

1213022
Н. Н. СЫТИНСКАЯ
Доктор физико-математических наук

**АБСОЛЮТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ
ПРОТЯЖЕННЫХ
НЕБЕСНЫХ
ОБЪЕКТОВ**



ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАДСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
ОРДЕНА ЛЕНИНА УНИВЕРСИТЕТА
им. А. А. ЖДАНОВА
ЛЕНИНГРАД
1948

ЛЕНИНГРАДСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ А. А. ЖДАНОВА

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

Н. Н. СЫТИНСКАЯ
Доктор физико-математических наук

АБСОЛЮТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ
ПРОТЯЖЕННЫХ
НЕБЕСНЫХ ОБЪЕКТОВ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАДСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
ОРДЕНА ЛЕНИНА УНИВЕРСИТЕТА
ИМЕНИ А. А. ЖДАНОВА
ЛЕНИНГРАД

1943

ПРЕДМЕТ И ЗАДАЧИ ПОВЕРХНОСТНОЙ АСТРОФОТОМЕТРИИ

§ 1. Объекты протяженные и точечные

Всякий оптический прибор, как, например, человеческий глаз, глаз в сочетании с телескопом, фотографическая камера и т. д., может давать отчетливое изображение рассматриваемого объекта лишь в том случае, если угловые размеры этого объекта превосходят некоторый предельный угол δ . Этот угол δ называется порогом разрешающей способности данной аппаратуры. Поэтому разрешающая способность W инструмента может быть охарактеризована этим значением δ , а именно ее можно принять пропорциональной $1/\delta$:

$$W = \frac{c}{\delta}. \quad (1)$$

Так, для нормального глаза величина δ принимается равной $1'$, при работе глаза в сочетании с телескопом угол δ сначала уменьшается пропорционально увеличению, так что для 6-кратного бинокля его можно принять равным $10''$. При более сильных увеличениях большую роль начинает играть диффракция, в силу которой простой обратной пропорциональности между увеличением и δ уже не будет, поскольку δ зависит не только от увеличения, но и от отверстия объектива телескопа. Если обозначить последнее через D , то предельное значение δ для данного телескопа, которое не может быть перейдено ни при каком увеличении, выражается формулой:

$$\delta = \frac{A}{D}. \quad (2)$$

Теоретическое значение постоянной A , если выразить D в мм, а δ — в секундах, составляет $140''$, на практике же для A получаются значительно большие значения.

При фотографическом способе наблюдения угол δ в первом приближении будет обратно пропорционален фокусному расстоянию астрографа F :

$$\delta = \frac{c}{F}, \quad (3)$$

причем коэффициент c сильно зависит от сорта фотографической эмульсии, возрастая вместе с размером зерна эмульсионного слоя.

Объект, угловые размеры которого превосходят порог разрешающей способности аппаратуры δ , мы будем называть протяженным. Очевидно, что для такого объекта мы можем рассмотреть его контуры и форму, оценить угловые размеры, изучить расположение отдельных пятен и других деталей на его поверхности.

Если угловой поперечник объекта меньше порога разрешающей способности δ , то ни форму, ни угловые размеры объекта оценить невозможно. Но если объект достаточно ярк и наблюдается на достаточно темном фоне, то его все же можно увидеть как лишенную определенных очертаний светлую точку. Такой объект принято называть точечным или звездобразным.

Для невооруженного глаза точечный объект представляется звездой, т. е. лучистой точкой, кажущиеся размеры которой зависят от видимой яркости: вследствие иррадиации более яркие точечные объекты представляются более крупными — эффект, в силу которого самое понятие видимой яркости или блеска звезд получило в древности название „величина“ (*magnitudo*). При наблюдении точечного объекта при помощи достаточно мощного телескопа он представляется глазу наблюдателя в виде диффракционного диска, окруженного рядом колец последовательно убывающей яркости. На фотографическом негативе точечные объекты представляются в виде темных пятен, диаметр которых при данной экспозиции зависит от блеска.

Можно сказать, что точечный объект сам по себе мы не видим, а воспринимаем лишь пучок лучей, доходящий от него в точку наблюдения с достаточной интенсивностью.

