место при условии, что размеры частичек вещества светлых лучей, расположенных тонким слоем значительно меньше неровностей микрорельефа, определяющего индикатрису отражения вещества, устилающего лунную поверхность вокруг светлого луча [3]. Возможно, что поверхность светлых лучей точно такая же, как и вокруг них, но обладает несколько более высоким альбедо, достаточным для того, чтобы контраст светлых лучей с окружающей их поверхностью по мере приближения полнолуния, когда наблюдатель видит все освещенные Солнцем части рельефа, стал достаточно заметным.

Ю. Н. Липский и В. В. Шевченко в своей работе «О природе светлых лучей на Луне» [4] пришли к некоторым интересным выводам, но в то же время они неправильно истолковывают некоторые фотометрические особенности светлых лучей. Прежде всего, они не учитывают различия альbedo сравниваемых областей, хотя и упоминают о его наличии. Они пишут, что «кривые изменения яркости лучевых систем до и после полнолуния часто бывают асимметричными». Неясно, что хотели этим сказать авторы. Ведь любая выбранная на Луне площадка, что бы она собой ни представляла, взятая в море, в горной области, на дне или на склоне вала кратера или, наконец, на светлом луче, если только она не лежит на меридиане, проходящем через центр видимого лунного диска, имеет асимметричную кривую изменения яркости. Это было, как известно, впервые показано нами для морей в 1918 г., а затем А. В. Марковым в 1924 г. распространено и на горные области. Это одна из общеизвестных теперь особенностей отражения света от лунной поверхности. Таким образом, асимметричность кривых изменения яркости светлых лучей не может считаться их отличительной особенностью. Следовательно, и базирующиеся на этом выводы, да еще без учета различия альbedo, нельзя считать оправданными.

Далее авторы делают заключение, что большой контраст между светлым лучом и окружающей его областью есть следствие наличия в луче, с одной стороны, большого числа кратеров, а с другой — того, что эти кратеры более позднего происхождения и поэтому их дно и боковые стенки светлее окружающей области, так как не успели еще потемнеть под действием солнечного ветра и других излучений. Возможность посветления лунного грунта вследствие механического обнажения слоев, располагающихся под поверхностью, конечно вполне реальна. Покажем теперь, что одно наличие большего количества кратеров-лунок не может дать наблюдаемого в полнолуние контраста между светлым лучом и окружающей его областью. О том, что наличие кратеров оказывает лишь незначительное влияние на яркость, мы уже говорили в одной из наших работ [5]. Следовательно, все дело в более светлом веществе, устилающем неровности лунного микрорельефа, каким бы он ни был.

Посмотрим, как изменяется яркость B поверхностей, покрытых полусферическими углублениями, при различной их скученности, если для этих поверхностей справедливы законы Ламберта, Ломмеля—Зеелигера, Эйлера и эмпирический, найденный нами закон отражения от арктического туфа, близкий к тому, который Луна имела бы, если бы ее поверхность не была переработана в губчатую или раздробленную массу. Для вычисления яркости поверхности, отражающей по закону Ламберта и покрытой полусферическими углублениями, для момента полнолуния, когда $i \approx \varepsilon$ и $\alpha \approx 0$, имеем формулу

$$B = EK_{\pi} \left\{ \frac{1}{4} (4 - \theta^2 \pi) \cos \varepsilon + \frac{1}{3} \theta^2 \sec \varepsilon \left[\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon \right) + \right. \right. \quad (6)$$

$$\left. + 1/4 \sin 4\varepsilon \cos 2\varepsilon + 1/2 \sin^3 2\varepsilon \right\}; \quad (7)$$

здесь $\theta = \frac{R}{D}$, R — радиус полусферы, а D — половина расстояния между центрами двух соседних полусфер. Вычисляя по этой формуле, получаем табл. 1.

Наиболее близким к Луне получается, как видно из таблицы, распределение с $\theta = 0,9$. В этом случае 64% всей исследуемой поверхности должно быть покрыто полусферическими углублениями.

