

ГЛАВА VI

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ

§ 32. Роль фотометрических наблюдений как метода физического исследования планет и спутников

Под *интегральной* или *точечной фотометрией* подразумевается измерение и изучение света, испускаемого всей поверхностью обращенного к наблюдателю полушария светила в целом. Этим данный вид фотометрических наблюдений отличается от *поверхностной фотометрии*, которая изучает поверхность небесного тела по отдельным участкам, что, конечно, дает результат значительно более ценный. Однако техника поверхностной фотометрии сложна, и ее можно применять только в отношении светил, обладающих достаточно крупными угловыми размерами, в то время как методы интегральной фотометрии можно применять ко всякому объекту. Поэтому подавляющая часть объектов солнечной системы, а именно все астероиды, все спутники (кроме Луны), из больших планет—Плутон, а практически также Меркурий, Уран и Нептун в настоящее время для поверхностной фотометрии недоступны и потому изучаются только методами фотометрии интегральной.

В деле физического исследования планет и спутников фотометрия, повнимаская широко, т. е. включая спектрофотометрию, радиометрию и поляриметрию, считается самым важным методом. Ее применение основано на том, что от всякой поверхности отражается лишь часть падающих на нее лучей; количество отражаемой энергии меняется с тем участком спектра, в котором ведется наблюдение, и отраженный свет может различно распределяться по разным направлениям, причем все эти особенности для разных веществ и материалов различны. Это обстоятельство открывает перед нами следующие пути для оптического исследования твердой поверхности небесного тела:

1. Измерение абсолютных значений отражательной способности в том или ином участке спектра. Результат такого измерения выражается в виде *коэффициента отражения*, или *альбедо*. Величина

альбедо является характерным признаком для многих материалов. Так, белый снег отражает 90—100% падающих на него лучей, в то время как черные вещества вроде каменного угля или мокрого чернозема отражают всего 2—5%. Поэтому уже простое измерение альбедо иногда позволяет сказать, чем может и чем не может быть данный участок поверхности. Приведем пример характерного случая, когда именно значение альбедо позволило отвергнуть целую научную теорию.

В первом десятилетии текущего столетия немецкий астроном Фаут выступил со странной теорией, согласно которой вся поверхность Луны будто бы представляла собою замерзшую воду: более светлые части—снег, менее светлые—лед. Последователи Фаута развивали его идеи дальше, распространяя их и на другие тела солнечной системы. В результате возникла целая «ледяная» космология, согласно которой видимая поверхность Венеры, Юпитера, Сатурна и других планет представляет собою сплошные покровы из льда и снега, астероиды и метеоры состоят из сплошного льда и т. д. Теория эта и сейчас защищается кое-кем на Западе, причем в качестве ее обоснования приводят кажущийся ослепительно белый цвет Луны при ее телескопическом наблюдении ночью. Однако измерение альбедо с несомненностью показывает нам, что эта «белизна» лунного диска является эффектом чисто кажущимся, вызванным контрастом между темной ночью на Земле и залитой солнечными лучами поверхностью нашего спутника, ибо отражательная способность этой поверхности довольно низка и в среднем составляет лишь 7%. Следовательно, ни снега, отражающего свыше 90%, ни льда, отражающего не менее 30% лучей, на Луне быть не может и уже по одному этому теория Фаута должна быть признана несостоятельной.

2. Изучение хода отражательной способности по спектру, основанное на применении методов *спектрофотометрии*, что позволяет получить кривую изменения с длиной волны λ таких характеристик, как коэффициент отражения, или альбедо. В упрощенной форме та же задача решается методами *колориметрии*, которые хотя и выражают цвет изучаемого объекта в виде некоторого числа, например показателя цвета, но все же характеризуют спектральную отражательную способность только качественно.

3. Исследование распределения отражаемого лучистого потока по направлениям. В интегральной фотометрии это сводится к изучению изменения света небесного тела с фазой; в общем случае изучается изменение яркости освещенного участка поверхности с направлениями, что составляет задачу раздела фотометрии, иногда называемого термином *индикатометрия*.

4. Определение степени поляризации отражаемого потока и ее изменения в зависимости от направления падающего и отражаемого лучей, что составляет предмет *поляриметрии* небесных тел.

Применение перечисленных выше методов к решению вопроса о природе атмосферы, и особенно твердой поверхности небесных тел, далеко не просто. Если в отношении газовых оболочек планет существуют детально разработанные теории рассеяния света, то в отношении твердых поверхностей пока не создано никакого общего учения, которое давало бы нам зависимость между различными характеристиками отражательной способности, с одной стороны, и физико-химическими характеристиками, с другой. Это заставляет пользоваться чисто эмпирическими методами интерпретации, из которых наиболее распространенным является сопоставление с аналогично полученными данными для земных образований: горных пород, почв, растительных покровов и т. д. Такой метод исследования в применении к Луне был указан и детально обоснован профессором Петербургского университета Ф. Ф. Петрушевским еще в 1873 г.

Применение метода сопоставления с земными образцами на практике сталкивается с весьма серьезными затруднениями. Во-первых, отражательная способность некоторого вещества обычно очень изменчива и может варьировать в широких пределах под влиянием самых незначительных обстоятельств, чему примером служит разнообразие окраски минералов. Во-вторых, в условиях астрономического наблюдения измеряются лишь средние значения отражательной способности и цвета или для обширных участков поверхности (при поверхностной фотометрии), или даже для целого полушария (в случае интегральной фотометрии). В-третьих, всякого рода сопоставления данных для планет и для земных образцов неизбежно исходят из гипотезы, согласно которой окраска одинаковых по составу покровов признается одинаковой на Земле и на других небесных телах. Очевидно, что степень достоверности такой гипотезы остается невыясненной. В-четвертых, достаточно тончайшего постороннего налета на поверхности данного вещества, чтобы полностью изменить его окраску и тем сделать этот материал фотометрически совершенно неузнаваемым; следовательно, необходимо еще предположить, что изучаемая поверхность обнажена и столь же чиста, что и привлекаемые для сравнения земные образцы.

Еще одним источником затруднений является то обстоятельство, что поверхность как Земли, так и всякого другого небесного тела покрыта огромным количеством неровностей самого различного размера, начиная от микроскопических и кончая образованиями типа гор и холмов. Это оказывает на процесс отражения и рассеяния лучей очень большое влияние, и потому полноцен-

ными будут только такие сопоставления, которые сделаны в отношении образцов с совершенно одинаковой геометрической структурой поверхности. На практике удовлетворить такому требованию очень трудно, так как в зависимости от обстоятельств наблюдения в участок местности, условно принимаемый за однородный плоский элемент изучаемой поверхности, включаются неровности того или иного размера, что ведет к различным результатам. Например, песок, насыпанный в кювету в виде гладкого слоя, будет обладать отражательной способностью, качественно и количественно отличной от того же песка на естественном склоне дюны, где он образует множество добавочных мелких неровностей, а отражательная способность склона дюны будет отличаться от той, которая получится из фотометрического исследования большого участка покрытой песком местности, наблюдаемой с такого расстояния, на котором дюны не видны. В связи со сказанным было предложено ввести здесь понятие *референц-поверхности*, которая представляет собою поверхность, касательную к группе неровностей данного масштаба (в предыдущем примере: отдельных песчинок, мелких неровностей, гребней дюн и т. д.), и именно к плоскому участку такой поверхности относить измерение в каждом конкретном случае. Очевидно, что референц-поверхность, к которой относятся измерения яркости поверхностей планет и спутников, совпадает с поверхностью самого сфероида данного тела, и только в случае Луны возможна несколько большая детализация.

Однако многочисленные трудности, перечисленные выше, в конечном итоге преодолимы, и метод фотометрического сопоставления применяется в планетоведении с достаточным успехом.

§ 33. Блеск планеты и его изменения

Фотометрической величиной, непосредственно измеряемой в интегральной фотометрии, является та освещенность E , которую поток лучистой энергии, испускаемый светилом, создает в точке наблюдения. В астрономической фотометрии эта освещенность называется специальным термином *блеск*. Для планет, как и для звезд, принято выражать блеск в виде звездной величины m ; последняя, как известно, связана с E выражением

$$m = -2,5 \lg E, \quad (1)$$

которое предполагает, что E выражено в той специальной системе единиц, при которой нуль-пункту шкалы величин соответствует блеск, равный единице. Этот нуль-пункт как для фотовизуальной, так и для фотографической систем величин определяется международной стандартной совокупностью величин звезд Северного Полярного Ряда.

Из сказанного следует, что практической задачей интегральной фотометрии планет или спутников является измерение разности звездных величин изучаемого объекта и некоторой звезды, для которой значение величины m_* , выраженное в международной системе, известно достаточно надежно. Обозначая значение блеска для планеты и звезды соответственно через $E_{\text{п}}$ и E_* , пишем:

$$m_{\text{п}} = m_* - 2,5 \lg \frac{E_{\text{п}}}{E_*}. \quad (2)$$

Расчет ограничивается этой формулой только в том случае, если планета и звезда сравнения находятся на небе достаточно близко или если, по крайней мере, их зенитные расстояния равны. В противном случае необходимо вносить поправки за различие атмосферной экстинкции. Последняя, как известно, выражается в том, что до земной поверхности доходит доля T излучения светила, выражаемая равенством

$$T = p^M, \quad (3)$$

где p — коэффициент прозрачности атмосферы, соответствующий значению T при зенитном расстоянии $z=0$, а M — так называемая *оптическая масса луча*, или *воздушная масса*. Это дает увеличение звездной величины Δm , выражаемое равенством

$$\Delta m = aM, \quad (4)$$

где

$$a = -2,5 \lg p \quad (5)$$

— выраженное в звездных величинах ослабление луча для светила, находящегося в зените.

Если наблюдения выполняются одновременно и спектральный класс звезды близок к G, то значения величин p или a можно считать для звезды и планеты равными, благодаря чему значение $m_{\text{п}}$, освобожденное от эффекта атмосферного ослабления, будет выражено формулой

$$\begin{aligned} m_{\text{п}} &= m_* - 2,5 \lg \frac{E_{\text{п}}}{E_*} p^{M_* - M_{\text{п}}} = \\ &= m_* - 2,5 \lg \frac{E_{\text{п}}}{E_*} + a (M_* - M_{\text{п}}), \end{aligned} \quad (6)$$

где M_* и $M_{\text{п}}$ — значения воздушной массы для звезды и планеты. Во многих случаях условия, при которых p можно считать одинаковым для обоих объектов, не соблюдаются, и тогда приходится пользоваться раздельными значениями, которые мы для звезды

и планеты обозначим соответственно через p_* , a_* и $p_{\text{п}}$, $a_{\text{п}}$. В этом случае для нахождения $m_{\text{п}}$ будет служить формула

$$\begin{aligned} m_{\text{п}} &= m_* - 2,5 \lg \frac{E_{\text{п}}}{E_*} \frac{p_*^{M_*}}{p_{\text{п}}^{M_{\text{п}}}} = \\ &= m_* - 2,5 \lg \frac{E_{\text{п}}}{E_*} + a_* M_* - a_{\text{п}} M_{\text{п}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Техника измерения отношения блеска $E_{\text{п}}/E_*$ в случае планетной фотометрии применяется та же, что и в звездной. Именно, здесь используются визуальные звездные фотометры различных систем, фотографическая фотометрия в ее фокальном и внефокальном вариантах и, наконец, фотоэлектрическая фотометрия. Не останавливаясь на описании наблюдений этого рода, которое читатель найдет в руководствах по звездной фотометрии, мы отметим, что конечные угловые размеры планетного диска и собственное движение последнего могут стать источником затруднений и погрешностей.

Так, в случае применения визуального фотометра с искусственной звездой сравнение видимой яркости последней даже с очень маленьким по видимым размерам, но все же различным диском вносит большие систематические ошибки и потому недопустимо. Для таких планет, как Венера и Юпитер, диск становится заметным уже при самых небольших увеличениях, а потому в отношении подобных светил необходимо применять специальные приборы с увеличением, равным единице. В случае Луны приходится пользоваться уменьшающей оптической системой, превращающей ее крупный диск в лишенное видимого углового поперечника звездообразное изображение.

Все сказанное полностью относится и к фотографической фотометрии, которая дает удовлетворительные результаты только в том случае, если оптическая структура сравниваемых фокальных изображений строго одинакова и, следовательно, если угловые размеры планетного диска лежат значительно ниже разрешающей силы оптики телескопа. Применение метода внефокальных дисков, неоднократно рекомендованное для ярких планет, также требует известной осторожности, поскольку оно не всегда устраняет погрешности, связанные с большими размерами изображения планетного диска, что обусловливается иным, чем для звезд, распределением яркости по внефокальному изображению планеты. Более надежные результаты дает метод зрачковой яркости, который тут и следовало бы применять, что, однако, обычно не делается из-за технических трудностей.

Безупречное сравнение крупной планеты со звездой легче всего осуществить при помощи фотоэлектрического звездного

фотометра, при пользовании которым структура и размеры изображения не оказывают существенного влияния.

Если измерять блеск какой-нибудь планеты изо дня в день, то легко убедиться, что он не остается постоянным, но понемногу меняется. Это вполне естественно, потому что ряд факторов, от которых зависит блеск небесного объекта, лишенного собственного свечения и сияющего на небе за счет отраженного света, изменяется вследствие движения в пространстве как самой планеты, так и Земли. Основными из этих факторов будут следующие:

1. Изменение расстояния Δ планеты от Солнца, что сопровождается изменениями солнечной освещенности на самой планете по закону обратных квадратов.

2. Изменение расстояния L планеты от Земли, что также изменяет блеск светила обратно пропорционально квадрату этого расстояния.

3. Фаза планеты. Ясно, что с уменьшением площади освещенной части диска убывает и блеск планеты. Однако указать заранее закон этого изменения не так просто, так как с фазой меняется не только площадь серпа, но и яркость его поверхности.

4. Изменение угла D , составляемого направлением на наблюдателя с плоскостью экватора планеты. Для небесного тела, обладающего значительным сжатием, это меняет площадь проекции диска на картинной плоскости, что проявляется наиболее резко в случае колец Сатурна. С углом D может изменяться и средняя яркость диска.

5. Вращение планеты вокруг оси, вследствие которого к Земле могут поворачиваться то участки поверхности планеты, покрытые светлыми пятнами, то обладающие более темной окраской.

6. Физические изменения в атмосфере или на твердой поверхности планеты, вследствие которых меняются окраска внешней поверхности небесного тела и его способность отражать солнечные лучи.

Последние два из перечисленных факторов: вращение и физические перемены, имеют специальный характер, и влияние их невелико. Поэтому в настоящем параграфе мы займемся первыми тремя влияниями. Из них особенно большое значение имеют изменение расстояния от Земли и фаза. Например, для Марса они меняют блеск на $4^m,5$, т. е. в 55 раз. Для нижних планет—Меркурия и Венеры—это влияние еще больше, так как их блеск может снижаться до нуля, что бывает, когда планета оборачивается к нам целиком своей темной стороной.

Колебания блеска, вызванные изменением расстояний, с природой самой планеты совсем не связаны, и потому как средство физического исследования их использовать нельзя. Но их необходимо уметь учитывать, во-первых, для определения той видимой величины планеты, которая заблаговременно вычисляется на

каждый день и сообщается в астрономических ежегодниках, и, во-вторых, для того, чтобы, приведя условия освещения и наблюдения к каким-то стандартным расстояниям, исключить этот чисто геометрический эффект и тем самым выделить и сделать доступными для изучения те изменения блеска, которые происходят от других причин.

Прежде всего мы применим к планете общую формулу фотометрии, выражающую освещенность через расстояние L :

$$E_n = \frac{I}{L^2}. \quad (8)$$

Величина I называется в фотометрии *силой света*. Мы можем ее получить для планеты путем умножения блеска на квадрат расстояния:

$$I = E_n L^2. \quad (9)$$

Сила света планеты в свою очередь будет пропорциональна площади проекции планеты на картинную плоскость, которая в случае сферической планеты равна πR^2 , и величине освещенности E , создаваемой на расстоянии планеты потоком солнечных лучей. Эту последнюю мы выразим равенством

$$E = \frac{E_s}{\Delta^2}, \quad (10)$$

где E_s —значение освещенности на расстоянии в 1 а.е., а Δ —радиус-вектор планеты, выраженный в а.е. Кроме того, сила света планеты будет зависеть от фазового угла ϕ , что мы выразим функцией $\varphi(\phi)$. На основании сказанного пишем:

$$I = \Gamma E_s \frac{\pi R^2}{\Delta^2} \varphi(\phi), \quad (11)$$

где Γ —коэффициент пропорциональности. Фазовую функцию $\varphi(\phi)$ принято нормировать так, чтобы ее значение при $\phi = 0$ было равно единице. Иначе говоря, обозначая значения силы света при фазовых углах 0 и ϕ через $I(0)$ и $I(\phi)$, мы положим:

$$\varphi(\phi) = \frac{I(\phi)}{I(0)}. \quad (12)$$

Выраженную таким образом величину $\varphi(\phi)$ мы будем называть *фазовой кривой*. Она выражает два явления: во-первых, изменение площади S проекции освещенной части шара планеты, которая, как мы установили в гл. III [формула (1) § 12], пропорциональна $\frac{1}{2}(1 + \cos \phi)$, и, во-вторых, изменение средней яркости освещенной части диска $\bar{E}$. Как известно из общих положений

фотометрии, сила света объекта равна площади его проекции, умноженной на среднюю яркость:

$$I = S\bar{B} = \frac{1}{2} \pi R^2 (1 + \cos \phi) \bar{B}. \quad (13)$$

Обозначая значение $\bar{B}$, соответствующее $\phi = 0$, через $\bar{B}_0$, пишем:

$$I(0) = \Gamma E_c \frac{\pi R^2}{\Delta^2} = \pi R^2 \bar{B}_0, \quad (14)$$

откуда следует:

$$\bar{B}_0 = \Gamma \frac{E_c}{\Delta^2}. \quad (15)$$

Введем обозначение:

$$b(\phi) = \frac{\bar{B}}{\bar{B}_0}. \quad (16)$$

Тогда сила света при некотором произвольном значении угла ϕ может быть выражена равенством

$$I(\phi) = \frac{1}{2} \pi R^2 \bar{B}_0 b(\phi) (1 + \cos \phi). \quad (17)$$

Из сопоставления этого равенства с (14) получаем для фазовой кривой нижеследующее выражение:

$$\varphi(\phi) = \frac{1}{2} (1 + \cos \phi) b(\phi), \quad (18)$$

что позволяет находить функцию средней яркости $b(\phi)$ по фазовой кривой.