подавляющее большинство небесных светил представляется нам объектами точечными, поскольку угловые поперечники всех без исключения звезд лежат далеко за пределами разрешающей силы современных телескопов. Заметим, что понятие точечного объекта для известной категории светил является условным и находится в зависимости от разрешающей силы и увеличения применяемого инструмента. Так, планеты для невооруженного глаза представляются точками, но уже при небольшом увеличении видны как диски. С другой стороны, при некоторых фотометрических работах применялись оптические системы, превращающие диски Солнца и Луны в сильно уменьшенное и потому звездообразное изображение. Из земных объектов точечными являются изображения удаленных огней.

Пучок лучей, получаемый от точечного объекта в месте наблюдения, с достаточной для практики точностью можно рассматривать как гомоцентрический, т. е. можно считать, что все лучи такого пучка выходят из одной геометрической точки.

§ 2. Фотометрия точечных и протяженных объектов

Поскольку точечный объект нам непосредственно не виден, в отношении него возможна только одна форма фотометрических измерений, а именно измерение количества лучистой или световой энергии, падающей на единицу площади в единицу времени в точке наблюдения. Фотометрическая величина, выражающая это количество, называется освещенностью и обозначается буквой E . Ее подробное описание будет дано в § 5.

Специально в отношении звезд величину E принято называть термином „блеск“. В прежних работах по астрофотометрии ее нередко называли словами: „яркость“, „видимая яркость“ и „интегральная яркость“. С введением стандартной фотометрической терминологии, изложенной в соответствующих общесоюзных стандартах, применение слова „яркость“ к величине E должно отпасть, поскольку термин „яркость“ теперь применяется исключительно для обозначения так называемой поверхностной яркости.

Раздел фотометрии, занимающийся точечными объектами, называется точечной или звездной фотометрией. Его можно назвать также фотометрией освещенностей или иллиуминометрии.

Измерение освещенностей от столь слабых объектов, как звезды, естественно, представляет значительные трудности, а потому астрономическая иллиуминометрия пользуется особой техникой измерений и наблюдений, существенно отличной от той, которая применяется к измерениям больших освещенностей в лабораторной и технической фотометрии.

Напомним, что в астрофотометрии обычно пользуются не самим значением E , а ее логарифмическим выражением, называемым звездной величиной и обозначаемым буквой m . Звездная величина связана с освещенностью E формулой Погсона:

$$m = -2,5 \log E, \quad (4)$$

где число $-2,5$ называется погсоновским коэффициентом.

Звездная фотометрия является самым старым видом фотометрических измерений вообще. Возникшая за 19 веков до зарождения современной научной фотометрии в трудах составителя первых звездных каталогов — Гиппарха, а возможно — и его предшественников, она и по сие время остается основной и главной формой астрофотометрических работ. Ибо важнейшей задачей небесной фотометрии является измерение величины возможно большего количества звезд, принадлежащих как нашей галактике, так и иным звездным системам. В то же время этот вид фотометрии является низшим в том смысле, что даваемая им величина характеризует

лишь мощность лучистой энергии от светила в точке наблюдения и не характеризует само светило как таковое. Поскольку освещенность E меняется обратно пропорционально квадрату расстояния, два совершенно различных по световым свойствам объекта (например, астероид и звезда-гигант) могут иметь одинаковое значение m ; или, напротив, два одинаковых объекта, расположенных на различных расстояниях, будут иметь значения m весьма различные. Только переходя путем расчета через расстояние к другим фотометрическим величинам, например, таким, как абсолютная звездная величина или сила света, можно получать данные, характеризующие само светило, а не создаваемое им световое поле в произвольной точке наблюдения.

В отношении протяженных объектов возможна фотометрия более высокого типа. Поскольку такой объект мы видим непосредственно, можно измерять яркость различных точек поверхности или видимого изображения такого объекта. Этого рода измерения и оценки составляют предмет второго раздела астрофотометрии — фотометрии протяженных небесных объектов.