Законы Ломмеля — Зеелигера и Эйлера дают во время полнолуния постоянную яркость по всему диску при любом θ . Однако так как эти законы, а также и закон Ламберта не соответствуют Луне, мы взяли

Т а б л и ц а 1

Зависимость от θ яркости (при $i = \varepsilon$; $\alpha = 0$) элемента поверхности, отражающей свет по закону Ламберта и покрытой полусферическими углублениями

$i = \varepsilon \backslash \theta$	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1	0,0	Лунные моря
0	0,738	0,788	0,833	0,872	0,906	0,934	0,958	0,976	0,990	0,997	1,000	0,788
10	0,742	0,788	0,829	0,866	0,897	0,924	0,946	0,963	0,975	0,982	0,985	0,780
20	0,749	0,785	0,818	0,846	0,871	0,892	0,909	0,922	0,932	0,938	0,940	0,780
30	0,756	0,777	0,795	0,812	0,826	0,838	0,848	0,856	0,862	0,865	0,866	0,780
40	0,758	0,760	0,764	0,762	0,763	0,764	0,765	0,765	0,766	0,765	0,766	0,780
50	0,755	0,734	0,715	0,689	0,683	0,671	0,661	0,653	0,647	0,644	0,643	0,772
60	0,745	0,698	0,657	0,620	0,558	0,561	0,539	0,522	0,510	0,502	0,500	0,764
70	0,727	0,654	0,588	0,531	0,480	0,438	0,404	0,377	0,357	0,346	0,342	0,693
80	0,700	0,600	0,511	0,432	0,363	0,305	0,258	0,221	0,195	0,179	0,174	—

закон, справедливый для арктического туфа, как близкий к лунному и рассмотрели поверхность, имеющую такое же падение яркости от центра к краю при $i = \varepsilon$ и $\alpha = 0$, покрыв ее полусферическими углублениями. Мы поступали следующим образом: сначала мы определили коэффициент

Таблица 2

Закон отражения света от арктического туфа

ε	B	ε	B
0	1,00	40	0,92
10	0,98	50	0,91
20	0,95	60	0,88
30	0,93	70	0,84

коэффициент K , дающий величину, на которую нужно умножить разность между единицей и яркостью поверхности, покрытой полусферическими углублениями и отражающей по закону Ламберта. Для поверхности туфа, покрытой полусферическими углублениями, имеем $B_{\text{туф}} = 1 - K(1 - B_{\text{ламб}})$. Принимая найденный нами из наблюдений закон для туфа, приведенный в табл. 2, получаем

по способу наименьших квадратов $K = 0,257$.

Результаты вычислений приведены в табл. 3, из которой мы заключаем, что кривая, соответствующая $\Theta = 0,7$, или тому случаю, когда 40% всей поверхности изрыта углублениями, ближе всего к лунной.

Пользуясь этой таблицей, получаем контрасты яркости между максимально покрытой полусферическими углублениями частью поверхности ($\Theta = 1$) и равной ей свободной от них ($\Theta = 0$); под контрастом мы понимаем разность между максимальной и минимальной яркостью, деленной на максимальную. Положительным считаем контраст, когда яркость не покрытой углублениями поверхности больше яркости покрытой. Эти контрасты даны в табл. 4.

Таблица 4

Контрасты яркостей поверхностей из арктического туфа; покрытых полусферическими углублениями и не покрытых

$i = \varepsilon$ θ	0	10	20	30	40	50	60	70	80	Среднее из св. лучей
0,1	+0,001	+0,001	+0,001	+0,001	0,000	-0,001	-0,001	-0,001	+0,011	-0,17
0,2	0,002	0,002	0,002	0,001	0,000	+0,001	-0,003	-0,005	+0,008	
0,3	0,006	0,005	0,005	0,003	0,000	-0,003	-0,006	-0,011	-0,002	
0,4	0,011	0,010	0,008	0,005	0,000	-0,005	-0,011	-0,018	-0,013	
0,5	0,017	0,015	0,013	0,007	0,001	-0,008	-0,016	-0,029	-0,028	
0,6	0,024	0,022	0,018	0,011	0,001	-0,010	-0,023	-0,043	-0,045	
0,7	0,033	0,031	0,025	0,014	0,001	-0,014	-0,032	-0,051	-0,065	
0,8	0,043	0,040	0,032	0,019	0,001	-0,019	-0,041	-0,071	-0,087	
0,9	0,054	0,050	0,040	0,023	0,002	-0,024	-0,051	-0,090	-0,110	
1,0	0,067	0,062	0,050	0,029	0,002	-0,029	-0,063	-0,106	-0,135	

Из этой таблицы мы видим, что вплоть до $\varepsilon = 45^\circ$ контраст растет с увеличением числа кратеров, но яркость больше у поверхности, на которой кратеров меньше*. С $i = \varepsilon = 45^\circ$ контраст также растет с увеличением числа кратеров, но более яркой оказывается поверхность с большим числом кратеров. Таким образом, только начиная с $i = \varepsilon = 45^\circ$, увеличение числа кратеров могло бы в незначительной степени вести к увеличению яркости поверхности. Это значит, что в зоне, ограниченной окружностью, проходящей через точки $\varphi = \pm 45^\circ$ и $\lambda = \pm 45^\circ$, светлые лучи не наблюдались бы, если бы они были следствием лишь

* + (плюс) перед контрастом обозначает, что площадка без полусферических углублений ярче покрытой ими, — (минус) обратное.