Формулы, приведенные выше, применяются преимущественно в теоретических исследованиях. При практической обработке фотометрических наблюдений предпочитают пользоваться звездными величинами. Исходя из основного равенства (1) и пользуясь формулами (8) и (11), легко получаем:

$$m_{\pi} = -2,5 \lg \pi \Gamma R^2 E_c + 5 \lg L \Delta - 2,5 \lg \varphi(\phi). \quad (19)$$

Первый член этого равенства принято обозначать буквой g :

$$g = -2,5 \lg \pi \Gamma R^2 E_c. \quad (20)$$

Он представляет собою важную фотометрическую характеристику небесного тела, которую по аналогии со звездной фотометрией принято называть *абсолютной звездной величиной*. Ее фотометрический смысл состоит в том, что g представляет собою звездную величину планеты для наблюдателя, находящегося в центре Солнца, при условии, что радиус-вектор равен 1 а.е. Иначе говоря, g есть звездная величина планеты при $\phi = 0$ и $L = \Delta = 1$.

Эту совершенно искусственную комбинацию расстояний для верхних планет иногда предпочитают заменять другой, ближе соответствующей действительным условиям наблюдения и относящейся к так называемому *среднему противостоянию*. Под последним названием понимают такое положение планеты (в действительности, вообще говоря, не осуществляющееся), при котором ее расстояние до Солнца равно большой полуоси a ее орбиты, расстояние до наблюдателя составляет $a - 1$, а фазовый угол равен нулю. Обозначив звездную величину планеты в этом положении через m_c , мы для ее получения должны положить в равенстве (19) $\Delta = a$, $L = a - 1$, $\phi = 0$, что, принимая в соображение обозначение (20), дает:

$$m_c = g + 5 \lg a (a - 1). \quad (21)$$

Изменение звездной величины планеты с фазовым углом, выражаемое третьим членом формулы (19), эмпирически представляют в виде ряда по степеням ϕ . Полагая $L = \Delta = 1$, можем написать:

$$m = g + \gamma_1 \phi + \gamma_2 \phi^2 + \gamma_3 \phi^3 + \dots, \quad (22)$$

где γ_1 , γ_2 , γ_3 — постоянные. Для светил, которые могут наблюдаться в широком диапазоне фазовых углов, а именно для Меркурия, Венеры и Луны, в этом ряде берут члены до кубического включительно. Для Марса, астероидов и Юпитера, наблюдаемых лишь в ограниченном интервале фазовых углов, получают только член $\gamma_1 \phi$, причем коэффициент γ_1 , имеющий важное физическое значение, называется *фазовым коэффициентом*. Для наиболее удаленных планет и его определение оказывается затруднительным.

§ 34. Итоги интегральной фотометрии планет и спутников

Наблюдательный материал по фотометрии планет и спутников, имеющийся в нашем распоряжении в настоящее время, совершенно недостаточен количественно и во многих отношениях качественно; к тому же по многим важнейшим разделам он сильно устарел, чему иллюстрацией может служить тот факт, что величины больших планет, сообщаемые в эфемеридах, до сих пор предвычисляются по данным, выведенным в 1916 г. Расселом на основе визуальных наблюдений Мюллера, выполненных еще в 70—80-х годах прошлого столетия. Данные эти, выраженные в Гарвардской системе, раньше считавшейся международной, приводятся у нас в табл. 27 (стр. 264). По поводу чисел последней необходимо сделать следующие разъяснения и добавления.

Для Меркурия условия наблюдений трудны ввиду близости планеты к Солнцу. Старые наблюдения Мюллера охватывают

Таблица 27

Основные фотометрические параметры для больших планет

	Сводка Рессела 1916 г.					Данные Штумпфа и др.				АО ЛГУ
	m_c	ρ	δ_1	A_T	C_{II}	m_c	δ_1	A_T	γ	D
Меркурий I	-2,94	-0,88	3",45	0,164	—	-2,94	3",54	0,156	0,0368	—
» II	-2,12	-0,06	—	0,077	—	—	—	—	—	—
Венера	-4,77	-4,06	8,55	0,492	+0,78	-4,77	8,70	0,488	0,0132	+0,09
Земля	—	-3,80	8,79	0,37	+0,45	—	—	—	—	—
Марс	-1,85	-1,36	4,67	0,139	+1,38	-1,88	4,74	0,140	0,0149	+1,20
Юпитер	-2,29	-8,99	95,23	0,375	+0,50	-2,29	96,00	0,375	0,015	+0,14
Сатурн	+0,89	-8,67	77,95	0,420	+1,12	+0,79	79,10	0,448	0,017	+0,37
Уран	+5,74	-6,98	36,0	0,42	—	—	—	—	—	—
Нептун	+7,65	-7,06	34,5	0,49	—	—	—	—	—	—
Плутон	—	—	—	—	+0,67	+14,74	—	—	—	—

интервал ϕ от 50 до 120° и на этом интервале одинаково хорошо представляются двумя эмпирическим формулами:

$$m = -1,04 + 0,0368(\phi - 50^\circ); \quad (23)$$

$$m = -0,90 + 0,0284(\phi - 50^\circ) + 0,000102(\phi - 50^\circ)^2, \quad (24)$$

относящимися к случаю $\Delta = a = 0,387$, $L = 1$. Некоторые авторы считают, что формула (23) имеет преимущество перед (24), состоящее в том, что она лучше удовлетворяет одиночным оценкам блеска, выполненным при малых и больших фазах во время полных солнечных затмений. Позднее Хопман из своих наблюдений дал формулу

$$m = -0,71 + 0,03582(\phi - 50^\circ).$$

Наконец, визуальные наблюдения Данжона, охватывающие довольно широкий интервал фаз, привели к нижеследующей трехчленной формуле ($L = \Delta = 1$):

$$m = -0,21 + 3,80 \frac{\phi}{100} - 2,73 \left(\frac{\phi}{100} \right)^2 + 2,00 \left(\frac{\phi}{100} \right)^3, \quad (25)$$

которую и следует считать наиболее надежным выражением для величины m Меркурия в настоящее время.

Для Венеры старые данные Мюллера дают ход величины с фазой, приведенный в табл. 28 и хорошо выражаемый формулой ($\Delta = 0,7233$; $L = 1,0$)

$$m = -4,71 + 0,01322\phi + 0,000000425\phi^3. \quad (26)$$

Таблица 28

Изменение звездной величины Меркурия, Венеры и Земли с углом фазы ϕ (расстояние до Солнца принято равным большой полуоси орбиты данной планеты, расстояние до наблюдателя = 1 а.е.)

ψ	Меркурий		Венера			Земля
	визуально		фотовизуально	фотографически	визуально	
	Мюллер	Данжон				Кинг
0°	—	—5,06	—4,84	—3,38	—4,29	—4,57
15	—	—4,71	—4,78	—3,16	—4,07	—4,33
30	—	—4,70	—4,62	—2,94	—3,85	—4,09
45	—1,10	—4,08	—4,38	—2,71	—3,62	—3,82
60	—0,67	—3,83	—4,07	—2,47	—3,38	—3,53
75	—0,18	—3,54	—3,71	—2,20	—3,11	—3,18
90	+0,34	—3,21	—3,30	—1,92	—2,83	—2,79
105	+0,91	—2,83	—2,87	—1,60	—2,51	—2,33
120	+1,53	—2,39	—2,42	—1,26	—2,17	—1,82
135	—	—1,88	—1,97	—0,88	—1,79	—1,21
150	—	—1,29	—1,52	—0,45	—1,36	—0,51
165	—	—0,62	—1,11	+0,01	—0,90	+0,29

Кинг получил ряды фотовизуальных и фотографических значений величин (табл. 28), которые удовлетворяют формулам:

$$\left. \begin{aligned} m_{\text{фв}} &= -5,20 + 0,01445\phi + 0,000002251\phi^3; \\ m_{\text{ф}} &= -4,29 + 0,01445\phi + 0,000002251\phi^3. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Из более новых материалов укажем кривую Данжона, также приведенную в табл. 28, где для сравнения дается и кривая для Земли, полученная, однако, совсем другим способом, а именно путем фотометрических наблюдений пепельного света.

Марс наблюдается при углах фазы, не превосходящих 47°. Наблюдения Мюллера представляются формулой ($\Delta = 1,5237$, $L = 0,5237$):

$$m = -1,79 + 0,0149\phi, \quad (28)$$

используемой при вычислении эфемерид. Кинг для фазового коэффициента дает значение 0,0202 в фотографических лучах и 0,0152 в фотовизуальных. Имеются указания на колебания блеска Марса со временем. Одни из них происходят с периодом несколько более суток и, по-видимому, связаны с вращением планеты вокруг оси и неравномерным распределением темных и светлых областей по ее поверхности. Более длительные колебания, охватывающие по несколько лет, были исследованы Беккером, который свел в одну систему все имевшиеся наблюдения. Материал этот недавно был использован Б. М. Рубашевым для интересных заключений

о возможной связи таких колебаний с долгопериодическими колебаниями и вековым ходом пятнообразовательной деятельности Солнца.

Юпитер может наблюдаться только до угла фазы 12° , но фазовый коэффициент определяется довольно уверенно и получается равным 0,015. Для величины m_c в среднее противостояние ($\Delta = 5,2028$, $L = 4,2028$) наиболее употребительны такие значения: визуальное (Рессел) $m_c = -2^m,29$ (принято при вычислении эфемерид); фотовизуальное (Кинг) $m_c = -2^m,59$; фотографическое (Кинг) $m_c = -4^m,62$.

Еще в конце прошлого столетия была замечена зависимость блеска Юпитера от гелиоцентрической долготы планеты с амплитудой колебаний до $0^m,15$. Поскольку период звездного оборота Юпитера составляет 11,9 года и, следовательно, близок к 11-летнему периоду солнечных пятен, неоднократно высказывалось мнение, что причина этих колебаний должна лежать в явлениях, происходящих на Солнце. Однако детальный пересмотр вопроса, недавно выполненный Б. М. Рубашевым на основании строгого статистического анализа, привел к заключению, что точная величина периода колебаний блеска Юпитера составляет 11,6 года, и, следовательно, она не совпадает с периодом солнечной деятельности, для которого среднее значение равно 11,1 года. Поэтому можно ставить вопрос о влиянии только более длительных изменений солнечной активности.

Сатурн представляет ту особенность, что на его блеск большое влияние оказывает свет, отражаемый кольцами. Наблюдения, выполненные в эпохи исчезновения кольца, т. е. при прохождении Земли через плоскость последнего, позволяют получить значение звездной величины для собственно шара планеты, правда лишь в направлении экватора. Наблюдения Мюллера для условий среднего противостояния ($\Delta = 9,5388$, $L = 8,5388$) и визуальной системы величин дают $m_c = +0^m,79$, в то время как зависимость от фазового угла ϕ и угла D наклона плоскости кольца к направлению на наблюдателя представляются формулой

$$m = +0,79 - 2,5965 \sin D + 1,2526 \sin^2 D + 0,0436\phi, \quad (29)$$

что и выражает фотометрический эффект кольца. По этой формуле вычисляется величина Сатурна, сообщаемая в эфемеридах. Кинг для фотографической системы величин дал формулу

$$m = +1,88 - 1,626 \sin D + 0,0419\phi; \quad (30)$$

формула для фотовизуальной величины отличается лишь первым членом, который в этом случае равен $+0,65$.

Необходимо отметить, что фазовый коэффициент самого шара Сатурна очень мал и из наблюдений вообще не определяется ввиду

малого интервала фазовых углов, в пределах которого возможны наблюдения этой планеты, что подтверждено, в частности, специально поставленными фотоэлектрическими наблюдениями. Значительный коэффициент при ϕ в приведенных выше формулах получается за счет света кольца.

Для Урана старые наблюдения дают значительные расхождения; их среднее значение составляет $5^m,62$ ($\Delta = 19,191$; $L = 18,191$), в то время как для расчета эфемерид применяется число $+5^m,74$. Фотографическая величина по Кингу равна $6^m,25$. Из многих последующих определений интерес представляет работа П. П. Паренаго, который из большой серии наблюдений получил период $10^d,40^m$. Кроме этих короткопериодических колебаний, связанных с вращением Урана вокруг оси, обнаруживаются также долгопериодические колебания с периодом, равным половине оборота вокруг Солнца. По Беккеру минимумы блеска наблюдались в 1880 и 1921 гг. ($m_c = 5^m,73$), максимум имел место в 1900 г. ($m_c = -5^m,42$). Это объясняется большим наклоном экватора Урана к эклиптике, что при сжатии сфероида планеты $1/18$ ведет к периодическим колебаниям эксцентриситета диска, определяющим площадь проекции планеты на картинной плоскости (§ 30).

Большой ряд фотоэлектрических наблюдений Урана получил Гиклас в 1950—1952 гг. Блеск планеты в пределах $\pm 0^m,01$ оказался постоянным, что следует приписать ориентировке оси вращения в данное время (примерно к Земле). Величина, отнесенная к средней оппозиции, в электровизуальной системе V получилась равной $5^m,44$, показатель цвета $B - V = +0^m,55$. Старые определения дают для Нептуна $m_c = 7^m,68$ ($\Delta = 30,071$, $L = 29,071$), более новые фотоэлектрические измерения, отнесенные к международной системе фотовизуальных величин, приводят к значению $m_c = 7^m,95$. Просмотр наблюдений за длительный промежуток времени обнаруживает значительные колебания блеска; намечается период в 21 год, причина этого не выяснена. О короткопериодических колебаниях блеска Нептуна, которые согласно последней сводке Гюнтера лучше всего удовлетворяют периоду $0^d,53020$, уже говорилось в гл. V.

Для Плутона при среднем противостоянии ($\Delta = 39,5$, $L = 38,5$) имеем в международной системе: фотовизуальная величина $+14^m,74$, фотографическая $+15^m,41$.

Неоднократно предпринимались попытки обнаружить короткопериодические колебания блеска и таким путем получить для Плутона период вращения. Успех в этом деле был впервые достигнут Уолкером и Хорди в 1955 г. Фотоэлектрические измерения блеска в трех системах: ультрафиолетовой U , синей B и условно-визуальной V , велись на обсерватории Ловелла при помощи 42-дюймового рефлектора. Обнаружены колебания блеска с амплитудой $0^m,1$ и периодом $6^d,390 = 6^d,9^h 21^m,6 \pm 4^m,3$. Кривая

блеска за время наблюдений не изменялась; это дало повод предполагать, что пятна разной яркости, обуславливающие колебания блеска, принадлежат твердой поверхности, а не облачному слою. Средняя величина Плутона в системе V, отнесенная к средней оппозиции, равна $14^m,90$. Цвет характеризуется разностями $B-V=0^m,79$, $U-B=0^m,26$.

Многочисленная группа астероидов представляет собою широкое поле для фотометрических исследований. Прежде всего для всякого астероида уже при его открытии делается оценка видимой величины m_p . Оценки эти весьма несовершенны и преследуют чисто ориентировочные цели. При визуальных наблюдениях оценка делается просто на глаз, уподобляясь этим в лучшем случае тем фотометрическим оценкам, которые сопровождали астрометрические определения координат звездных каталогов. Принято считать, что получаемая для астероидов из визуальных оценок система величин близка к системе известного каталога звезд Bonner Durchmusterung (BD). Еще менее определенной является система, получаемая при фотографических оценках величин, которые в настоящее время почти полностью вытеснили визуальные наблюдения. Изображение астероида на снимке чаще всего имеет вид короткой черты, и потому его сопоставление с круглыми изображениями звезд по существу неправомерно. Нередко прибегают к сравнению величин вновь открываемых малых планет с величинами ранее открытых астероидов, для которых величины известны из визуальных оценок. Это, конечно не устраняет полностью тех затруднений, которые создаются собственным движением объекта, но все же дает некоторую систему величин, которую условно можно назвать фотовизуальной. В этой именно системе даны те величины малых планет, которые сообщаются в каталогах и эфемеридах. В частности, значения постоянных величин m_c и g даны в каталогах элементов, публикуемых Институтом теоретической астрономии АН СССР; с ними для каждой оппозиции по формуле (28) вычисляются видимые значения величин m_p , публикуемые в эфемеридах.

Неоднократно делались попытки изучить эту систему величин и дать параметры, связывающие ее с международной системой звездных величин, определяемой стандартными значениями величин звезд Северного Полярного Ряда. Отметим исследования, опубликованные по этому вопросу А. Н. Дейчем, из которых выяснилось, что для приведения к международной системе фотографических величин публикуемые величины ярких астероидов ($m < 9^m,5$) должны быть увеличены на $0^m,5$, в то время как у слабых ($m > 9^m,5$) эта поправка составляет $+1^m,0$. По Штраке поправка для слабых астероидов составляет $+1^m,2$, что находится в согласии с результатами Дейча. Е. В. Сандакова на основании наблюдений, выполненных на Киевской обсерватории, и переработки

ранее опубликованных данных рекомендует такую систему поправок:

Интервал эфемеридных значений g	Поправка для перехода к международной системе
<6	$+0^m,83$
$6-7$	$+1,21$
$7-8$	$+1,37$
$8-9$	$+1,15$

Впрочем, все эти данные следует рассматривать как сугубо приближенные, поскольку сама система величин астероидов является далеко не однородной, а кроме того, здесь не учитывается эффект цвета.

Более надежные значения величин астероидов дают оценки, выполняемые на глаз по методам, используемым при наблюдениях переменных звезд. Наблюдений такого рода опубликовано очень много, но они в основном носят случайный и несистематический характер. Кроме того, обработка наблюдений сильно затрудняется тем, что благодаря сравнительно быстрому движению астероида приходится в разное время пользоваться различными звездами сравнения, величины которых чаще всего известны лишь с очень небольшой точностью, так как обычно используются значения, взятые из BD. Для того чтобы повысить качество этих простейших массовых наблюдений, во французском ежемесячном издании Documents des observateurs заблаговременно публикуются сведения о случаях прохождения малых планет через так называемые «стандартные площадки», в которых величины звезд известны с большой точностью. Рекомендуется делать визуальные сравнения астероидов только со звездами таких площадок. Там же помещаются подробные сводки всех опубликованных материалов по фотометрии отдельных малых планет.