Фотометрическое понятие яркости в его простейшей форме очевидно для всех, поскольку с ним связано психофизиологическое ощущение яркости, воспринимаемое нашим органом зрения. Рассматривая окружающие нас предметы, мы воспринимаем одни из них как более яркие, другие — как менее яркие, и эти различия субъективно воспринимаемого ощущения яркости соответствуют различиям в фотометрической яркости разглядываемых объектов. Точное определение понятия яркости будет дано в § 6.

Фотометрия протяженных небесных объектов возникла гораздо позднее фотометрии точечной. Это вполне естественно, поскольку самая возможность наблюдать и измерять отдельные участки поверхности таких небесных тел, как планеты или туманности, явилась лишь в результате достаточного развития телескопической техники, т. е. практически лишь в XIX веке. Первые работы по поверхностной фотометрии относились к наиболее крупным по угловым размерам светилам — Солнцу и Луне. Так, еще Бугер в XVIII веке сравнивал яркость фотосферы в центре солнечного диска и у края. В отношении Луны первые глазомерные сравнения для различных деталей ее поверхности были выполнены Пиккерингом в середине XIX века.

В дальнейшем техника поверхностной астрофотометрии потребовала разработки как специальной аппаратуры, так и особой методики наблюдений и редукиций. Описанию этой техники и будет посвящена настоящая книга.

Фотометрия протяженных объектов, как и всякая фотометрия вообще, разделяется на относительную и абсолютную. Относитель-

ная фотометрия ограничивается изучением распределения яркости по поверхности данного объекта. При абсолютных фотометрических измерениях яркость каждой измеренной точки сравнивается с яркостью некоторого абсолютного эталона и в результате этого выражается в некоторой абсолютной единице. Понятно, что результаты абсолютных фотометрических измерений представляют значительно большую ценность.

§ 3. Проблемы, связанные с измерением яркости небесных тел

В отличие от освещенности, яркость является характеристикой самой поверхности, излучающей радиацию, и потому может служить для суждения о физических свойствах этой поверхности. Наиболее важные случаи, при которых измеренное значение яркости может быть использовано для получения физических характеристик небесного тела, будут следующие:

1. Твердая или жидкая непрозрачная раскаленная поверхность. Излучение такой поверхности однозначно связано с его температурой, причем зависимость выражается законами и формулами, которые даются в теории излучения (законы Стефана, Планка, Вина и Кирхгофа). Это позволяет по измеренной яркости находить истинную или хотя бы эффективную температуру светящейся раскаленной поверхности. Напомним, что определение температуры тела по его лучеиспускательной способности составляет особый раздел измерительного искусства, называемый оптической пирометрией. Таким образом, указанное здесь применение измерений яркости можно назвать астропирометрией. Температура, полученная по абсолютному значению яркости, называется яркостной, в отличие от цветовой температуры, которая получается по относительному распределению энергии в спектре или по связанным с этим распределением характеристикам (показатель цвета, визуально оцененный цвет и т. д.).

Примером определения температуры по яркости может служить нахождение эффективной температуры фотосферы на разных расстояниях от центра солнечного диска, температуры ядер и полутени солнечных пятен, факелов и т. п.

2. Несамосветящаяся матовая поверхность, отражающая в сторону наблюдателя лучи постороннего источника света. Измерения яркости такой поверхности, надлежащим образом выполненные и обработанные, позволяют находить различные величины, характеризующие отражательную способность этой поверхности, как, например, коэффициент яркости, коэффициент отражения, различные

формы альbedo и другие. Это представляет большую ценность при изучении физической природы планет и спутников.

3. Светящееся тонкое облако прозрачного газа. В этом случае яркость, измеряемая наблюдателем, получается за счет свечения всего объема газа. Если известно количество света, испускаемое одной частицей (например, одним атомом газа), то по измеренной яркости можно найти общее число атомов в столбе газа данного сечения. Если известна толщина слоя по лучу зрения, то можно найти количество света, испускаемое единицей объема среды и через него число атомов в единице объема, т. е. плотность среды. Такой метод применяется для определения массы и плотности верхних слоев солнечной атмосферы и протуберанцев, газовых туманностей с эмиссионным спектром, комет, отчасти — солнечной короны.