Таблица 3

Зависимость яркости от θ при $\alpha = 0$; $\gamma = 0$ и $i = \varepsilon$ элемента поверхности, покрытой полусферическими углублениями и отражающей так же, как и арктический туф

$\varepsilon \backslash \theta$	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1	0,0	Луна
0	0,933	0,946	0,957	0,967	0,976	0,983	0,989	0,994	0,998	0,999	1,000	0,967
10	0,934	0,946	0,956	0,965	0,974	0,981	0,986	0,991	0,994	0,995	0,996	0,96
20	0,935	0,945	0,953	0,960	0,967	0,972	0,977	0,980	0,983	0,984	0,985	0,96
30	0,937	0,943	0,947	0,952	0,955	0,959	0,961	0,963	0,965	0,965	0,966	0,96
40	0,938	0,938	0,939	0,939	0,939	0,939	0,940	0,939	0,940	0,940	0,940	0,96
50	0,937	0,932	0,927	0,922	0,918	0,916	0,913	0,911	0,908	0,909	0,908	0,94
60	0,934	0,922	0,912	0,903	0,894	0,887	0,882	0,877	0,874	0,872	0,871	0,93
70	0,930	0,911	0,894	0,880	0,867	0,856	0,847	0,840	0,835	0,832	0,831	0,85
80	0,923	0,897	0,874	0,854	0,836	0,821	0,809	0,800	0,793	0,789	0,798	—

большого количества кратеров, и только при наличии у них поверхности с большим альбедо они могли бы выделяться на общем фоне. После $i = \varepsilon = 45^\circ$ имеет место другая картина. Контраст также увеличивается с увеличением числа полусферических углублений, но большую яркость имеет поверхность, покрытая большим числом кратеров.

Максимальный контраст соответствует краям лунного диска, но не достигает величины полученного из наблюдений. Наблюдаемый средний контраст, вычисленный по данным каталога В. А. Федорец для 10 светлых лучей с окружающей их поверхностью, имеет значение 0,17, т. е. больше контраста полученного теоретически для площадок с полусферическими углублениями без светлого вещества. Лишь вне окружности, проходящей через точки $\varphi = \pm 70$ и $\lambda = \pm 70^\circ$, контраст начинает приближаться к наблюдаемому. Взяты нами на Луне участки следующие:

$$\alpha = 1.5^\circ$$

№ по каталогу	i	ε	i	ε	Контраст
62 63	42,2	42,4	41,9	42,0	0,17
65 66	46,1	45,7	45,4	45,0	0,21
67 68	34,5	33,7	33,0	32,5	0,21
69 70	59,0	59,0	59,3	59,2	0,14
73 73a	23,5	21,9	22,0	20,5	0,08
74 a74	24,7	23,3	25,0	23,5	0,23
79 79a	34,0	34,5	35,3	36,0	0,10
79в 79с	37,7	38,5	35,8	36,5	0,21
81 82	39,5	38,0	39,0	37,6	0,19
112 113	54,9	53,5	53,3	51,8	0,17

Из всего вышесказанного следует, что участки со светлыми лучами, кроме большей пористости, если она выражается большим числом кратеров или лунок должны иметь и более светлое покрытие, обволакивающее присущие им неровности. Имеет смысл заметить, что даже в случае поверхностей, покрытых полусферическими углублениями и отражающих свет по закону Ламберта, для которого контрасты должны быть более резко выраженными в интервале от $i = \varepsilon = 0$ до $i = \varepsilon = 45$, более яркой остается площадка с меньшим числом полусферических углублений, а после $i = \varepsilon = 45$ имеет место обратное явление, то есть более яркой становится площадка с большим числом полусфер. Контраст сильно возрастает к краю, но все же остается меньше среднего наблюдаемого. Если же углубления представляют собой сферические сегменты, то контраст уменьшается еще сильнее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Барабашов, В. И. Гаража. Циркуляр ХАО, № 24, 1961, стр. 3.
2. Н. П. Барабашов, В. И. Езерский, Б. М. Зыков, В. И. Лацько. Вестн. ХГУ, № 28, серия астр., вып. 3, Изд-во ХГУ, 1967, стр. 21.
3. Н. П. Барабашов, В. И. Езерский, В. А. Езерская, Т. И. Ишутин а. Изв. планет комиссии, вып. 67—80, 1960.
4. Ю. Н. Липский, В. В. Шевченко. Астр. журн., № 2, 1968, стр. 389.
5. Н. П. Барабашов, В. А. Езерская, В. И. Езерский. Вестн. ХГУ, № 8, серия астр., 2. Изд-во ХГУ, 1965, стр. 12.
6. Н. П. Барабашов, А. В. Марков. 226, 129, 1925.