Проблема звезд сравнения решается гораздо проще при фотометрическом наблюдении астероидов со звездным фотометром. Однако трудоемкость такой работы привела к тому, что количество измерений такого рода невелико. Фотографические фотометрические наблюдения сильно затрудняются эффектом собственного движения. Теоретическое изучение этого вопроса было дано Н. С. Орловой, практическое применение фотометрии к астероидам содержится в работах С. И. Белявского, А. Н. Дейча и многих других авторов.

Точная фотометрия астероидов преследует обычно одну из трех задач. Во-первых, она дает возможность получать надежные значения основных параметров: абсолютную величину планеты g или величину для средней оппозиции m_c . Во-вторых, при достаточно долгом периоде наблюдений можно определить фазовый коэффициент γ . Значения последнего для ряда астероидов были определены еще в прошлом столетии Мюллером, причем оказа-

лось, что они лежат в пределах от $0,01$ до $0^m,053$ на градус, а в среднем составляют $0^m,030$. Впоследствии было сделано много новых определений этого рода, которые подтверждают приведенные данные, однако материал по значениям γ и на сегодня мал количественно и заставляет желать многого в качественном отношении. В целях облегчения обработки фотометрических наблюдений малых планет, выполненных вдали от противостояния, Институт теоретической астрономии АН СССР в настоящее время вычисляет и публикует специальные эфемериды, в которых для широкого интервала времени, кроме обычных координат, даются значения геоцентрического и гелиоцентрического расстояний L и Δ , а также фазового угла ϕ .

С 1949 г. обсерваторией Мак-Дональд под руководством Кейпера была начата большая систематическая работа по общей фотометрии всех астероидов ярче $16^m,5$. Для этой цели в течение четырех лет (1949—1952) при помощи широкоугольного 10-дюймового астрографа была заснята вся зона эклиптики в пределах широты $\pm 20^\circ$. Наблюдения велись около новолуний, причем каждый месяц снималось 48 пар негативов, покрывающих участок неба площадью $40^\circ \times 40^\circ$ при экспозиции 10 минут. Каждую ночь на тех же зенитных расстояниях снимались стандартные области для фотометрической привязки. Это позволяет после отыскания (путем блинкования) и идентификации всех заснятых астероидов определить для них величины в международной системе, что дает новый фотографический каталог абсолютных величин астероидов g , значительно более точный и однородный по сравнению с теми величинами, которыми пользуются в настоящее время. Сбор наблюдательного материала закончен, однако результаты обработки еще не опубликованы.

Третью задачу точной фотометрии малых планет составляет изучение короткопериодических колебаний блеска, которые приписывают вращению астероидов вокруг оси. Наиболее известный пример таких колебаний дает астероид Эрот (точнее, Эрос, № 433). В 1900 г. многими наблюдателями были обнаружены значительные изменения блеска этого объекта, достигавшие амплитуды $1^m,5$ и происходившие с периодом в $5^h 16^m$. Такие же колебания блеска наблюдались в оппозициях 1930—1931, 1933 и 1937—1938 гг. Напротив, во время противостояния 1921 г. никаких колебаний блеска Эрота замечено не было, в то время как при прочих оппозициях колебания были, но с небольшой амплитудой $0,2—0^m,8$. Эти различия естественно приписать изменению угла возвышения Земли над плоскостью экватора планеты от одной оппозиции к другой, которое влечет за собой изменение амплитуды и формы кривой изменения блеска. Общая теория вопроса разработана Ресселом, специально теорией блеска Эрота занимались В. П. Цесевич и другие.

Имеется много указаний на колебания блеска и для других астероидов, но во многих случаях указания на переменность в дальнейшем не подтверждаются. В других случаях колебания блеска несомненны, причем амплитуды достигают $0^m,5$, а период заключается в пределах от 2 до 9^h . Недавно В. П. Цесевич и И. Е. Пелищенко указали на наличие и более длинных периодов—до суток.

Большая работа по детальному изучению колебаний блеска астероидов в настоящее время ведется на 82-дюймовом рефлекторе обсерватории Мак-Дональд под руководством Кейпера.

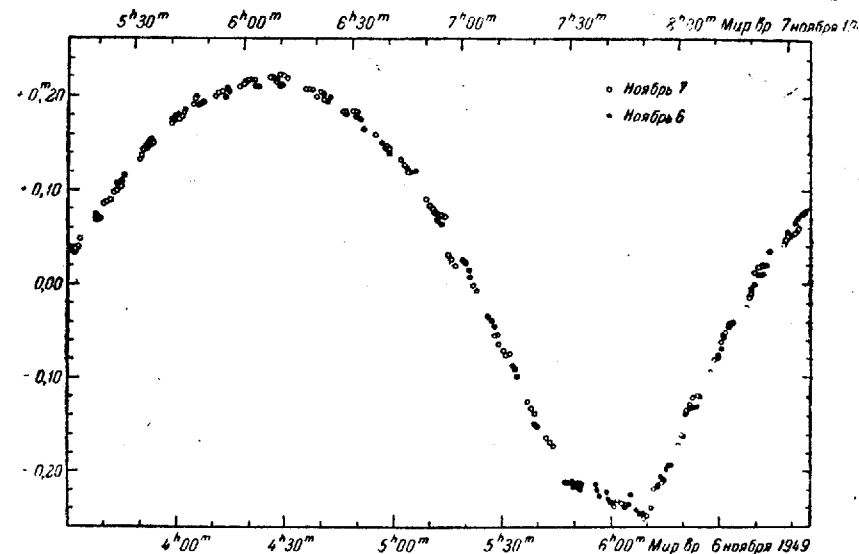


Рис. 64. Пример фотоэлектрической фотометрии астероида: кривая блеска малой планеты Низа, полученная Шатцелем.

Применяется фотоэлектрическая фотометрия в системах U , B и V ; программа предусматривает изучение всех астероидов ярче 10^m . Основная задача—получение точных кривых блеска и вывод элементов вращения. Ряд работ этой серии, содержащих фотометрические исследования отдельных малых планет, уже опубликован. В качестве примера на рис. 64 приведен график изменения блеска астероида Низа по наблюдениям за два вечера, смещенным по фазе.

Следует иметь в виду, что благодаря относительному перемещению Земли и астероида за время наблюдений непосредственно из наблюдений получаются лишь синодическая кривая изменения блеска и соответствующий ей синодический период. Методика получения истинных фотометрических элементов по синодическим сначала была дана Ресселом, а позднее разрабатывалась и уточнялась рядом других астрономов, преимущественно в целях

обработки наблюдений Эрота. Поскольку несомненно, что причина колебаний блеска лежит во вращении тела малой планеты вокруг оси, это позволяет определять периоды оборота; сравнение наблюдений, выполненных при разных противостояниях, в принципе позволяет решать вопрос об ориентировке оси вращения в пространстве, а также о направлении вращения. Однако для практической реализации такой возможности необходимо иметь очень много наблюдений весьма высокой точности. Визуальная и фотографическая фотометрия здесь не может быть использована из-за слишком больших погрешностей, а потому тут необходимо длительное и систематическое применение фотоэлектрических методов.

Дальнейшая интерпретация фотометрического материала требует введения некоторых гипотез. Например, можно принять, что тело астероида представляет собою шар, покрытый пятнами с различной отражательной способностью; в этом случае можно искать закон распределения пятен по долготе. Другая альтернатива: считать, что поверхность астероида везде фотометрически однородна и ортотропна, но форма отлична от шарообразной, и колебания блеска вызываются изменением площади проекции тела на картинную плоскость. В этом случае ставится задача найти фигуру тела по кривой блеска. Например, было показано, что особенности изменения блеска Эрота могут быть объяснены гипотезой, что он представляет собою удлинненное тело, имеющее форму трехосного эллипсоида, цилиндра или параллелепипеда, вращающегося вокруг оси, перпендикулярной к длинной оси фигуры. На самом деле оба фактора—пятнистость и изменение видимой площади проекции—могут действовать одновременно; разделение их на основании только фотометрического материала крайне затруднительно, тем более, что неизвестен истинный закон отражения света веществом поверхности.

Из спутников планет солнечной системы в настоящее время подробно изучена фотометрически только Луна. Это объясняется, с одной стороны, интенсивностью лунного света, значительно облегчающей технику измерений, а с другой,—тем значением, которое лунный свет имеет не только в астрономии, но и для многих чисто прикладных вопросов, поскольку он значительно улучшает видимость объектов земного ландшафта.

Интегральная фотометрия лунного света ставит перед собой три задачи. Во-первых, необходимо получить достоверную кривую изменения лунного света в зависимости от угла фазы, т. е. функцию ϕ (ϕ), во-вторых, необходимо иметь абсолютное значение лунного света, выраженного в звездных величинах, и, в-третьих, необходимо знать величину получаемой от Луны освещенности, выраженную в единицах общей фотометрии—люксах. Разрешение всех этих задач сильно затрудняется тем обстоятельством, что

при фазе 0° свет Луны не может наблюдаться вследствие наступления лунного затмения, так что всякие данные о лунном свете при этом значении ϕ основаны на экстраполяции кривой ϕ (ϕ) на участок $\phi < 2^\circ$.

По вопросу об изменении лунного света с фазой имеется довольно много материалов, полученных различными методами фотометрирования. Семь серий измерений, опубликованных до 1916 г., были переработаны и сведены в одну систему Ресселом. Полученные данные представлены в табл. 29; они неоднократно служили

Таблица 29

ϕ	E/E_0			Δm		
	Рессел	Ружье	Бульрих	Рессел	Ружье	Бульрих
0°	100	100	100	$0^m,00$	$0^m,00$	$0^m,00$
10	81,5	72,5	73,2	0,22	0,35	0,34
20	66,4	57,8	56,0	0,44	0,59	0,63
30	52,4	43,7	43,2	0,70	0,90	0,93
40	41,7	33,9	32,0	0,95	1,17	1,24
50	33,2	26,3	23,3	1,19	1,43	1,58
60	26,3	20,8	16,7	1,45	1,70	1,94
70	20,0	16,6	12,4	1,77	1,95	2,27
80	14,8	11,5	8,7	2,07	2,35	2,45
90	10,7	8,0	6,7	2,68	2,77	2,94
100	7,7	5,6	4,7	2,78	3,13	3,32
110	5,1	3,9	3,6	3,23	3,52	3,61
120	3,2	2,5	2,4	3,76	4,00	4,05
130	1,8	1,6	1,2	4,36	4,46	4,80
140	0,9	0,9	0,9	4,88	5,11	5,11
150	0,4	0,4	0,4	5,99	5,99	5,99
160	0,002	0,002	0,002	11,77	11,77	11,77

для составления всякого рода таблиц и номограмм, предназначенных для прикладных целей. Обращает на себя внимание асимметрия кривой до и после полнолуния, создаваемая неравномерным распределением темных пятен морей на лунном диске. Из более поздних работ упомянем детально проведенную фотоэлектрическую серию Ружье и визуальные данные Бульриха. Все эти результаты также приводятся в табл. 29. Экстраполяция на фазу 0° во всех случаях делается довольно уверенно.

Определение звездной величины полной Луны основано на превращении лунного диска в точечное изображение при помощи уменьшающей оптической системы того или иного типа и последующем фотометрическом сравнении этого изображения со звездами. Приведение полученного результата к $\phi=0$ делается путем экстраполирования, о котором говорилось выше. Рессел обрабо-

тал пять серий таких наблюдений и получил следующий результат, отнесенный к Гарвардской системе визуальных величин:

Наблюдатель	m
Гершель	-12,79
Бонд	-12,66
Целльнер	-12,22
Пиккеринг	-12,51
Сравнение с Солнцем	-12,64
Всесовое среднее	-12,55 ± 0,07

Последнее число чаще всего и приводится в разного рода справочных изданиях. Позднее Кейпером был сделан пересчет некоторых из этих, а также и других чисел на международную визуальную систему величин. Добавляя сюда тщательно выполненное определение Е. К. Никоновой, получаем такую сводку:

Наблюдатель	Метод наблюдения	m
Пиккеринг	Визуальный	-12,83
Целльнер	»	-12,29
Кинг	Фотографический	-12,40
Петтит	Радиометрический	-12,75
Кальдер	Фотоэлектрический	-12,69
Никонова	»	-12,67

Для фотографической величины Луны имеем значения: Кинг — $11^m,37$ (фотографический метод), Кальдер — $11^m,74$ (фотоэлектрический метод).

Выражение лунного света в абсолютных фотометрических единицах чаще всего дается в форме так называемой *световой лунной постоянной*. Под этим термином понимается выраженная в люксах освещенность, создаваемая лучами Луны при $\phi=0$ на нормальной к ним плоскости, отстоящей от Луны на величину большой полуоси эллипса лунной орбиты (горизонтальный экваториальный параллакс Луны равен $57',0$) при среднем расстоянии Земли от Солнца (т. е. 1 а. е.). Определение этой величины основано на измерениях лунного света визуальным фотометром, градуированным на люксы, и требует двойного экстраполирования: сначала на воздушную массу 0 (получение внеатмосферного значения лунной освещенности при данной фазе), а потом и на фазу 0° . Экстраполяция на границу атмосферы является особенно ненадежной и ведет к большим расхождениям. Сводка имеющихся материалов дана в табл. 30. Сходимость результатов заставляет желать многого.

Материалы по лунному свету, представленные в табл. 29 и 30, неоднократно служили для составления разного рода таблиц лунной освещенности, предназначенных для практического использования в различных отраслях народного хозяйства.

Спутники других планет изучены с фотометрической точки зрения довольно поверхностно; исключения составляют четыре

Таблица 30

Сводка определений световой лунной постоянной

Наблюдатель или автор	Год	Метод наблюдения	E_0 , лк
Шеллер	—	Сводка старых работ в переработке Шаронова	0,301
Графф	1914	Визуальный фотометр	0,303
Шаронов	1932	Люксметр	0,327
Радлова	1936	»	0,233
Фогель	1941	Клиновой фотометр	0,284
Васильяновская	1945	Люксметр	0,319
Суслов	1950	Клиновой фотометр	0,374
Положенцева	1952	»	0,396
Иванова и Петренко	1954	»	0,333
Кодаченко и Юров	1955	Люксметр	0,236
Сытинская	1957	Весовое среднее по переработанным материалам 1932—1955 гг.	0,342 ± 0,011

галилеевых спутника Юпитера и некоторые яркие спутники Сатурна. Однако для всех спутников можно дать основные характеристики m_0 и g в визуальной системе, которые и собраны в табл. 31. Некоторые из приведенных там значений носят характер лишь приближенных оценок.

Таблица 31

Фотометрические параметры спутников больших планет

Планета	Название спутника	m_0	g	Планета	Название спутника	m_0	g
Земля	Луна	-12,55	+0,46	Сатурн	Мимас	12,1	2,5
Марс	Фобос	+11,5	9,1		Энцелад	11,6	2,0
	Деймос	13,0	10,6		Тетия	10,5	0,9
Юпитер	Ио	5,54	-1,16		Диона	10,7	1,1
	Европа	5,69	-1,01		Рей	10,0	0,4
	Ганимед	5,08	-1,62		Титан	8,3	-1,3
	Каллисто	6,28	-0,44		Гиперион	13,0	3,4
	V	14,0	+7,3		Япет	10,1	0,5
	VI	14,7	+8,0		Феба	14,0	4,4
	VII	17,5	+10,8	Уран	Ариель	15,5	3,4
	VIII	16,5	+9,8		Умбриель	15,8	3,7
	IX	18,0	+11,3		Титания	14,0	1,9
	X	18,8	+12,1		Оберон	14,2	2,1
	XI	18,5	+11,8		Миранда	17,0	4,9
	XII	19,0	-12,3	Нептун	Тритон	13,6	-1,2
					Нереида	19,5	+3,7

Переходя к конкретным данным, укажем, что фотометрические наблюдения спутников Марса крайне затруднительны благодаря их близости к яркой планете. Тем не менее количество визуальных наблюдений для них достаточно велико. Первые фотографические наблюдения этих объектов были выполнены С. К. Костинским в Пулкове. Они дали фотографические величины: $11^m,6$ для Фобоса и $12^m,3$ для Деймоса. Последнее значение приводит к отрицательному значению показателя цвета, что едва ли реально.

Опубликовано очень много наблюдений для четырех главных спутников Юпитера, которые позволяют вывести для этих объектов достаточно надежные значения основных фотометрических параметров. Имеется много сообщений о периодических колебаниях блеска этих спутников. Старые данные по этому вопросу в настоящее время признаются сильно преувеличенными. Наиболее надежные результаты Гутника, которые для амплитуды звездной величины дают значения не выше $0^m,3$, приведены в табл. 32. При этом оказывается, что для I, II и III спутников максимум блеска приходится на восточную элонгацию, для IV — на западную. Причина, по-видимому, заключается в неравномерном распределении темных и светлых пятен по диску спутника, всегда обращенного к планете одной стороной.

Таблица 32

Некоторые фотометрические данные по крупным спутникам

Название спутника	Сводка Рессела				Сводка Штумпфа				Амплитуда колебаний	Цвет
	δ_1	m_0	g	A_r	δ_1	m_0	A_r	γ		
Луна . . .	$2^m,40$	$-12^m,55$	$+0,40$	$0,105$	—	—	—	$0,025$	—	G5
Ио	$2^m,38$	$+5^m,54$	$-1,16$	$0,46$	$2^m,70$	$5^m,52$	$0,355$	$0,016$	$0^m,23$	G9
Европа . .	$2^m,08$	$+5^m,69$	$-1,01$	$0,51$	$2^m,32$	$5^m,65$	$0,426$	$0,019$	$0^m,31$	G5
Ганимед . .	$3^m,62$	$+5^m,08$	$-1,62$	$0,30$	$3^m,80$	$5^m,10$	$0,264$	$0,023$	$0^m,16$	G3
Каллисто .	$3^m,49$	$+6^m,28$	$-0,44$	$0,11$	$3^m,49$	$6^m,25$	$0,108$	$0,046$	$0^m,12$	F9
Титан . .	$2^m,9$	$+8^m,30$	$-1,26$	$0,33$	—	—	—	—	—	—

Интересную задачу представляют фотометрические наблюдения затмений спутников Юпитера, которые дают кривую постепенного уменьшения блеска по мере погружения спутника в тень планеты. Наблюдения этого рода трудны ввиду крайне быстрого падения блеска. Большой материал собран на Гарвардской обсерватории. Теоретический анализ полученных кривых позволяет делать суждения о сжатии видимого диска спутника и о степени его пятнистости.