СОДЕРЖАНИЕ

Н. П. Барабашов, К. Н. Кузьменко, В. Х. Плужников. Николай Николаевич Евдокимов. К 100-летию со дня рождения	3
В. Г. Фесенков. О моих встречах с Н. Н. Евдокимовым	9
Н. П. Барабашов, Л. А. Акимов, Д. Ф. Лупишко. О свойствах рельефа лунной поверхности в окрестности станции Луна-13	12
Н. П. Барабашов, Л. А. Акимов. О микрорельефе поверхностей, имитирующих лунную	17
Ю. В. Александров, В. И. Гаража. Аппроксимационная формула для распределения яркости по диску планеты с тонкой атмосферой	31
В. Н. Дудинов. О качестве изображений планет, получаемых при помощи телескопа АЗТ-8 Харьковской астрономической обсерватории	39
В. С. Цветкова. Измерение люминесценции лунной поверхности в линиях H и $K\text{Ca II}$	50
О. М. Стародубцева. О некоторых результатах фотометрии Венеры по наблюдениям 1964 г.	56
А. Д. Егоров. Фотоэлектрическая установка службы времени Харьковской астрономической обсерватории и Харьковского государственного н.-и. института метрологии	66
М. Ф. Ходячих. О некоторых особенностях атмосферы Юпитера	71
К. Н. Деркач, Н. Г. Зуев. Определение прямых восхождений больших планет меридианным кругом ХАО в 1966—1967 гг.	79
Т. А. Лупишко. Интегральная спектрофотометрия Марса	82
О. М. Стародубцева. Спектрофотометрическое сравнение отдельных областей Венеры	91
Н. П. Барабашов. О светлых лучах и микрорельефе лунной поверхности	103

УДК 52 (092) [Евдокимов]

Николай Николаевич Евдокимов к 100-летию со дня рождения Барабашов Н. П., Кузьменко К. Н., Плужнико в В. Х. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 3—8.

Очерк о жизни и деятельности заслуженного деятеля науки, профессора, доктора физико-математических наук Н. Н. Евдокимова.

УДК 52 (092) [Евдокимов].

О моих встречах с Н. Н. Евдокимовым. Фесенков В. Г. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 9—11.

Статья представляет собственные воспоминания автора о встречах и совместной работе на ХАО с выдающимся астрономом Н. Н. Евдокимовым.

УДК 523. 36

О свойствах рельефа лунной поверхности в окрестности станции Луна-13. Барабашов Н. П., Акимов Л. А., Лупишко Д. Ф. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 12—16.

На панорамах, переданных станцией Луна-13, определялось количество мелких кратеров диаметров от 25 мм до 700 мм.

Результаты измерений представлены в таблице и эмпирической зависимостью $N = 1,9 \cdot 10^{11} \cdot d^{-1,774}$ N — количество образований на 10^{12} м² лунной поверхности, размер которых больше d ; d выражено в метрах.

Таблиц 2. Рисунков 3. Библиографических ссылок 5.

УДК 523. 36

О микрорельефе поверхностей, имитирующих лунную. Барабашов Н. П., Акимов Л. А. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая № 34, выпуск 4, 1968, стр. 17—30.

В настоящей работе показано, насколько хорошо имитируют лунную поверхность по фотометрическим особенностям образцы, изготовленные из губкообразных, пористых и дробленных субстанций. Приводятся и сравниваются между собой формулы, позволяющие с достаточной степенью точности рассчитывать яркость лунных образований при различных условиях наблюдения и освещения.

Таблиц 4. Рисунков 12. Библиографических ссылок 10.

УДК 523. 035. 18

Аппроксимационная формула для распределения яркости по диску планеты с тонкой атмосферой. Александров Ю. В., Гаража В. И. Вестник Харьковского университета, Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 31—38.