Из спутников Сатурна хорошо изучен фотометрически только Титан, данные о котором также приводятся в табл. 32. Интерес-

ны периодические колебания блеска Япета, которые имеют амплитуду около $1^m,8$ и соответствуют максимуму блеска при западной элонгации, минимуму — при восточной. Из этого следует, что одно полушарие этого спутника является темным, а другое светлым. Периодические колебания блеска отмечены также и для ряда других спутников Сатурна и Урана, но наблюдения к достаточно достоверным результатам пока не приводят.

§ 35. Колориметрия и спектрофотометрия

Цвет является характеристикой излучения светила, по простоте изучения занимающей второе место после видимого блеска или звездной величины. Уже древние отмечали различия видимой окраски планет, называя Венеру белой, Сатурн желтым, Марс красным. Современная наука о цвете — колориметрия располагает детально разработанной метрикой цвета, позволяющей любой цвет, понимаемый как субъективно воспринимаемое зрением человека цветовое ощущение, точно выразить определенной системой чисел. Для узкой задачи выражения цвета интегрального излучения, получаемого от планет и спутников, нет надобности пользоваться столь широкими и общими системами номенклатуры цвета, поскольку из громадного множества цветов, воспринимаемого зрением человека, объектам этого типа свойственны лишь немногие.

Цвета отраженных планетами и спутниками солнечных лучей аналогично цветам звезд составляют некоторую непрерывную последовательность, которая начинается со слегка голубоватых оттенков и через белый, светло-желтый и оранжевый идет к красному. В таком порядке меняется окраска накаливаемого черного тела при уменьшении температуры последнего от бесконечно большой до достаточно низкой, почему и самую последовательность цветов называют *шкалой охлаждения*. Пользуясь ею, можно кратко охарактеризовать цвет в форме *цветовой температуры*. Под этим термином понимается та абсолютная температура абсолютно черного тела, при которой излучение последнего по цветовым свойствам одинаково с излучением данного светила. Но если для раскаленных звезд, испускающих собственное излучение, цветовая температура в какой-то мере может служить характеристикой истинной температуры излучающей поверхности, то для планет, которые светятся за счет отражения лучей Солнца, цветовая температура является чисто цветовой характеристикой светового потока, с действительной температурой отражающей поверхности, конечно, никак не связанной.

С другой стороны, цвет, оцениваемый по субъективному зрительному ощущению или определенный каким-нибудь иным, скажем, объективным способом, зависит от спектрального состава

лучистого потока и потому является качественной характеристикой последнего, в чем и состоит его ценность с физической точки зрения.

Спектральный состав излучения, получаемого от диска планеты в целом, изучается теми же методами спектрофотометрии, которые применяются и к звездам. Используется или щелевой спектрограф с питающей системой в виде рефрактора или рефлектора, или астрограф с объективной призмой. Как и в случае звезд, результат получается в форме распределения энергии по спектру $j(\lambda)$, выражаемого в произвольных единицах, причем обычно полагают $j(\lambda_0)=1$ для некоторого значения $\lambda=\lambda_0$, например $\lambda_0=560$ мμ. На технической стороне дела мы не останавливаемся, отсылая читателя к руководствам по звездной спектрофотометрии.

Кривая $j(\lambda)$ для планеты или спутника еще не является окончательным продуктом измерения, поскольку она определяется двумя факторами: ходом по спектру отражательной способности поверхности изучаемого светила и распределением энергии в солнечном спектре. Последний фактор, будучи с природой исследуемого тела не связан, должен быть из результата устранен. Это может быть достигнуто в наиболее законченной форме путем получения абсолютных значений одной из форм альбеда в монохроматическом излучении разных длин волн λ . Некоторые теоретические соображения, относящиеся к этому делу, будут изложены в следующем параграфе. Здесь мы отметим, что на практике такого рода определения пока не производятся ввиду связанных с ними технических затруднений, и потому результаты спектрофотометрических измерений тел солнечной системы в лучшем случае представляются в форме относительной кривой, выражающей ход $J(\lambda)$ отражательной способности вдоль спектра.

Для получения $J(\lambda)$ необходимо выполнить спектрофотометрическое сравнение объекта с солнечным светом. Обозначая функцию распределения энергии для последнего через $j_c(\lambda)$, будем иметь:

$$J(\lambda) = \frac{j(\lambda)}{j_c(\lambda)}.$$

Принципиально такое измерение проще получения кривой $j(\lambda)$, требующего сравнения интенсивности разных длин волн, так как оно сводится к фотометрическому сравнению двух спектров, выполняемому точка за точкой при одинаковых значениях λ . Но в частном случае сравнения планеты с Солнцем тут возникают специфические трудности, обусловленные прежде всего огромным различием интенсивностей по абсолютному значению, что заставляет применять в отношении солнечного света специальные ослабители, исследование которых представляет собою сложную задачу. Далее, Солнце наблюдается днем, а планета ночью, что очень

осложняет освобождение результата сравнений от атмосферной экстинкции.

Трудности, указанные выше, часто пытаются обойти путем замены Солнца звездой того же спектрального класса. Звезду можно наблюдать в то же время и на том же зенитном расстоянии, что и планету; это снимает затруднения, связанные с экстинкцией, и, кроме того, звезду можно подобрать так, чтобы различие абсолютной интенсивности было не слишком большим, а для спутников и астероидов—и вовсе незначительным. Однако такой прием дает менее надежные результаты, поскольку дисперсия цветовых характеристик звезд одинакового спектрального класса довольно велика, что вызывается неточностью и грубостью определений класса, физическими различиями звезд, селективным поглощением света в межзвездном пространстве и другими причинами. В частности, практикуемое иногда сравнение ярких планет с Канеллой, строго говоря, неправильно потому, что последняя, будучи гигантом, краснее, чем Солнце, на 0,10—0^m,15 по показателю цвета.

Дальнейшее упрощение состоит в замене спектрофотометрии фотометрированием в ограниченных участках спектра, вырезанных светофильтрами, и далее—в фотометрии только в двух спектральных участках, например красном и синем, причем отношение найденных интенсивностей служит качественной характеристикой спектрального состава. Такая методика представляет собою уже не спектрофотометрию, но объективную колориметрию. В наиболее распространенной форме она сводится к определению *показателей цвета*.

Напомним, что нормальный показатель цвета C представляет собою разность фотографической и визуальной или же фотовизуальной величин объекта:

$$C = m_{\phi} - m_v. \quad (31)$$

Таким образом, определение показателя цвета сводится к измерению блеска или звездной величины в двух фотометрических системах, причем желательно, чтобы последние были отнесены к международным нуль-пунктам, определяемым Северным Полярным Рядом, что дает и показатель цвета в международной системе. В других случаях сознательно отступают от этого, выбирая два более удаленных спектральных участка, например ультрафиолетовый и инфракрасный. Это выгодно тем, что получаемая система *специальных показателей цвета* более чувствительна в отношении небольших различий спектрального состава, но неудобно потому, что результат, выраженный в такой произвольной системе, трудно сопоставлять с другими данными.

Поскольку задача колориметрии тел солнечной системы состоит в получении таких данных, которые характеризовали бы цвето-

вые особенности поверхности самого тела, а не просто отражаемого последним лучистого потока, необходимо переходить от показателя цвета к величинам, из которых цветовые особенности солнечного излучения были бы исключены. Такой величиной может служить разность D показателей цвета планеты $C_{\text{п}}$ и Солнца $C_{\text{с}}$, иногда называемая *цветовым избытком*, или *колор-экссессом*:

$$D = C_{\text{п}} - C_{\text{с}}. \quad (32)$$

Очевидно, что для небесного тела, обладающего нейтральным отражением (лучи всех длин волн отражаются одинаково), $D=0$, в случае преимущественного отражения сине-фиолетового конца спектра (голубоватый объект) значение D будет отрицательным, а в случае преимущественного отражения длинноволновой радиации (желтоватый или красноватый объект) — положительным. Поэтому величину D предложено называть также *показателем желтизны*.

Избирательный характер атмосферного ослабления ведет к тому, что показатель цвета, наблюдаемый с земной поверхности, отличается от действительного, т. е. внеатмосферного значения и растет с зенитным расстоянием. Однако величина D в случае выполнения сравнений на равных зенитных расстояниях и при неизменном состоянии атмосферы экстинкцией не изменяется.

Пусть зенитное ослабление для визуальной системы величин равно $a_{\text{в}}$, а для фотографической — $a_{\text{ф}}$. Тогда видимые сквозь атмосферу значения величин планеты $m'_{\text{пв}}$ и $m'_{\text{пф}}$ в этих системах будут:

$$m'_{\text{пв}} = m_{\text{пв}} + a_{\text{в}}M; \quad m'_{\text{пф}} = m_{\text{пф}} + a_{\text{ф}}M, \quad (33)$$

где M — воздушная масса. Отсюда для видимого значения показателя цвета $C'_{\text{п}}$ получаем равенство

$$C'_{\text{п}} = m'_{\text{пф}} - m'_{\text{пв}} = C_{\text{п}} + \eta M, \quad (34)$$

где $C_{\text{п}} = m_{\text{пф}} - m_{\text{пв}}$ — внеатмосферное значение показателя цвета, а $\eta = a_{\text{ф}} - a_{\text{в}}$ является цветовой константой, характеризующей степень селективности атмосферного ослабления при данных условиях. Таким образом, показатель цвета возрастает с воздушной массой линейно. Обозначая данные, относящиеся к солнечному свету, значком «с», мы напишем такое же равенство для Солнца:

$$C'_{\text{с}} = m'_{\text{сф}} - m'_{\text{св}} = C_{\text{с}} + \eta M. \quad (35)$$

Сравнивая объект с Солнцем при равных зенитных расстояниях (одинаковые M) и неизменном состоянии атмосферы (одинаковое η), мы для цветового избытка D получим:

$$D = C'_{\text{п}} - C'_{\text{с}} = C_{\text{п}} - C_{\text{с}}. \quad (36)$$

Таким образом, разность показателей цвета двух объектов, одновременно находящихся на одном и том же альмукантарате, атмосферным ослаблением не изменяется.

Прямые сравнения с Солнцем и в случае определения D оказываются затруднительными, а потому обычно ограничиваются нахождением $C_{\text{п}}$ из сравнений планеты со звездами, после чего получают D вычитанием $C_{\text{с}}$, взятого из других определений. Такой прием был бы неплох, если бы значение $C_{\text{с}}$ было известно достаточно надежно, чего, к сожалению, нет. Часто используемое значение Рессела $C_{\text{с}} = +0^{\text{m}},79$ относится к старой Гарвардской системе и вообще устарело. Для специальных показателей цвета получить величину $C_{\text{с}}$, как правило, вообще нельзя. Поэтому там для получения D необходимо выполнять измерение всех четырех величин: $m_{\text{пв}}$, $m_{\text{пф}}$, $m_{\text{св}}$ и $m_{\text{сф}}$.

Задача несколько упрощается при пользовании одномерной визуальной колориметрией, основанной на применении фотометра-колориметра. В таком приборе искусственная звезда или площадка сравнения образуется лучами лампы накаливания, цвет которых при помощи колориметрического приспособления может меняться соответственно шкале охлаждения от красного до голубого. Наблюдение состоит в получении равенства объекта с полем сравнения по яркости и цвету одновременно. Это выгодно тем, что заменяет четыре фотометрических измерения двумя колориметрическими. К тому же и чувствительность глаза к изменениям цветности очень велика, чем обеспечивается точность сравнений порядка $0^{\text{m}},01$, правда при надлежащих условиях наблюдения, а именно при сравнении крупных площадок и их достаточной яркости.

В качестве колориметрического приспособления используется либо поляризационная система (кварцевая пластинка между двумя поляризационными призмами), либо клин из синего стекла.

При перемещении синего клина меняется толщина слоя окрашенного стекла или желатины, пересекаемого лучами лампы, а вместе с тем окраска последних. При надлежащем подборе красителей удастся получить окраску, почти совпадающую как с цветом звезд различных спектральных классов, так и с оттенками цвета планет. Клин градуируется путем наблюдения звезд, что позволяет построить график, представляющий зависимость между отсчетом x на шкале клина и одной из цветовых характеристик, например показателем цвета, цветовой температурой или спектральным классом. Зависимость с показателем цвета C обычно получается линейной. В этом случае разность показателей цвета C_1 и C_2 двух небесных объектов получается по полученным из наблюдений этих объектов средним отсчетам клина x_1 и x_2 по формуле

$$C_2 - C_1 = x(x_2 - x_1), \quad (37)$$

где x — цветовая константа клина, выражающая изменение показателя цвета на единицу длины.

Синий клин был впервые применен для измерения цвета тел солнечной системы В. Г. Фесенковым, а затем широко использовался для этой цели Л. Н. Радловой. В. В. Шаронов построил специальное приспособление для прямых сравнений цвета внефокальных дисков звезд и планет с солнечным светом, отражаемым нейтральным экраном и ослабляемым сеточными светофильтрами.

Фактический материал по колориметрии и, особенно, спектрофотометрии планет и спутников, имеющийся в нашем распоряжении в настоящее время, весьма недостаточен. Даже для Луны, светила для наблюдений наиболее доступного, данные о цветности, представленные в табл. 33, обнаруживают значительные разногласия. Аналогичные данные по большим планетам приводятся

Таблица 33

Сводка определений цвета лунного света

Автор	Год	Метод наблюдения	Среднее значение показателя цвета	Цветовая температура (или спектральный класс)
Рессел	1916	Сравнение визуальной и фотометрической величин	+1,18	
Вильзинг и Шейнер	1907—1909	Визуальный спектрофотометр		4300—4700°
Тихов Г. А.	1923	Фотографическая фотометрия в разных участках спектра		3000°
Фурсайт	1923	Красно-синее отношение		4125°
Петтит	1925	» » »	+0,92	
Барабашев Н. П.	1925	Фотографическая фотометрия в разных участках спектра		F9—K0
Фесенков В. Г.	1929	Визуальный клиновой колориметр		4410—4160°
Ружье	1936	Фотоэлектрический фотометр	+1,11	
Радлова Л. Н. I	1938	Визуальный клиновой колориметр	+1,07	5220°
Радлова Л. Н. II	1939	Фотографическая фотометрия в разных участках спектра	+1,08	
Марков А. В.	1946	Фотоэлектрическая фотометрия в разных участках спектра	—	F9—K2
Шаронов В. В.	1948—1954	Визуальный клиновой колориметр	$C_{\odot} + 0,33$	4172°
Сытинская Н. Н.	1949	Фотографическая фотометрия в разных участках спектра	+0,89	5000°

в табл. 27 (стр. 264). К данным этой последней сделаем некоторые примечания.

Имеющиеся данные по показателю цвета Венеры обнаруживают мало согласия. Так, из сопоставления визуальных данных Мюллера с фотографическими определениями Кинга получается $C = +0^m,78$, из чего следует, что Венера чуть синее Солнца, а из сопоставления фотовизуальных определений с фотографическими $C = +0^m,91$, что указывает на желтоватый оттенок. Н. П. Барабашев и А. Т. Чекирда спектрофотометрически получили $C = +0^m,95$, в то время как Данижон дал значение $C = +1^m,00$. Н. П. Барабашев и В. И. Езерский обратили внимание на то, что сопоставление фотографических и визуальных величин при разных фазах дает систематическое уменьшение C с ростом фазового угла ψ , из чего следует, что, обращаясь в узкий серп, Венера становится более голубой. Результаты В. В. Шаронова, поставившего специальные наблюдения при помощи синего клина, этот вывод не подтверждают и показывают только случайные колебания около среднего значения D , равного $+0^m,09$.

Данные для Земли, основанные на поверхностной колориметрии пепельного света, показывают, что наша планета является единственным голубоватым объектом среди больших планет, что было обнаружено впервые Г. А. Тиховым в 1914 г. Теоретические расчеты Раманатана дают для Земли $D = -0^m,25$, что было подтверждено измерениями Н. С. Орловой, которые привели к значению $D = -0^m,27$, и фотоэлектрическими наблюдениями А. В. Маркова, которые дали спектральный класс F0.

Общезвестный красный цвет Марса выражается большими значениями C и D . Так, из сводки Рессела (1916) вытекает: $C = 1^m,38$, $D = 0^m,59$. По ранним данным Кинга (1919) $C = 1^m,73$, по поздним (1923) $C = 1^m,45$. Ливлендер получил $C = 1^m,30$, Н. П. Барабашев $C = 1^m,32$; если принять для Солнца $C = 0^m,53$ (Морган), то этим значениям показателя цвета соответствуют значения $D = 0,77 - 0^m,79$. Джонсон и Гардинер фотоэлектрическим путем получили в 1954 г. $C = 1^m,37$. Шаронов во время того же протистояния визуально-колориметрическим методом нашел значение $D = 0^m,74$ для одной серии и $D = 0^m,96$ для другой. Л. Н. Радлова в 1939 г. визуальным методом получила $C = 2^m,06$, $D = 1,27$; ее данные были переработаны Вокулером, что привело к значениям $C = 1^m,65$, $D = 1^m,12$. Из спектрофотометрических наблюдений Е. Л. Кринова Вокулер по введению необходимых поправок за цветовую систему вывел $D = 0^m,75$.

Заметим, что количество спектрофотометрических исследований интегрального света Марса невелико. Кроме указанной выше работы Е. Л. Кринова, такие материалы мы находим у Вулли, а также у О. А. Глаголевского и К. И. Козловой. Во всех случаях получается спектральная кривая, резко повышающаяся с длиной

волны, но данные разных наблюдателей не показывают достаточного согласия.

Значительные различия в значениях C и D , а также в характеристике спектральной кривой некоторые авторы считают реальными, приписывая их переменам в атмосфере и на поверхности Марса. Вокулер приходит к выводу, что замечается некоторая зависимость цвета планеты от фазы и радиуса-вектора, что иллюстрируется нижеследующими значениями показателя цвета в международной системе:

Положение Марса на орбите	Противостояние	Фаза Квадратура
В афелии	$1^m,30$	$1^m,50$
В перигелии	$1^m,45$	$1^m,65$

Согласно этим данным Марс краснеет с приближением к Солнцу и с удалением от противостояния.

Для Юпитера имеется довольно много оценок, но они не обнаруживают достаточного согласия. Так, Графф дает для показателя цвета значение $+0^m,66$, Рессел $+0^m,50$, что ведет к отрицательным значениям D и указывает на синеватую окраску планеты. С другой стороны, Кинг получил для показателя цвета Юпитера значение $+0^m,96$, а Л. Н. Радлова $+0^m,99$, что соответствует желтоватой окраске. В. Г. Фесенков нашел для Юпитера цветовую температуру 5820° , Вильзинг и Шейнер на основе своих спектрофотометрических наблюдений дали значения $4800-5000^\circ$, Радлова 4818° . Спектральный класс, оцененный по цвету или распределению энергии в спектре, получился у Радловой F9, у Вильзинга и Шейнера F8—G0, у Маджини G1. По спектрофотометрическим наблюдениям Е. Л. Кринова Юпитер несколько желтее Капеллы, а по данным Вильда и Мейера он синее Капеллы, но желтее Солнца. Прямые измерения показателя D , выполненные В. В. Шароновым, дают для этой величины значение $+0^m,14$, указывая на заметно желтоватую окраску и притом более желтую, чем у Венеры, поскольку прямое сравнение цвета Юпитера и Венеры дает для разности их показателей цвета число $+0^m,055$.

Имеются указания на небольшие периодические колебания цвета Юпитера с периодом порядка 11—12 лет, что, с одной стороны, близко к 11-летнему периоду солнечных пятен, а с другой — к звездному обороту планеты.

Для цвета Сатурна имеем такие данные. Показатель цвета: Рессел $+1^m,12$, Кинг $+1^m,22$, Радлова $+1^m,18$ — согласие хорошее; $D = +0^m,37$. Цветовая температура по Фесенкову 6100° , по Радловой 4341° ; спектральный класс по Радловой G3, по Маджини G8.

Для Урана и Нептуна имеется несколько определений показателя цвета, показывающих удовлетворительное согласие. По данным Г. А. Тихова цветовая температура Нептуна практически та-

кая же, что и у Солнца, у Урана — несколько ниже. Для Плутона имеется несколько хороших определений фотовизуальной и фотографической величин, позволяющих вывести надежные значения C_p в международной системе.

Весьма важное и вместе с тем трудоемкое дело представляет собою исследование цвета астероидов. Задача состоит в том, чтобы иметь значения показателя цвета для всех зарегистрированных малых планет, отнесенных к международной системе. К сожалению, это еще не осуществлено даже для ярких астероидов. Имеются лишь отрывочные и мало систематизированные определения цвета для ряда астероидов, которые Фишер собрал в каталог. Оказалось, что значения C_p лежат между $+0,76$ и $+1^m,37$, из чего следует, что астероиды в основном имеют желтоватую окраску. В другой работе, опубликованной Рехтом, напротив, свыше половины исследованных астероидов имеют $C_p < 0^m,79$, т. е. обладают голубоватой окраской, причем значения C_p заключены между $+0,02$ и $+1^m,31$ при среднем значении $+0^m,77$. А. Н. Дейч изучил показатели цвета для 120 малых планет и в среднем получил значение $C_p = +0^m,8$. Интересную работу по колориметрии малых планет выполнила Е. В. Сандакова на Киевской обсерватории. По снимкам, полученным в двух участках спектра, были определены для 56 астероидов показатели цвета в международной системе. Полученные значения заключаются в пределах от $+0,36$ до $+1^m,54$, их общее среднее равно $+0^m,80$, что практически совпадает с показателем цвета Солнца. Новый материал был объединен с прежними данными и использован для различных статистических сопоставлений. Зависимости между цветом и элементами орбиты (большая полуось, наклон, эксцентриситет) не оказалось, но зато ясно обнаруживается ход цвета с абсолютной звездной величиной g , следующий правилу: «чем слабее, тем краснее», как это видно из нижеследующих чисел:

Интервал g	Число планет	Среднее значение C
$4^m,0-6^m,0$	3	$0^m,70$
$6^m,1-7^m,0$	7	$0^m,84$
$7^m,1-8^m,0$	20	$0^m,90$
$8^m,1-9^m,0$	37	$0^m,96$
$9^m,1-10^m,5$	3	$1^m,16$

Установлено, что колебания блеска, наблюдающиеся для некоторых астероидов, изменениями цвета не сопровождаются. Это обстоятельство подтверждается также значительно более точными фотоэлектрическими определениями цвета малых планет, которые были выполнены разными наблюдателями на обсерватории Мак-Дональд под руководством Кейпера.

Спектрофотометрические наблюдения малых планет, легко осуществляемые при помощи объективной призмы, пока выполнялись только в единичных случаях.

§ 36. Величины, количественно характеризующие отражательную способность вещества

Конечной целью всякого рода фотометрических наблюдений планет и спутников является получение численных значений величин, количественно выражающих то свойство устилающего поверхность небесного тела материала, которое в общем виде подразумевается под термином «отражательная способность». Поэтому результаты измерений, выраженные в форме блеска или звездной величины, подлежат дальнейшей переработке, имеющей целью вывести значения параметров, характеризующих оптические свойства вещества. Прежде чем приступить к изложению методики таких расчетов, напомним некоторые формулы и соотношения общей фотометрии, а также условимся относительно терминологии и обозначений. Последнее тем более необходимо, что та общеупотребительная фотометрическая терминология, которую заключают в себе соответствующие терминологические стандарты, далеко не покрывает всех потребностей планетной фотометрии, а кроме того, в астрономических работах часто не используется.

Освещенность E_n , получаемая в некоторой точке пространства на нормальной к лучам плоскости от объекта равномерной яркости B , площадь S которого достаточно мала по сравнению с расстоянием L до освещаемой точки и перпендикулярна к направлению луча, выражается общеизвестной формулой:

$$E_n = \frac{SB}{L^2} = \omega B = \frac{I}{L^2}, \quad (38)$$

где $\omega = S/L^2$ — телесный угол, под которым виден из освещаемой точки светящийся объект, а $I = SB$ — сила света этого объекта в направлении на освещаемую точку. Если последняя совпадает с пунктом наблюдения, а светящийся объект представляет собою небесное светило, то величина E_n представляет собою *блеск* светила. Таким образом, блеском называется та освещенность, которую некоторое светило создает в точке наблюдения на нормальной к лучам плоскости. В старых работах эта же величина часто называлась «интегральной яркостью», что с точки зрения современной терминологии неприемлемо.

Если освещающая поверхность имеет в разных точках неодинаковую яркость (что обычно бывает на практике), то вводят понятие средней яркости $\bar{B}$, которая определяется соотношением

$$I = S\bar{B}. \quad (39)$$

Таким образом, средняя яркость представляет собою такую яркость однородной поверхности площадью S , при которой последняя будет иметь ту же силу света, что и данная неоднородная поверхность.

Если пучок параллельных лучей падает на освещаемую поверхность не перпендикулярно, а под некоторым углом i , то получаемая освещенность E определяется законом косинуса:

$$E = E_n \cos i. \quad (40)$$

Напомним, что формулы (38) и (39) при соблюдении условий достаточной малости освещаемой и освещающей поверхностей по сравнению с расстоянием между ними и при абсолютной прозрачности пространства являются совершенно строгими, так как они вытекают из чисто геометрических соотношений.

Если пучок лучей встречается на своем пути плоский элемент матовой поверхности некоторого тела, то часть лучистой энергии этой поверхностью поглощается, а другая часть рассеивается во всех направлениях. Пусть лучистый поток, падающий на данный элемент, равен Φ_0 , а поток, рассеиваемый во всех направлениях — Φ . Тогда величина

$$A = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (41)$$

выражает отражательную способность данной поверхности. В стандартной фотометрической терминологии она названа *коэффициентом рассеянного отражения* и обозначена через ρ , но в астрономии ее чаще называют термином *альbedo*, причем для отличия от многих других величин, обозначаемых тем же термином, величину, выражаемую равенством (41), называют *плоским альbedo*, а в некоторых случаях также «истинным», «специфическим» или «ламбертовским».

Матовая поверхность, освещаемая извне, в любом направлении будет иметь некоторую яркость B , величина которой пропорциональна освещенности E :

$$B = rE. \quad (42)$$

Коэффициент пропорциональности r называется *коэффициентом яркости*. Он также является одним из количественных выражений отражательной способности, но в отличие от альbedo, которое было величиной скалярной, он меняется с направлением отражаемого луча и, следовательно, представляет собою вектор. Это ставит задачу изучения изменения коэффициента яркости с направлением падающего и отражаемого лучей. В большинстве случаев величину r можно выразить как функцию трех углов: угла падения i , угла отражения ε и разности азимутов a падающего и отражаемого лучей:

$$r = r_0 f(i, \varepsilon, a), \quad (43)$$

где r_0 — некоторая постоянная, определяющая абсолютное значение отражательной способности, в то время как функция $f(i, \varepsilon, a)$

выражает относительное изменение с направлениями падающего и отражаемого лучей. Нахождение этой функции возможно, с одной стороны, теоретически на основании той или иной схемы, описывающей механизм рассеяния у поверхности или в глубине вещества, а с другой, — путем соответствующего эксперимента. Техника выполнения последнего, составляющая предмет *индикатометрии*, будет описана в гл. VII.

Результаты расчетов или измерений удобно выражать в виде векторной диаграммы, на которой для данного значения i и различных направлений отражаемого луча, определяемых углами ϵ , a , откладываются от начала координат отрезки, пропорциональные соответственным величинам r . Плавная поверхность, соединяющая концы таких отрезков, называется *индикатрисой отражения*. Необходимо иметь в виду, что альbedo представляет собою величину отвлеченную, в то время как коэффициент яркости зависит от тех единиц, в которых выражены величины B и E . Его размерность вытекает из соотношения

$$[r] = \frac{[B]}{[E]} = \frac{[\Phi]}{[S][\omega]} \frac{[S]}{[\Phi]} = [\omega]^{-1}. \quad (44)$$

Таким образом, численное значение коэффициента яркости, будучи независимым от единицы площади и лучистого потока, определяется единицей телесного угла.

Пусть плоская поверхность площади S освещается пучком параллельных лучей, составляющих с нормалью угол i . Тогда яркость этой поверхности может быть выражена равенством

$$B = rE_n \cos i, \quad (45)$$

а ее сила света будет:

$$I = rSE_n \cos \epsilon \cos i. \quad (46)$$

Можно представить себе случай, когда коэффициент r будет постоянным для всех условий, т. е. для всех комбинаций направлений падающего и отражаемого лучей. Поверхность, для которой это имеет место, называется *ортотропно-рассеивающей* или, короче, *ортотропной*. Очевидно, что яркость такой поверхности одинакова для всех направлений и меняется пропорционально косинусу угла падения, а ее сила света точно пропорциональна произведению $\cos i \cos \epsilon$, что выражает «закон косинусов», сформулированный в XVIII в. Ламбертом. Поэтому можно сказать, что ортотропная поверхность точно следует закону косинусов или закону Ламберта.

Ортотропная поверхность, истинное альbedo которой равно единице, называется *абсолютно белой*. Хотя абсолютно белое вещество представляет собою лишь некоторое теоретическое по-

нятие и реально не существует, для фотометрии оно имеет весьма важное значение.

Выведем формулу, выражающую зависимость между плоским альbedo A и коэффициентом яркости r . Пусть O (рис. 65) — элемент освещенной матовой поверхности, имеющий площадь s , OP — нормаль к этому элементу, CO — направление освещающего потока лучей, COP — угол падения пучка освещающих параллельных лучей. Построим полусферу с центром в O и возьмем на ней систему сферических координат: полярное расстояние ϵ и азимут a , считаемый от плоскости POC . Рассматриваем элемент K поверхности полусферы, ограниченный малыми кругами (альмукантатами) nn' и mm' с полярными расстояниями ϵ и $\epsilon + d\epsilon$, с одной стороны, и меридианами PQ и PQ' , соответствующими азимутам a и $a + da$, — с другой. Ему соответствует на полусфере телесный угол $d\omega$, выражаемый равенством

$$d\omega = \sin \epsilon d\epsilon da. \quad (47)$$

Сила света I элемента O в направлении ϵ , a равна

$$I = Bs \cos \epsilon = E_0 sr_0 f(i, \epsilon, a) \cos \epsilon \cos i.$$

С другой стороны, световой поток Φ , заключенный внутри телесного угла ω , выражается общим равенством:

$$\Phi = I\omega. \quad (48)$$

Из этого следует, что поток $d\Phi$, заключенный внутри телесного угла $d\omega$, ограниченного элементом K полусферы, будет:

$$d\Phi = E_0 sr_0 f(i, \epsilon, a) \cos i \cos \epsilon d\omega. \quad (49)$$

Чтобы получить весь поток Φ , рассеиваемый площадкой O во всех направлениях, надо взять интеграл от этого выражения по всей полусфере. Пользуясь равенством (47), получаем:

$$\Phi = E_0 sr_0 \cos i \int_{\epsilon=0}^{\pi/2} \int_{a=0}^{2\pi} f(i, \epsilon, a) \cos \epsilon \sin \epsilon d\epsilon da. \quad (50)$$

Световой поток Φ_0 , поступающий на площадку O от источника света C , легко может быть получен на основе общей формулы фотометрии:

$$E = \frac{\Phi_0}{s}, \quad (51)$$

где E — освещенность площадки, в нашем случае равная $E_0 \cos i$. Это дает:

$$\Phi_0 = E_0 s \cos i. \quad (52)$$

Имея значения Φ и Φ_0 , окончательно получаем зависимость между A и r в такой форме:

$$A = \frac{\Phi}{\Phi_0} = r_0 \int_{\varepsilon=0}^{\pi/2} \int_{a=0}^{2\pi} f(i, \varepsilon, a) \cos \varepsilon \sin \varepsilon d\varepsilon da. \quad (53)$$

Если отражающая свет поверхность O ортотропна, то r от направлений падающего и отражаемого лучей не зависит и потому $f(i, \varepsilon, a) = 1$. В этом случае легко выполнить интегрирование, что дает:

$$A = \pi r_0. \quad (54)$$

Для абсолютно белой поверхности имеем $A = 1$, $r = r_A = \text{const}$, из чего следует:

$$r_A = \frac{1}{\pi}. \quad (55)$$

До сих пор мы рассматривали тот наиболее существенный для проблемы отражения лучей планетой случай, когда лучистая энергия поступает на поверхность только из одного направления в виде пучка параллельных лучей, как это и имеет место в случае планеты, освещаемой Солнцем. Однако интерес представляет и общий случай освещения рассеянным светом, когда лучистая энергия поступает со всего полушария. Это мы имеем в тех случаях, когда небесное тело окружено атмосферой, рассеивающей солнечные лучи. Расположенный на дне такой атмосферы участок поверхности получает освещенность двух типов: прямую освещенность E_n , создаваемую солнечными лучами, и рассеянную освещенность E_p от небесного свода. В случае значительной оптической толщины газовой оболочки компонент E_n становится исчезающе мал, так что практически остается только освещенность E_p , что мы и наблюдаем на Земле при пасмурной погоде.

Обратимся снова к рис. 65, и пусть теперь элемент полушария K представляет собой участок небесного свода, освещающий рассеянным светом площадку s , помещенную в точке O .

Яркость этого элемента, меняющуюся с положением последнего на полусфере, мы выразим символом $b = b_0 \varphi(\varepsilon, a)$. Свет, поступающий из K , создает в O освещенность dE , определяемую равенством

$$dE = b_0 \varphi(\varepsilon, a) \cos \varepsilon d\omega. \quad (56)$$

Этот свет, отражаясь от поверхности, придает последней в некотором заданном направлении ε_0, a_0 яркость dB , которая равна

$$dB = r b \cos \varepsilon d\omega. \quad (57)$$

Чтобы получить полную яркость B для направления ε_0, a_0 , надо просуммировать яркости, создаваемые светом, поступающим со всех точек полусферы. Это дает:

$$B = \int r b \cos \varepsilon d\omega. \quad (58)$$

С другой стороны, полная освещенность E_p в точке O получается интегрированием равенства (56):

$$E_p = \int b \cos \varepsilon d\omega. \quad (59)$$

Это позволяет получить значение коэффициента яркости r_p для случая рассеянного освещения:

$$r_p = \frac{B}{E} = \frac{\int r b \cos \varepsilon d\omega}{\int b \cos \varepsilon d\omega}. \quad (60)$$

В развернутой форме это равенство будет иметь вид:

$$r_p = \frac{r_0 \int_{\varepsilon=0}^{\pi/2} \int_{a=0}^{2\pi} f(\varepsilon, \varepsilon_0, a - a_0) \varphi(\varepsilon, a) \cos \varepsilon \sin \varepsilon d\varepsilon da}{\int_{\varepsilon=0}^{\pi/2} \int_{a=0}^{2\pi} \varphi(\varepsilon, a) \cos \varepsilon \sin \varepsilon d\varepsilon da}. \quad (61)$$

Для того чтобы получить выражение для альбедо в случае рассеянного освещения, аналогичное (53), необходимо рассчитать тот поток, который, поступая на поверхность O из направления ε, a , рассеивается этой поверхностью во всех направлениях. Обозначая сферические координаты отраженного луча через ε_1, a_1 , а соответствующий его направлению элемент телесного угла через $d\omega_1$, по аналогии с (49) пишем:

$$d\Phi = b r s \cos \varepsilon \cos \varepsilon_1 d\omega d\omega_1. \quad (62)$$

Весь поток Φ , рассеиваемый поверхностью s на полусферу

обратно за счет освещения от всех точек этой полусферы, будет выражен равенством

$$\Phi = s \int_{\omega_1} \int_{\omega} b r \cos \varepsilon \cos \varepsilon_1 d\omega_1 d\omega. \quad (63)$$

Поток Φ_0 , поступающий от полусферы на площадь s , будет sE_p , где E_p — рассеянная освещенность, выраженная равенством (59). Это дает формулу для альбеда A_p , соответствующего случаю рассеянного освещения:

$$A_p = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\int_{\omega_1} \int_{\omega} r b \cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon d\omega_1 d\omega}{\int_{\omega} b \cos \varepsilon d\omega}, \quad (64)$$

что может быть написано в развернутом виде аналогично (61).

Случай смешанного освещения, когда освещенность получается от Солнца и неба совместно, вообще говоря, полностью описывается формулами (60), (61) и (64), поскольку солнечный диск является лишь участком полусферы с особенно высоким значением яркости b . Однако для практических расчетов удобнее рассматривать *прямую освещенность* E_n , создаваемую солнечными лучами, и *рассеянную освещенность* E_p от небесного свода отдельно. В этом случае освещенность $E_c = E_n + E_p$ называют *суммарной*. Соответствующая ей яркость B_c отражающей поверхности может быть представлена в форме

$$B_c = B_n + B_p = rE_n + r_p E_p = r_c E_c,$$

где B_n и B_p — компоненты яркости, соответствующие двум формам освещенности, а r_c — коэффициент яркости для суммарного света. Введя обозначение:

$$k = \frac{E_p}{E_c},$$

можем представить последний в такой форме:

$$r_c = \frac{B_c}{E_c} = \frac{B_n + B_p}{E_n + E_p} = \frac{r + r_p k}{1 + k}. \quad (65)$$

Заметим, что для ортотропной поверхности $r = r_p = r_c$.