Получена аппроксимационная формула для распределения яркости по диску планеты с точной атмосферой ($\tau < 0.5$).

Таблиц 2. Библиографических ссылок 11.

УДК 525. 7

О качестве изображений планет, получаемых при помощи телескопа АЗТ-8. Дудинов В. Н. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая № 34, выпуск 4, 1968, стр. 39—49.

Настоящая работа посвящена изучению влияния земной атмосферы на качество изображения планет. В статье содержится экспериментальная оценка качества изображения планет, полученных при помощи телескопа АЗТ-8 и рассмотрена методика эксперимента, дающая возможность извлечь максимальную информацию о планете из фотометрических данных.

Рисунков 7. Библиографических ссылок 11.

УДК 523 .32

Измерение люминесценции лунной поверхности в линиях Н и К Са II. Цветкова В. С. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 50—55.

В настоящей работе рассмотрена методика исследования люминесценции лунной поверхности по контурам спектральных линий и приведены некоторые результаты наблюдений, произведенных на 70-сантиметровом рефлекторе АЗТ-8 Харьковской астрономической обсерватории.

Таблиц 1. Библиографических ссылок 9.

УДК 523. 42

О некоторых результатах фотометрии Венеры по наблюдениям 1964 г. Стародубцева О. М. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 56—65.

Проведенный анализ показал, что при современном уровне ошибок практически невозможно определить по данным относительной поверхностной фотометрии оптические параметры Венеры при углах фазы, больших $\alpha \approx 60^\circ$. Полученные кривые распределения яркости вдоль экватора интенсивности с темными пятнами и без них позволили оценить оптические параметры в пятне. Качественно рассматривается вопрос о возможности объяснения явления пятна изменением размера частиц при том же веществе.

Таблиц 1. Рисунков 6. Библиографических ссылок 16.

УДК 522. 52

Фотоэлектрическая установка службы, времени Харьковской астрономической обсерватории и Харьковского государственного н.-и.-института метрологии. Егоров А. Д. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая № 34, выпуск 4, 1968, стр. 66—70.

Описывается устройство и принцип работы фотоэлектрической установки службы времени.

Рисунков 6. Библиографических ссылок 3.

УДК 523. 45

О некоторых особенностях атмосферы Юпитера. Ходячих М. Ф. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 71—78.

Проведены поверхностные и интегральные спектрофотометрические наблюдения Юпитера в 1966 и 1967 гг. Обнаружена корреляция эквивалентной ширины полосы поглощения метана с положением Ио на орбите.

Таблиц 3. Рисунков 3. Библиографических ссылок 7.

УДК

Определение прямых восхождений больших планет меридианным кругом ХАО в 1966—1967 гг. Деркач К. Н., Зуев Н. Г. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, стр. 79—81.

Приводятся результаты наблюдений прямых восхождений планет меридианным кругом ХАО в 1966—1967 гг.

УДК 523. 43

Интегральная спектрофотометрия Марса. Лупишко Т. А. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 82—90.

В настоящей работе были получены фазовые кривые Марса для 5900, 5430, 5300, 4800 и 4300 Å путем сопоставления данных наблюдений на ХАО в оппозицию 1967 г. с наблюдениями, проведенными другими авторами в противостоянии 1967, 1960/61 и 1954 гг.

Таблиц 6. Рисунков 7. Библиографических ссылок 6.

УДК 523. 42

Спектрофотометрическое сравнение отдельных областей Венеры. Стародубцева О. М. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, 1968, стр. 91—102.

Спектрофотометрическое сравнение отдельных областей Венеры с учетом влияния искажений, вносимых земной атмосферой, показало спектрофотометрическую однородность видимой поверхности Венеры в отсутствие темных образований.

Рисунков 11. Библиографических ссылок 14.

УДК 523. 34

О светлых лучах и микрорельефе лунной поверхности. Барабашов Н. П. Вестник Харьковского университета. Серия астрономическая, № 34, выпуск 4, стр. 103—108.

В настоящей работе показывается, что наблюдаемый контраст яркости между светлыми лучами на Луне и окружающими их областями нельзя объяснить только наличием в светлых лучах большего числа лунок или кратеров, если внутренность этих образований или каких либо других не покрыта более светлым веществом, обволакивающим все детали микрорельефа.

Таблиц 5. Библиографических ссылок 5.

1-
0,
i

2-
1-
3,

Я

1.

y
o
x
1-