Понятие абсолютно белой поверхности позволяет ввести еще одну очень удобную для практики характеристику отражательной способности, которую мы назовем термином *светлота* и обозначим буквой r . Она представляет собою отношение яркости B рассеивающей свет матовой поверхности в данном направлении к яркости B_A абсолютно белой поверхности, находящейся точно в таких же условиях освещения:

$$r = \frac{B}{B_A}. \quad (66)$$

В отличие от коэффициента яркости светлота представляет собою величину отвлеченную; однако численно она пропорциональна величине r , причем если последняя отнесена к стерадиану как единице телесного угла, то будет иметь место соотношение

$$r = \pi r_c. \quad (67)$$

Поэтому во многих случаях термины «светлота» и «коэффициент яркости» принимают за синонимы; в частности, так построена и стандартная терминология, от которой мы здесь несколько отступили, разделив понятия величин r и r_c и приписав им различные наименования. Легко понять, что если для r принимать за единицу значение этой величины для абсолютно белой поверхности, то это соответствует тому, как если бы мы приняли за единицу телесного угла четверть сферы. Заметим еще, что для ортотропной поверхности светлота численно равна альбедо, что, с одной стороны, создает известные удобства, но, с другой, — ведет к нежелательной путанице и к тенденции смешивать эти две различные величины.

Получение величины r для поверхности некоторого небесного тела из наблюдений требует расчета угла i для измеряемых точек диска, что не всегда целесообразно или возможно. В тех случаях, когда такой расчет не произведен, довольствуются выражением результата в форме величины, которую некоторые авторы называют термином *яркостный фактор*, а мы здесь назовем термином *видимое альбедо* A_v . Она представляет собою отношение яркости B освещенной поверхности для данного направления к яркости B_{An} абсолютно белой поверхности, расположенной в той же точке пространства, но перпендикулярно к пучку освещающих параллельных лучей:

$$A_v = \frac{B}{B_{An}}. \quad (68)$$

Очевидно, что

$$A_v = r \cos i. \quad (69)$$

Все перечисленные выше величины, характеризующие отражательную способность с количественной стороны, могут относиться к различным спектральным участкам или фотометрическим системам. Если они отнесены ко всей энергии в целом, т. е. соответствуют результату измерения, выполненного неизбирательным приемником лучистого потока, то их отмечают прилагательным «энергетический». На практике значения альбеда, коэффициента яркости и светлоты чаще получают путем фотометрических наблюдений, выполненных с обычными избирательными приемниками лучистого потока, какими являются глаз, фотографическая пластинка, фотоэлемент. Это приводит к *визуальным*, *фотовизуальным*, *фотографическим* и *фотокрасным* значениям характеристик отра-

жательной способности вещества или тела. Наконец, методы спектрофотометрии позволяют получать значения этих характеристик, соответствующие весьма узким спектральным участкам, т. е. практически для монохроматических лучей. Такие значения принято называть *спектральными*. Чаще всего приходится иметь дело со спектральными значениями светлоты, поэтому остановимся на последних несколько подробнее.

Вырежем из спектра элементарную зону, ограниченную со стороны фиолетового конца длиной волны λ , а со стороны красного — длиной волны $\lambda + d\lambda$. Из общей яркости B рассеивающей свет матовой поверхности на эту зону приходится элементарная доля $dB_\lambda = b(\lambda) d\lambda$, где $b(\lambda)$ — спектральная интенсивность яркости, в абсолютной мере выражающая распределение энергии по спектру. Из яркости B_A абсолютно белой поверхности на ту же спектральную зону соответственно приходится доля $dB_{A\lambda} = b_A(\lambda) d\lambda$. Сохраняя для монохроматических лучей определение светлоты, выражаемое формулой (66), и обозначая спектральное значение светлоты на длине волны λ через $r(\lambda)$, пишем:

$$r(\lambda) = \frac{dB_\lambda}{dB_{A\lambda}} = \frac{b(\lambda)}{b_A(\lambda)}. \quad (70)$$

Необходимо напомнить, что величина $r(\lambda)$ не зависит от состава освещающего излучения и потому является характеристикой только отражающей поверхности. Иначе обстоит дело для значений светлоты (а также и других характеристик отражательной способности) в случае смешанной радиации широкого спектрального интервала: в этом случае значение r зависит не только от свойств поверхности, но и от спектрального состава освещающего потока лучистой энергии. Приведем соответствующие формулы.

Рассмотрим элементарный интервал спектра $\lambda, \lambda + d\lambda$. В нем содержится доля освещенности dE_λ , которая для случая наблюдения прибором, спектральная чувствительность которого выражается функцией $S(\lambda)$, будет равна $S(\lambda) e(\lambda) d\lambda$, где $e(\lambda)$ — функция, выражающая абсолютное распределение энергии в освещающем потоке радиации, называемая *спектральной интенсивностью освещенности*. Под влиянием освещенности dE_λ абсолютно белая поверхность получит яркость $dB_{A\lambda}$. Если обозначить спектральный коэффициент яркости этой поверхности через $r_A(\lambda)$ и вспомнить, что он для всех λ равен $1/\pi$, то можем написать:

$$dB_{A\lambda} = r_A(\lambda) dE_\lambda = \frac{1}{\pi} S(\lambda) e(\lambda) d\lambda.$$

Для получения яркости B_A абсолютно белой поверхности в сме-

шанном излучении необходимо выполнить интегрирование этого выражения по всему спектру, что дает:

$$B_A = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty S(\lambda) e(\lambda) d\lambda. \quad (71)$$

С другой стороны, спектральная яркость dB_λ данной поверхности через яркость $dB_{A\lambda}$ в силу равенства (70) выражается формулой

$$dB_\lambda = r(\lambda) dB_{A\lambda} = \frac{1}{\pi} r(\lambda) e(\lambda) S(\lambda) d\lambda,$$

что позволяет путем интегрирования получить яркость B в смешанном свете:

$$B = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty r(\lambda) S(\lambda) e(\lambda) d\lambda. \quad (72)$$

Из формул (71) и (72) получаем выражение, связывающее r с $r(\lambda)$:

$$r = \frac{B}{B_A} = \frac{\int_0^\infty r(\lambda) S(\lambda) e(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) e(\lambda) d\lambda}. \quad (73)$$

При вычислении r на практике входящие в это равенство интегралы получают либо графически, либо численно, например, используя формулу трапеций при достаточно частом интервале $\Delta\lambda$.

Представляет интерес вопрос о физическом смысле и возможностях практического использования результатов колориметрических измерений, выраженных в форме таких величин, как показатель цвета C , цветовая температура T_c и показатель желтизны D в случае рассеивающих свет тел и материалов. Вообще говоря, величины C и T_c характеризуют некоторое среднее значение градиента кривой $j(\lambda)$ распределения энергии по спектру для отражаемого небесным телом лучистого потока на участке спектра между длинами волн λ_1 и λ_2 . Величина D аналогичным образом характеризует градиент кривой спектральной отражательной способности $r(\lambda)$. Чем меньше разность $\lambda_2 - \lambda_1$, тем ближе этот средний градиент к действительному для точки спектра с длиной волны $\lambda = \frac{1}{2}(\lambda_2 + \lambda_1)$. В этом состоит физический смысл рассматриваемых колориметрических характеристик.

Для практики малые разности $\lambda_2 - \lambda_1$ невыгодны, так как приводят к малым и, следовательно, неточным значениям C и D .

Кроме того, для целей интерпретации обычно удобнее иметь данные, хотя бы качественно характеризующие ход кривой отражательной способности на широком спектральном интервале, чем значения градиента для какой-нибудь одной точки кривой. Но при большой разности $\lambda_2 - \lambda_1$ величины C и D дают лишь некоторое общее представление об изменении отражательной способности вещества или тела вдоль спектра. При пользовании ими следует иметь в виду то, что каждой спектральной кривой всегда соответствует только одно определенное значение данной цветовой характеристики, но обратное не имеет места, и некоторому значению цветового параметра соответствует бесконечное многообразие спектральных кривых. Однако, если такие кривые составляют одно семейство и каждая из кривых может быть определена одним параметром, то любая колориметрическая характеристика однозначно определяет всю кривую. Известный пример этому — излучение абсолютно черного тела, для которого распределение энергии по спектру выражается формулой Планка и потому однозначно характеризуется как температурой T , так и показателем цвета C . На этом, как известно, основано применение колориметрии для определения температуры звезд.

Возникает вопрос, в какой мере можно пользоваться цветовыми характеристиками в отношении излучения отражающих тел: планет, спутников, образцов земных горных пород и т. п. Оказывается, что если разность $\lambda_2 - \lambda_1$ не слишком велика (например, не выходит за пределы визуального участка спектра) и если кривая отражательной способности $r(\lambda)$ меняется на этом интервале монотонно (случай классов I, II и IV спектральной классификации отражающих материалов, приведенной в § 42), то колориметрические характеристики выражают спектральную отражательную способность достаточно полно. Это было весьма подробно показано еще Вильзингом и Шейнером, которые выполнили спектрофотометрическое исследование большого количества различных объектов и, пользуясь способом наименьших квадратов, подбирали для каждого объекта значение температуры T , при котором полученная из измерений спектральная кривая представляется формулой Планка лучше всего. Оказалось, что среднее квадратичное отклонение от данных этой формулы для Солнца, звезд, лунных объектов, планет и различных образцов горных пород получается примерно одинаковым. Впоследствии Н. А. Будникова промерила около 1000 образцов горных пород и в визуальном колориметре, поле сравнения которого изменялось соответственно окраске черного тела при различных температурах, и не встретила ни одного образца, цвет которого не мог быть приведен к равенству с полем прибора; то же получено другими наблюдателями для света Луны и планет.

Из сказанного следует, что применение к таким объектам, как планеты, спутники и большинство земных горных пород, получаемых колориметрическим путем характеристик C , T и D является безусловно обоснованным и целесообразным. С другой стороны, Н. П. Барабашев справедливо указал, что в тех случаях, когда ход кривой $r(\lambda)$ не является монотонным (как это, например, имеет место для зеленой растительности, составляющей III класс спектральной классификации), то цветовые характеристики перестают выражать особенности спектральной отражательной способности и потому применяться не должны.

§ 37. Геометрическое и иллюстративное альbedo; фотометрические диаметры малых тел

Напишем выражение для блеска E_{Π} планеты, вытекающее из формул (8) и (11) § 33:

$$E_{\Pi} = \pi \Gamma E_c \frac{\Delta_0^2 R^2}{\Delta^2 L^2} \varphi(\psi), \quad (74)$$

где E_c — солнечная освещенность для значения радиуса-вектора Δ_0 . Входящий в него множитель $\pi \Gamma$ определяет среднюю отражательную способность планеты в направлении на наблюдателя. Его называют *геометрическим альbedo* и обозначают через A_r (нередко также через p). Обозначая блеск планеты в направлении на Солнце, т. е. при $\psi = 0$, $\varphi(\psi) = 1$, через $E_{0\Pi}$, можем написать:

$$A_r = \pi \Gamma = \frac{E_{0\Pi} \Delta^2 L^2}{E_c \Delta_0^2 R^2}. \quad (75)$$

Это равенство позволяет выяснить фотометрический смысл величины A_r . Согласно формуле (9) произведение $E_{0\Pi} L^2$ представляет собой силу света $I_{0\Pi}$ планеты в направлении радиуса-вектора. Площадь проекции тела планеты на плоскости, перпендикулярной к последнему, равна πR^2 , а сила света, деленная на площадь, равна средней яркости $\bar{B}_{\Pi}$ диска планеты:

$$\bar{B}_{\Pi} = \frac{I_{0\Pi}}{s} = \frac{E_{0\Pi} L^2}{\pi R^2}. \quad (76)$$

С другой стороны, отношение E/π , в нашем случае равное $E_c \Delta_0^2 / \pi \Delta^2$, в силу формул (42) и (39) представляет собою яркость B_A абсолютно белого экрана, расположенного на расстоянии планеты перпендикулярно к солнечным лучам. Поэтому равенство (75) можем представить так:

$$A_r = \frac{E_{0\Pi} L^2}{\pi R^2} \frac{\pi \Delta^2}{E_c \Delta_0^2} = \frac{\bar{B}_{\Pi}}{B_A}. \quad (77)$$

Таким образом, геометрическое альbedo представляет собою отношение средней яркости диска планеты при полной фазе к яркости расположенной в той же точке пространства нормально к солнечным лучам абсолютно белой поверхности. Эта величина удобна тем, что ее сравнительно просто получать из наблюдений. Действительно, логарифмируя формулу (75), принимая Δ_0 за единицу, обозначив звездную величину Солнца для расстояния $\Delta_0 = 1$ через m_c и вспомнив равенство (1), находим:

$$\lg A_r = 0,4 (m_c - m_{0n}) + 2 \lg \frac{L\Delta}{R}, \quad (78)$$

что позволяет легко получить выражения для A_r через постоянную m_0 :

$$\lg A_r = 0,4 (m_c - m_0) + 2 \lg \frac{a(a-1)}{R}, \quad (79)$$

а также и через абсолютную величину g :

$$\lg A_r = 0,4 (m_c - g) - 2 \lg R, \quad (80)$$

где R должно быть выражено в астрономических единицах. С другой стороны,

$$\frac{R}{L} = \sin \delta = \delta'' \sin 1''.$$

Поэтому, замечая, что в равенстве (80) положено $L = 1$, можем написать выражение для геометрического альbedo еще так:

$$\begin{aligned} \lg A_r &= 0,4 (m_c - g) - 2 \lg \sin 1'' - 2 \lg \delta'' = \\ &= 10,6289 + 0,4 (m_c - g) - 2 \lg \delta_1'', \end{aligned} \quad (81)$$

где δ_1'' — выраженный в угловых секундах угловой полудиаметр диска сферического тела для расстояния в 1 а. е.

Затруднения в вычислении A_r создаются тем, что значения m_c нам известны с недостаточной точностью. Дело в том, что определение звездной величины Солнца связано с перекрытием интервала блеска в 27 величин, что требует применения сильно ослабляющих оптических систем, коэффициент ослабления которых находится недостаточно надежно. Одним из пионеров в этой крайне трудной области фотометрических измерений был известный русский фотометрист В. К. Цераский. За последнее время у нас этим занимались Е. К. Никонова, наблюдавшая с фотоэлектрической установкой в фотовизуальной системе, и З. В. Карягина, применившая визуальный фотометр. В общем для визуальной системы имеется достаточное количество определений. Их сводки, переработки и вероятнейшие средние значения опубликовывались неоднократно. Наиболее употребительны: среднее значение Рессела, равное $-26^m,72 \pm 0,04$ и отнесенное к Гарвардской системе, и число $-26^m,84 \pm 0,04$, выведенное позднее Кей-

пером. Здесь мы приводим последнюю по времени сводку, составленную З. В. Карягиной (табл. 34):

Таблица 34

Автор	Год	m_c
Цельнер	1865	—26,69
Фабри	1903	—26,96
Цераский	1905	—26,56
Пиккеринг	1910	—26,90
Кинг	1912	—26,50
Бирк	1919	—26,79
Петтит	1928	—26,94
Вулли	1942	—26,96
Никонова	1946	—26,69
Карягина	1952	—26,76
Простое среднее . . .		—26,78
Весовое среднее . . .		—26,77
		$\pm 0^m,05$

Числа эти отнесены к международной фотовизуальной системе, причем некоторые из них, как, например, данные Бирка, Кинга и Петтита, непосредственно измерялись в других системах.

Таким образом, даже для фотовизуальной области спектра значение m_c известно со средней погрешностью $\pm 0^m,05$. Еще хуже обстоит дело для фотографической системы величин, где имеются только три значения m_c : два фотографических (Кинг $-25^m,83$, Бирк $-26^m,12$) и одно фотоэлектрическое (Кальдер $-25^m,53$), а при работе в других участках наблюдатель неизменно наталкивается на полное отсутствие прямых определений.

Получение геометрического альbedo, осуществляемое по формулам (79), (80) или (81), требует, чтобы был известен линейный или угловой полудиаметр небесного тела. Поэтому определение A_r для спутников и малых планет, как правило, невозможно, а для больших планет оно не обладает желательной точностью прежде всего из-за неточности значений δ_1'' . В табл. 27 (стр. 264) приведены значения A_r больших планет, вычисленные с двумя системами значений δ_1'' , из которых одна дана Ресселом в его известной сводке по фотометрии планет, а вторая, заимствованная из работы Штумпфа, использует значения δ_1'' , полученные Рабе с поправками согласно теории контрастов, разработанной Кюлем. К материалам таблицы сделаем еще следующие замечания. Для Сатурна значение A_r соответствует условиям исчезновения кольца, т. е. $D=0$. Вопрос о геометрическом альbedo Нептуна недавно был пересмотрен Кейпером на основании нового значения $m_0 = 7^m,95$, полученного фотоэлектрическим путем и отнесенного к международной фотовизуальной системе, и нового значения $\delta_1'' = 1'',02$, полученного с дисковым микрометром. Отличия новых данных от старых

оказали влияние в противоположных направлениях, в результате чего новое значение A_r оказалось равным 0,49, т. е. точно таким же, что и в старой сводке Рессела.

В области малых планет получение геометрического альбедо возможно только для четырех главных астероидов, значения δ_1 которых были определены Барнардом. Соответствующий материал приводится в табл. 35.

Таблица 35

Название астероида	δ_1	Рессел			Штумпф	
		m_0	g	A_r	m_0	A_r
Церера	0,53	7,15	3,70	0,10	7,4	0,08
Паллада	0,34	7,84	4,38	0,13	8,0	0,11
Юнона	0,14	8,95	5,74	0,22	8,7	0,29
Веста	0,27	6,04	3,50	0,48	6,5	0,31
Среднее				0,23		0,20

Из спутников надежное значение A_r имеем только для Луны, поскольку значения δ_1 для спутников других планет либо вовсе неизвестны, либо определены весьма приближенно. Имеющийся материал сведен в табл. 36 (стр. 301).

Значения A_r для всех типов членов солнечной системы также сведены в табл. 36. Просматривая последнюю, мы замечаем, что значения A_r заключаются в интервале от 0,1 до 0,5. Самым темным объектом в солнечной системе оказывается Меркурий, для которого $A_r=0,08$, самыми светлыми—Венера и Нептун, у которых $A_r=0,49$. Различные типы земных ландшафтов не только укладываются в такой интервал, но и превосходят его, поскольку для них встречаются значения g от 0,04 до 0,9. Вопреки ожиданию, интервал значений A_r для малых тел (спутники и астероиды) оказывается примерно таким же, что и для больших планет.

Как количественная характеристика отражательной способности, геометрическое альбедо является величиной искусственной и условной. Это вытекает из того, что при его определении средняя яркость полушария, для разных зон которого различны углы падения лучей, а с ними и значения освещенности, сопоставляется с яркостью плоского диска, освещенность всех точек которого одинакова. Благодаря этому обстоятельству величину A_r нельзя непосредственно сопоставлять со светлотой, измеренной для обычных плоских земных образцов. Наглядной иллюстрацией к этому может служить тот факт, что для тела с абсолютно белой поверхностью геометрическое альбедо составляет $2/3$ (вместо единицы), что непосредственно вытекает из формулы (89), которая будет выведена ниже.

Таблица 36

Сводка определений геометрического и сферического альбедо

Название объекта	Рессел			Штумпф			
	A_r	q	A_c	A_r	γ	q	A_c
Меркурий	0,164	0,42	0,069	0,156	0,0368	0,404	0,063
Меркурий	0,077	0,74	0,055	—	—	—	—
Венера	0,492	1,20	0,59	0,488	0,0132	1,198	0,585
Земля	0,37	1,20	0,45	—	—	—	0,401*)
Марс	0,139	1,11	0,154	0,140	0,0149	1,108	0,155
Юпитер	0,375	1,5	0,56	0,375	0,015	1,103	0,414
Сатурн	0,420	1,5	0,63	0,448	0,017	1,006	0,451
Уран	0,42	1,5	0,63	—	—	—	—
Нептун	0,49	1,5	0,73	—	—	—	—
Церера	0,10	0,55	0,06	0,081	0,043	0,304	0,025
Паллада	0,13	0,55	0,07	0,114	0,038	0,382	0,044
Юнона	0,22	0,55	0,12	0,293	0,030	0,553	0,162
Веста	0,48	0,55	0,26	0,311	0,022	0,799	0,248
Луна	0,105	0,694	0,073	0,105	0,025	0,696	0,073
Ио	0,46	1,5	0,69	0,355	0,016	1,053	0,374
Европа	0,51	1,5	0,76	0,426	0,019	0,917	0,391
Ганимед	0,30	1,5	0,45	0,264	0,023	0,763	0,201
Каллисто	0,11	1,5	0,16	0,108	0,046	0,265	0,029
Титан	0,33	1,5	0,50	—	—	—	—

*) По данным Н. С. Орловой.

В качестве величины, допускающей прямое сравнение со значениями светлоты g , измеренной в лаборатории, была предложена другая величина, получившая название *иллюстративное альбедо* и обозначение $A_{и}$. Она представляет собою отношение средней яркости $\bar{B}_{оп}$ диска светила при $\psi=0$ к той средней яркости $\bar{B}_A$, которая имела бы место, если бы вся поверхность тела была абсолютно белой:

$$A_{и} = \frac{\bar{B}_{оп}}{\bar{B}_A} \quad (82)$$

Поскольку блеск пропорционален средней яркости, иллюстративное альбедо можно еще определить и как отношение блеска $E_{оп}$ планеты при $\psi=0$ к блеску E_A тела того же размера и той же формы, помещенного в той же точке пространства, но имеющего абсолютно белую поверхность:

$$A_{и} = \frac{E_{оп}}{E_A} \quad (83)$$

Очевидно, что в случае альbedo, определяемого такими соотношениями, сопоставление отражательной способности поверхности тела с абсолютно белой поверхностью осуществляется при строго одинаковых условиях освещения, а потому получаемый результат можно сравнивать со значениями светлоты, полученными лабораторным путем. Легко понять, что для ортотропной поверхности иллюстративное альbedo численно равно как светлоте, так и плоскому альbedo. Что касается до практики нахождения A_n , то она не требует каких-либо новых данных, поскольку между A_n и A_r существует простая пропорциональность. Докажем это.

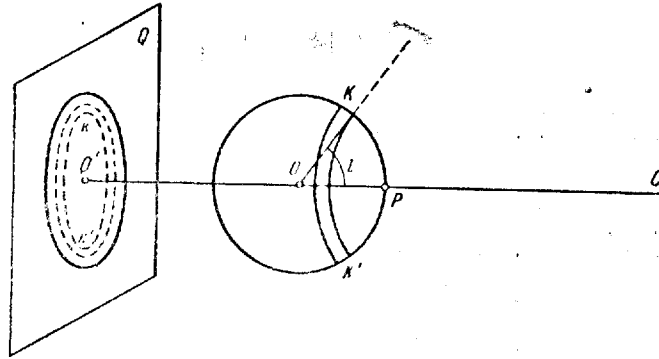


Рис. 66. Расчет средней яркости диска.

Пусть O (рис. 66)—центр шарообразного абсолютно белого небесного тела, радиус которого равен R , OC —направление радиуса-вектора и P —подсолнечная точка. Солнечную освещенность на нормальной к лучам плоскости обозначим через E . Рассматриваем на поверхности тела элементарный шаровой пояс KK' , ограниченный малыми кругами, отстоящими от точки P на угловые расстояния i и $i+di$. Его площадь ds равна $2\pi R^2 \sin i di$, а ортогографическая проекция $kk'=ds'$ этой площади на плоскость Q , перпендикулярную к OC , выражается равенством

$$ds' = ds \cos i = 2\pi R^2 \sin i \cos i di. \quad (84)$$

Яркость B_A в зоне KK' будет:

$$B_A = \frac{1}{\pi} E \cos i, \quad (85)$$

а сила света dI этой зоны в направлении, параллельном OC , выражается равенством

$$dI = 2R^2 E \sin i \cos^2 i di. \quad (86)$$

Сила света всего освещенного полушария в направлении OC

легко находится интегрированием этого выражения по полушфере:

$$I = 2R^2 E \int_0^{\pi/2} \sin i \cos^2 i di = \frac{2}{3} R^2 E. \quad (87)$$

Средняя яркость абсолютно белой полушферы получается делением силы света на площадь сечения $s = \pi R^2$:

$$\bar{B}_A = \frac{I}{s} = \frac{2}{3} \frac{E}{\pi}. \quad (88)$$

Такова та средняя яркость, на которую делится средняя яркость $\bar{B}_{оп}$ блеска планеты при вычислении A_n . Сопоставляя ее с яркостью плоского абсолютно белого экрана $B_A = \frac{1}{\pi} E$, по отношению к которой берется геометрическое альbedo, получаем:

$$A_n = \frac{3}{2} A_r. \quad (89)$$

Заметим, что величины A_r и A_n , как правило, меняются вдоль спектра, что объективно выражает цвет планеты, о чем уже говорилось в § 36. В частности, измерения в фотографической световой системе приводят к фотографическим значениям альbedo $A_{фг}$, равно как измерения в визуальной и фотовизуальной системах дают визуальные значения альbedo $A_{вг}$. Легко показать, что

$$D = -2,5 \lg \frac{A_{фг}}{A_{вг}} = -2,5 \lg \frac{A_{фи}}{A_{ви}}, \quad (90)$$

где D —введенный в § 35 показатель желтизны. Действительно, написав для двух световых систем равенства (75):

$$A_{фг} = \frac{E_{фп}}{E_{фс}} \frac{\Delta^2 L^2}{\Delta_0^2 R^2}, \quad A_{вг} = \frac{E_{вп}}{E_{вс}} \frac{\Delta^2 L^2}{\Delta_0^2 R^2},$$

и разделив их одно на другое, получим:

$$\frac{A_{фг}}{A_{вг}} = \frac{E_{фп} E_{вс}}{E_{вп} E_{фс}},$$

откуда следует:

$$-2,5 \lg \frac{A_{фг}}{A_{вг}} = -2,5 \lg \frac{E_{фп}}{E_{вп}} + 2,5 \lg \frac{E_{фс}}{E_{вс}} = C_n - C_c = D. \quad (91)$$

Таким образом, показатель желтизны представляет собою выраженное в логарифмической форме звездных величин отношение фотографического альbedo к визуальному.

Формулы (75), (80) и (84), выражающие зависимость между блеском, геометрическим альbedo и радиусом светила, можно использовать для решения задачи, обратной по отношению к

той, для которой мы их использовали до сих пор. Именно, задаваясь некоторым вероятным значением A_r , можно вычислять размеры небесного тела в тех случаях, когда угловой поперечник лежит ниже порога разрешения современных телескопов и потому диск неразличим. Этим путем оценивают размеры для астероидов и спутников.

Из формулы (80) легко получаем:

$$\lg R = 0,2m_c - 0,2g - 0,5 \lg A_r = N - 0,2g. \quad (92)$$

Для расчета фотометрических радиусов астероидов условились принимать в визуальной системе $A_r = 0,24$, что представляет собою среднее значение A_r по тем четырем малым планетам, у которых диски достаточны для измерения. Исходя из известного значения R для Марса, находят значение константы N , в результате чего получают:

$$\lg R = 3,3135 - 0,2g, \quad (93)$$

где R выражено в километрах.

На основе этой формулы выполнены многочисленные статистические работы. Так, по подсчетам Н. С. Самойловой, 1565 малых планет, зарегистрированных к 1950 г., распределены по интервалам полу диаметров R следующим образом:

Интервал R , км	Число астероидов
0—20	668
21—40	539
41—60	210
61—80	85
81—100	30
101—120	18
>120	15
	1565

Если считать астероиды сферическими, то по радиусам легко находить их объемы. Последние принято относить к объему Весты как единице, причем для Весты берут $R_v = 417$ км. Суммарный объем астероидов в таких единицах получается по формуле

$$v = \frac{1}{R_v^3} \sum R^3 = 137,9 \cdot 10^{-10} \sum R^3.$$

Значение v для 1565 астероидов составляет 4,20, что соответствует объему шара радиусом 673 км. Если принять, что средняя плотность астероидов равна средней плотности Земли ($5,5 \text{ г/см}^3$), то суммарная «фотометрическая» масса всех известных астероидов составляет только $1/_{847}$ массы Земли.

Позднее Б. Ю. Левин обратил внимание на то, что для четырех главных астероидов формула (93) даст преувеличенные значения R . На основании пересмотра вопроса он пришел к заключению, что при $A_r = 0,24$ для константы N формулы (92) вместо значения 3,3135 следует принимать $N = 3,140$. Это несколько изменяет данные о распределении и суммарном объеме, поскольку прежние значения R оказываются преувеличенными в 1,49 раза. При новом значении N число астероидов с радиусами, превосходящими 120 км, оказывается уже не 15, а только шесть, суммарный объем всех астероидов выражается в единицах объема Весты числом 5,65, причем четыре главных астероида (Церера, Паллада, Юнона и Веста) составляют от него 64%. В абсолютных единицах объем оказывается равным $5,2 \cdot 10 \text{ км}^3$, что соответствует шару радиусом 498 км. Средняя плотность столь малых тел, как астероиды, по Левину, должна быть меньше, чем для большой Земли. Принимая ее равной 3 г/см^3 , получаем суммарную массу астероидов равной $1/_{3850}$ массы Земли.

Расчет полу диаметров с одинаковым для всех астероидов условным значением A_r представляет собою решение задачи только в первом приближении. Неоднократно делались попытки хотя бы грубо оценивать действительные значения A_r , например при помощи намечающейся корреляции между этим параметром и фазовым коэффициентом γ . Штумпф после ряда проб остановился на соотношении

$$\lg A_r = -22,78\gamma,$$

которому соответствует коэффициент корреляции 0,95. Из этого вытекает нижеследующее выражение для R (в километрах):

$$\lg R = 8,1746 + 0,2(m_c - g) + 11,39\gamma. \quad (94)$$

Однако значения γ в настоящее время известны всего лишь для 20—30 астероидов, что в значительной мере обесценивает формулы такого типа.

§ 38. Сферическое альbedo

С физической точки зрения наиболее ценным выражением отражательной способности поверхности небесного тела в целом является так называемое *сферическое альbedo* A_c , иногда называемое также *альbedo Бонда*. Под этим термином понимают отношение лучистого потока Φ , рассеянного всей освещенной частью поверхности тела во всех направлениях, к лучистому потоку Φ_0 , падающему на поверхность тела:

$$A_c = \frac{\Phi}{\Phi_0}. \quad (95)$$

Таким образом, альbedo A_c выражает долю солнечной энергии (или света), отражаемую поверхностью тела обратно в мировое пространство, в то время как доля $1 - A_c$ поглощается и превращается в тепло или иные формы энергии.

Рассмотрим случай небесного тела шарообразной формы, имеющего радиус R и находящегося на расстоянии Δ от Солнца.

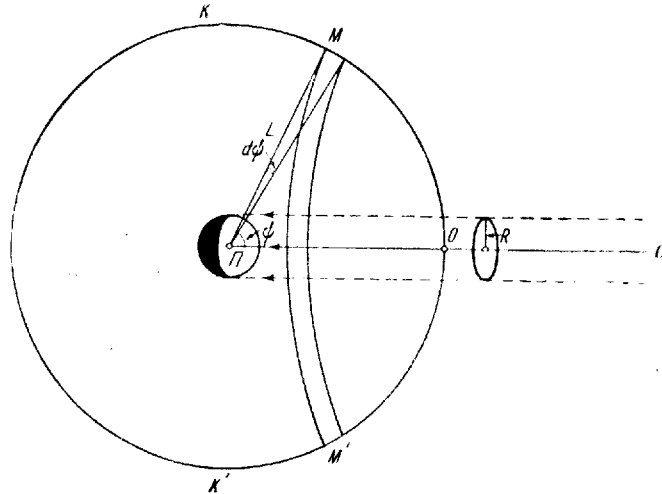


Рис. 67. Расчет сферического альbedo. Площадка с радиусом R определяет площадь сечения пучка параллельных лучей, освещающих полушарие планеты.

Поскольку лучистый поток равен произведению освещенности E на площадь s пучка лучей, для потока Φ_0 , перехватываемого освещенным полушарием планеты, будем иметь:

$$\Phi_0 = sE = \pi R^2 \frac{E_c}{\Delta^2}, \quad (96)$$

где E_c — солнечная освещенность на расстоянии, равном единице.

Построим (рис. 67) вокруг центра O планеты сферу KK' с произвольным радиусом OM и возьмем на ней систему сферических координат с полюсом в точке O пересечения поверхности сферы с радиусом-вектором планеты. Очевидно, что полярное расстояние OM в этом случае будет равно фазовому углу ϕ . Рассмотрим на сфере кольцевую зону MM' , ограниченную параллелями с полярными расстояниями ϕ и $\phi + d\phi$. Ее площадь ds , равная $2\pi R^2 \sin \phi d\phi$, получает за счет отражаемого от планеты лучистого потока освещенность E_n , выражаемую формулами (8) и (11) § 33. Поскольку поток равен произведению освещенности на площадь, для потока $d\Phi$, приходящегося на

зону MM' , можно написать:

$$d\Phi = E_n ds = 2\pi^2 \Gamma E_c \frac{R^2}{\Delta^2} \varphi(\phi) \sin \phi d\phi.$$

Весь поток Φ , рассеиваемый освещенным полушарием планеты, получится интегрированием этого выражения по всей поверхности сферы KK' , т. е. в пределах от 0 до π :

$$\Phi = 2\pi^2 \Gamma E_c \frac{R^2}{\Delta^2} \int_0^\pi \varphi(\phi) \sin \phi d\phi. \quad (97)$$

Разделив это выражение на значение падающего потока Φ_0 , выражаемого равенством (96), окончательно получим:

$$A_c = \pi \Gamma \cdot 2 \int_0^\pi \varphi(\phi) \sin \phi d\phi. \quad (98)$$

Введем обозначение:

$$q = 2 \int_0^\pi \varphi(\phi) \sin \phi d\phi, \quad (99)$$

и назовем эту величину *фазовым интегралом*. Принимая во внимание обозначение (75), перепишем формулу (98) так:

$$A_c = q A_r. \quad (100)$$

Таким образом, сферическое альbedo равно геометрическому альbedo, умноженному на фазовый интеграл.

В случае асферического тела (например, сфероида) создаваемая им освещенность E_n будет меняться не только с углом ϕ , но и с азимутом той плоскости MPO , в которой лежит отражаемый луч, что происходит прежде всего вследствие изменения площади s проекции тела с направлением, а также потому, что функция $\varphi(\phi)$ будет для разных плоскостей различна. Падающий поток Φ_0 , выражаемый формулой (96), будет зависеть от ориентировки тела по отношению к направлению PS потока солнечных лучей, так как от этого зависит площадь s . Однако детальное рассмотрение этого вопроса не представляет большого интереса вследствие того, что те небесные тела, для которых фазовая функция может быть изучена на практике (Луна, Меркурий, Венера, Марс), обладают ничтожным сжатием, а для сфероидальных планет юпитеровой группы фазовая функция неизвестна. Заметим, что изменение освещенности E_n с азимутом плоскости MPO имеет место и для шарообразных планет, по крайней мере, в случае наличия на поверхности последних участков с различной отражательной способностью. Например,

дает:

$$B = r(z, l, \psi) E_0 \cos i.$$

Отсюда для dI имеем выражение

$$dI = r(z, l, \psi) E_0 R^2 \sin^3 z \cos l \cos(l - \psi) dz dl.$$

Полная сила света I в заданном направлении получается путем интегрирования этого выражения в пределах освещенной части видимого диска, т. е. двуугольника, ограниченного с одной стороны лимбом, а с другой — терминатором. Это дает:

$$I = R^2 E_0 \left\{ \cos \psi \int_{l=\psi-\frac{\pi}{2}}^{+\pi/2} \int_{z=0}^{\pi} r(z, l, \psi) \sin^3 z \cos^2 l dz dl + \right. \\ \left. + \sin \psi \int_{l=\psi-\frac{\pi}{2}}^{+\pi/2} \int_{z=0}^{\pi} r(z, l, \psi) \sin^3 z \cos l \sin l dz dl \right\}. \quad (106)$$

Обозначив значение I при $\psi = 0$ через I_0 , найдем и интересующую нас фазовую кривую:

$$\varphi(\psi) = \frac{I}{I_0}.$$

В случае ортотропной поверхности $r = \text{const}$ и потому интегрирование дает:

$$\varphi(\psi) = \frac{1}{\pi} [\sin \psi + (\pi - \psi) \cos \psi], \quad (107)$$

что приводит к значению фазового интеграла $q = \frac{3}{2}$.

Опубликованы также расчеты для так называемого закона Ломмеля — Зеелигера, о котором подробнее речь будет идти ниже и который соответствует такому выражению для коэффициента яркости:

$$r = \frac{c}{\cos i + \cos \varepsilon}, \quad (108)$$

где c — постоянная. В этом случае получаем:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(\psi) &= 1 - \sin \frac{\psi}{2} \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} \ln \operatorname{ctg} \frac{\psi}{4}, \\ q &= \frac{16}{3} (1 - \ln 2) = 1,6366. \end{aligned} \right\} \quad (109)$$

Для «закона Эйлера» имеем:

$$r = c \sec \varepsilon, \quad (110)$$

откуда следует:

$$\varphi(\psi) = \cos^2 \frac{\psi}{2}; \quad q = 2. \quad (111)$$

Целльнер теоретически изучал кривую фазы для кругового цилиндра, ось которого перпендикулярна к направлению на Солнце и на наблюдателя. Оказалось, что при гладкой ортотропной поверхности фазовая кривая получается такой же, как и для ортотропного шара, т. е. выражается формулой (107). Если же цилиндр покрыт бороздами, параллельными его образующей, то результат зависит от угла наклона склонов борозд. Дальнейшую разработку этой проблемы мы находим в работе В. Г. Рийвеса, который изучал случай цилиндра, покрытого бороздами, с плоским дном, а также борозд, разделенных гладкими промежутками. Результаты этого исследования позволили сделать ряд интересных заключений о соотношении между фазовым коэффициентом γ и степенью изрытости поверхности объекта.

Теоретические исследования описанного профиля не решают, однако, проблемы получения истинного значения сферического альбедо, поскольку реальная поверхность всякого небесного тела будет сильно отличаться от принятой для расчетов упрощенной модели. Это заставляет обращаться к различного рода эмпирически установленным соотношениям.

Рессел обратил внимание на то обстоятельство, что отношение значения фазового интеграла q к значению $\varphi(50^\circ)$ фазовой функции при угле фазы $\psi = 50^\circ$ оказывается практически одинаковым как для теоретических кривых, выражаемых формулами (107), (109) и (111), так и для эмпирически известных кривых $\varphi(\psi)$, представленных в табл. 28 и 29 (§ 34), и равным 2,20. Это приводит к такой формуле для вычисления A_c :

$$A_c = 2,20 A_r \varphi(50^\circ). \quad (112)$$

Ценность этой формулы в том, что значение $\varphi(50^\circ)$ легко может быть получено путем экстраполяции по известному фазовому коэффициенту γ , причем для Марса и астероидов полученный результат будет достаточно надежным. Замечая, что

$$\varphi(50^\circ) = \frac{E(50^\circ)}{E(0^\circ)} = \frac{10^{-0,4(m_0+50\gamma)}}{10^{-0,4m_0}} = 10^{-20\gamma},$$

для расчета q получаем следующую простую формулу:

$$\lg q = 0,3424 - 20\gamma. \quad (113)$$

Из других эмпирических соотношений отметим равенство, найденное Штумпфом:

$$q = \frac{0,0158}{\gamma}. \quad (114)$$

поверхность покрывается белой матовой краской. Испытуемый образец, например небольшой шарик *II*, сделанный из того или иного материала и имитирующий собою планету, помещается в центре большого шара. Через отверстие *D*₁ на него направляется пучок параллельных лучей от коллиматора *K*. Последний состоит из лампы накаливания *L* с точечным световым телом и объектива *O*. Поскольку лампа находится в главном фокусе последнего, из коллиматора выходит пучок параллельных лучей, сечение которого должно точно соответствовать размерам образца *II*, так как последний обязательно должен быть освещен полностью и в то же время ни один луч не должен проходить мимо.

Рассеивая свет во всех направлениях, освещенное полушарие *a* шарика *II* освещает внутреннюю поверхность большого шара *III*. Некоторый луч *ab*, упавший на последнюю в какой-нибудь точке *b*, опять рассеивается во все стороны белой матовой краской и дает дополнительное освещение остальной поверхности. Таким образом, всякий участок внутренней стенки шара *III* получает свет двух типов: во-первых, лучи, прямо поступающие от образца *II* и дающие освещенность $E_{\text{п}}$, и, во-вторых, лучи, рассеянные остальными участками и создающие освещенность, которую мы обозначим через $E_{\text{р}}$. В теории шарового фотометра, впервые разработанной Ульбрихтом, доказывается, что этот компонент $E_{\text{р}}$ будет одинаковым для всех точек поверхности шара и пропорциональным световому потоку Φ , вступающему в шар:

$$E_{\text{р}} = \frac{A}{4\pi R^2(1-A)} \Phi = k\Phi. \quad (116)$$

Здесь A —альбеда стенок шара, R —радиус последнего.

Для измерения освещенности $E_{\text{р}}$ в стенке шара сделано второе отверстие *D*₂, сквозь которое при помощи фотометра Φ той или иной системы измеряется яркость B стенки шара в области *г*. Так как нам нужен только рассеянный компонент $E_{\text{р}}$, то от прямых лучей образца *II* участок *г* заслонен специальным экраном *Э*, тоже выкрашенным в белый цвет.

Яркость освещенной матовой поверхности пропорциональна ее освещенности. Поэтому измерение альбеда выполняется следующим образом. Сначала образец *II* удаляется, и пучок лучей от коллиматора *K* направляется прямо на стенку шара *III* в точке *в*, а экран *Э* перемещается в положение *Э*₁, закрывая область *г* от участка *в*. Если обозначить световой поток, даваемый коллиматором, через Φ_0 , то яркость B_0 участка *г*, измеряемая при таких условиях, будет:

$$B_0 = k\Phi_0, \quad (117)$$

где k —постоянная прибора. Затем образец *II* ставится на свое место, и внутренность шара *III* освещается отраженным им световым потоком Φ . Если искомое альбеда образца есть A_c , то этот

поток будет равен $A_c \Phi_0$. Поэтому яркость B , измеренная в этом случае, будет:

$$B = k\Phi = kA_c\Phi_0. \quad (118)$$

Отсюда альбеда A_c легко находится как отношение яркостей при первом и втором измерении:

$$A_c = \frac{B}{B_0}. \quad (119)$$

Конечно, такому измерению можно подвергать образцы не только шаровой, но и иной формы. Например, образец можно изготовить в виде плоского диска и, поставив этот диск на место шарика *II*, найти плоское альбеда.

Установки, основанные на описанном принципе, часто называют *альбедометрами*. К их числу относятся альбедометр, построенный В. Г. Фесенковым, в котором образец любой формы помещается внутри шара, как это было описано выше, и так называемый шар *Тэйлора*, приставляемый к находящейся вне его поверхности и позволяющий измерять только плоское альбеда последней. Техника измерения плоского альбеда естественных покровов земной поверхности в полевых условиях разработана Н. Н. Калитиным. Но если в отношении определений плоского альбеда кое-что было сделано, то по сферическому альбеда земных образцов и материалов мы пока не имеем почти ничего.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VI

§ 32—33

- Барабашев Н. И., Исследование физических условий на Луне и планетах, Изд. Харьковск. ун-та, 1952.
 Шаронов В. В., Фотометрическое исследование природы планет и спутников, Успехи Астрон. наук 6, 184—189, 1954.
 Müller G., Die Photometrie der Gestirne, Leipzig, 1897.
 Zöllner J., Photometrische Untersuchungen, Leipzig, 1865.

§ 34

- Балановский М. А., Тихов Г. А. и Фаас В. А., Наблюдения фотографической яркости Эроса, Цирк. Главн. астрон. обсерв. 1, 22—27, 1932.
 Белявский С. И., Определение фотографических величин малых планет, Цирк. Главн. астрон. обсерв., 10, 17—20, 1934.
 Васильяновская О. П., О наблюдениях малой планеты Веста, Бюлл. Сталинабадск. обсерв. 4, 28—31, 1952.
 Всехсвятский С. К. и Филиппов Ю. В., Об изменении блеска астероидов, Астрон. журн. 12, № 5, 434—439, 1935.
 Дейч А. Н., Фотографическая фотометрия некоторых малых планет, Цирк. Главн. астрон. обсерв., 12, 14—20, 1934; 25, 32—37, 1939.
 Дейч А. Н., О системе звездных величин малых планет и их колор-индексах, Астрон. журн. 12, № 2, 145—151, 1935.

- Моисеенко Е. А., Фотометрия спутников Юпитера, Научн. Бюлл. Ленингр. ун-та 33, 7—8, 1955.
- Орлова Н. С., Некоторые соображения об эффективности инструментов и методов для фотографической фотометрии малых планет, Учен. зап. Ленингр. ун-та 31, 116—122, 1939.
- Орлова Н. С., Опыт исследования отражательной способности планеты Земли, Учен. зап. Ленингр. ун-та 82, 86—98, 1941.
- Паренато П. П., О яркости Урана, Русск. Астрон. журн. 4, № 3, 191—201, 1927.
- Путилин И. И., Инструкция для наблюдений малых планет, Изд. АН СССР, 1950.
- Суслов А. К., Новое определение световой лунной постоянной, Бюлл. Сталинабадск. обсерв. 2, 24—25, 1951.
- Цесевич В. П., Причины изменения яркости Эроса, Мирозведение 21, № 6, 17—21, 1932.
- Цесевич В. П. и Полищенко И. Е., О блеске малых планет, Изв. АН Казахск. ССР 90, 53—61, 1950.
- Шаронов В. В., Абсолютные измерения освещенности от Луны при разных фазах, Астрон. журн. 11, № 3, 225—231, 1934.
- Шаронов В. В., Освещенность в лунные ночи, Астрон. журн. 20, № 1, 21—33, 1943.
- Becker W., Über Helligkeitsschwankungen der Planeten Mars, Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun und damit zusammenhängende Erscheinungen, Sitz-Ber. Preuss. Akad. Wiss. 28, 839—859, 1933.
- Calder W., Photoelectric photometry of asteroids, Harvard Obs. Bull. 904, 1936.
- Danjon A., Magnitude et albedo visuels de la planete Mercure, CR Acad. Paris 230, 1011, 1950; 238, 1371—1372, 1954; Bull. Astron. 15, 105, 1950.
- Documents pour l'etude physique des petites planetes, Docum. des observateurs 5, 1952 и следующие тома.
- Giclas H., Photoelectric magnitudes and color of Uranus, Astron. Journ. 59, 128—131, 1954.
- Green W., Asteroid photometry, Publ. ASS 8, 113—114, 1935.
- Groenevald I., Kuiper G., Schatzel A., Ahmad I., Photometric studies of asteroids, Astrophys. Journ. 120, 200—220; 529—546; 547—550; 551—559, 1954.
- Günter O., Der Rotationslichtwechsel des Neptun, Astron. Nachr. 282, 1—14; 247—251, 1955.
- King E., Photovisual magnitudes of stars and planets, Harvard Obs. Annals 81, 4, 201—205, 1919.
- King E., Revised magnitudes and color indices of planets, Harvard Obs. Annals 85, 4, 63—71, 1923.
- Müller G., Helligkeitsbestimmungen der grossen Planeten und einiger Asteroiden, Publ. Obs. Potsdam 30, 355, 1893.
- Russell H., On the light-variations of asteroids, Astrophys. Journ. 24, 1, 1906.
- Russell H., The stellar magnitudes of the Sun, planets and their satellites, Astrophys. Journ. 43, 103—129, 1916.
- Rougier G., Photometrie photoelectrique global de la Lune, Annals Obs. Strashbourg, T. II, f. 3, 205—333, 1933; T. III, f. 5, 257—282, 1937; CR Acad. Paris 202, 463—465, 1936; Journ. de Phys. (7), 7, 156—157, 1936.
- Walker M. and Hardie R., A photometric determination of the rotation period of Pluto, Publ. Astr. Soc. Pacific 67, 397, 224—231, 1955.

§ 35

- Дейч А. Н., Фотометрия непрерывного спектра малой планеты Весты, Цирк. Главн. астрон. обсерв. 25, 38—40, 1939.
- Кринов Е. Л., Опыт изучения спектральной отражательной способности Марса и Юпитера, Астрон. журн. 12, 557—563, 1935.
- Радлова Л. Н., Определение цвета Юпитера и Сатурна из фотометрических и колориметрических наблюдений, Астрон. журн. 16, № 5, 41—50, 1939.
- Радлова Л. Н., Визуальная фотометрия и колориметрия Марса во время оппозиции 1939 г., Астрон. журн. 17, № 4, 30—36, 1940.
- Сандакова Е. В., О показателях цвета малых планет, Астрон. цирк. № 163, 3—7, 1955.
- Тихов Г. А., Исследование пепельного света Луны при помощи световых фильтров, Изв. Главн. астрон. обсерв. 6, 2, № 62, 1914.
- Тихов Г. А., Цвет планет Нептуна и Урана, Изв. Главн. астрон. обсерв. 8, 5, № 87, 1922.
- Шаронов В. В., Колориметрические наблюдения Венеры и некоторых других объектов, Астрон. цирк. № 84, 9, 1948; Научн. бюлл. Ленингр. ун-та 22, 3—5, 1949.
- Шаронов В. В., Колориметрические наблюдения Венеры и Юпитера, Астрон. цирк. № 138, 7, 1953.
- Шаронов В. В., Сводка сравнений цвета Луны и Солнца, Астрон. цирк. № 138, 8, 1953.
- Шаронов В. В., Визуальное колориметрическое сравнение планет с Солнцем, Астрон. журн. 30, № 5, 532—539, 1953.
- Шаронов В. В., Интегральная колориметрия Юпитера в 1954 г., Астрон. цирк. № 152, 14—15, 1954.
- Шаронов В. В., Новые визуальные определения цвета Луны, Астрон. цирк. № 157, 19—20, 1955.
- Шаронов В. В., Визуальная колориметрия интегрального лунного света, Вестн. Ленингр. ун-та 10, № 11, 114—120, 1955.
- Ваде W., The photographic magnitude and color index of Pluto, Publ. Astron. Soc. Pacific 46, 272, 218—221, 1934.
- Bobrovnikoff N., The spectra of minor planets, Lick Obs. Bull. 14, 18, 1930.
- Fischer H., Farbenmessungen an kleinen Planeten, Astron. Nachr. 272, 127, 1941; 273, 124, 1942.
- Johnson H. and Gardiner A., The magnitude and color of Mars during the 1954 opposition, Publ. Astron. Soc. Pacific 67, 395, 74—77, 1955.
- Richt A., Magnitudes and color indices of asteroids, Astron. Journ. 44, 25—32, 1934.
- Wildt R. und Meyer E., Das Spectrum des Planeten Jupiter, Zeitschr. f. Astrophys. 3, 354—368, 1931.
- Woolley R., Monochromatic magnitudes of Mars, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 113, 4, 521—525, 1953; 115, 1, 57—59, 1955.

§ 36—38

- Барбашев Н. П., Замечание об определении цвета отражающих свет поверхностей, Докл. АН УССР, № 4, 344—348, 1955; Цирк. Харьковск. обсерв. № 15, 3—7, 1956.
- Конович А. К., Независимое от фотометрического исчисления Ламберта определение альbedo белого картона, Зап. Математич. отд. Новороссийского о-ва естествоиспытателей 2, 1882.
- Конович А. К., Фотометрическое исследование планет Марса, Юпитера и Сатурна, Зап. Новороссийского ун-та 37, 63—139, 1883.

- Левин Б. Ю., О размерах астероидов, Астрон. цирк. № 141, 3—4, 1953.
- Рийвес В. Г., Коэффициент фазы как показатель степени изрытости поверхности астероидов, Публ. астрон. обсерв. Тарту 32, № 2, 129—136, 1952.
- Шаронов В. В., О характеристиках отражательной способности небесных тел, Астрон. журн. 11, 473—483, 1934.
- Шаронов В. В., Иллюстративное альbedo как выражение отражательной способности тел солнечной системы, Научн. бюлл. Ленингр. ун-та 31, 6—7, 1953.
- Bell L., The physical interpretation of albedo, Astrophys. Journ, 45, 1—29, 1917.
- Rougier G., L'albedo des planetes et de leurs satellites, L'Astronomie 51, 165—184, 1937.
- Russell H., On the albedo of the planets and their satellites, Astrophys. Journ. 43, 173—196, 1916.
- Stumpff K., Über die Albedo der Planeten und die photometrische Bestimmung von Planetoidendurchmessern, Astron. Nachr. 276, 3, 118—126, 1948.

ГЛАВА VII

ФОТОМЕТРИЯ ПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ

§ 39. Задачи и проблемы поверхностной фотометрии тел солнечной системы

В отличие от интегральной фотометрии, изучающей лучистый поток, отражаемый целым полушарием планеты, поверхностная фотометрия исследует интенсивность света, рассеиваемого отдельными, по возможности небольшими участками поверхности тела. Это даст возможность получать исходный материал для суждений о природе вещества, образующего видимую поверхность наблюдаемого объекта в данном месте. Благодаря этому для исследования природы планет и спутников поверхностная фотометрия представляет значительно большую ценность, чем измерения интегрального блеска. Однако и техника ее выполнения значительно труднее.

Во-первых, необходимость исследовать очень малые по угловым размерам участки диска требует получения изображения светила в достаточно большом масштабе. Это заставляет прибегать к телескопам с очень большим фокусным расстоянием. Наличие фокус объектива, как правило, оказывается недостаточным, и потому приходится пользоваться дополнительными увеличивающими системами, что отрицательно сказывается на качестве изображения.

Во-вторых, необходимым условием успеха измерений является спокойствие изучаемого изображения, что предъявляет исключительные требования к состоянию атмосферы в месте наблюдения. В результате оказывается, что для поверхностной фотометрии малых объектов по-настоящему пригодны лишь немногие пункты, да и в них работа может быть успешной лишь в некоторые ночи с наилучшими изображениями.

В-третьих, результат измерения яркости искажается целым рядом погрешностей систематического характера, изучение и устранение которых далеко не просты. Сюда прежде всего относится дифракция, которая была подробно рассмотрена в гл. II и которая