4. Светящийся объект представляет собою удаленную звездную систему, звезды которой для используемого инструмента сливаются в поверхность равномерной яркости. Таковы внегалактические туманности, шаровые звездные кучи, млечный путь. Имея данные о распределении звезд по абсолютным величинам, можно воспользоваться измеренной яркостью для оценки плотности или общего количества звезд в той или иной части исследуемой системы.

5. Светящийся объект представляет собой прозрачное облако частиц, лишенных собственного излучения, которое рассеивает в сторону наблюдателя пронизывающие его лучи от постороннего источника. В этом случае, зная количество света, рассеиваемое одной частицей, можно найти общее количество частиц в столбе с данным сечением. Если, кроме того, известна также толщина облака, то можно определять плотность среды. При такого рода исследованиях большое значение имеет теория рассеивания света элементарным светорассеивающим объемом, разработанная Ми, Релеем и другими. Самый метод исследования плотности среды по ее рассеивающей способности называется нефелометрией. В лабораторной практике нефелометрия широко применяется при количественном анализе гидрозолей и аэрозолей. В геофизике измерение яркости рассеянного света используется для определения прозрачности воздуха и исследования строения земной атмосферы по яркости сумеречного неба. В астрономии такой метод применяется при исследовании структуры солнечной короны, газовых и пылевых туманностей с непрерывным спектром, зодиакального света.

Резюмируя изложенное выше, мы можем наметить следующие области применения поверхностной астрофотометрии.

а) Фотометрия солнечной поверхности и наблюдаемых на ней явлений: гранул, пятен, факелов и общего фона фотосферы.

б) Фотометрия солнечной атмосферы, наблюдаемой либо в проекции на пустом фоне неба (например, во время полных солнечных затмений), либо в проекции на солнечном диске. В последнем случае применяются фотометрически обработанные спектрогелиограммы. Во всех случаях наблюдение ведется обычно в монохроматическом свете.

в) Фотометрия солнечной короны, обязательно выполняемая при каждом полном затмении Солнца.

г) Фотометрия планет, Луны и прочих спутников. Выполняется преимущественно фотографическим путем и имеет своей задачей изучение отражательной способности отдельных участков поверхности этих светил при различных направлениях падающего и отражаемого лучей.

д) Фотометрия комет.

ж) Фотометрия млечного пути, звездных куч и туманностей разного типа.

з) Фотометрия ночного неба, метеорных следов, серебристых облаков, полярных сияний и других явлений в атмосфере, представляющих интерес с астрономической точки зрения.

Список проблем и феноменов, изучаемых в поверхностной астрофотометрии, приведенный выше, конечно, является далеко неполным и охватывает лишь наиболее важные проблемы. К тому же непрерывное развитие науки открывает все новые и новые области применения этого вида фотометрических наблюдений.

Глава II

СВЕТОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, ИЗМЕРЯЕМЫЕ В ПОВЕРХНОСТНОЙ ФОТОМЕТРИИ

§ 4. Лучистый и световой поток; приемники лучистой энергии

Пусть на некотором расстоянии от источника света расположена диафрагма. Через эту диафрагму будет протекать лучистая энергия, испускаемая источником.

За элемент времени dt через диафрагму протекает количество энергии dQ . Отношение:

$$\mathfrak{F} = \frac{dQ}{dt} \quad (5)$$

называется лучистым потоком. Если состояние источника стационарно, т. е. выделение им лучистой энергии происходит с постоянной скоростью, то мы можем перейти от элемента dt к конечному интервалу времени t и написать:

$$\mathfrak{F} = \frac{Q}{t}, \quad (6)$$

где Q — количество энергии, протекающее через диафрагму за время t . Отсюда следует такое определение величины „лучистый поток“: *лучистым потоком называется количество лучистой энергии, протекающее через сечение данного пучка лучей в единицу времени.*

Из этого определения следует, что лучистый поток представляет собой мощность данного пучка лучей, а потому и его размерность выражается той формулой размерности, которая приводится для мощности в механике:

$$[\mathfrak{F}] = \frac{[\text{энергия}]}{[\text{время}]} = \frac{ML^2}{T^3}. \quad (7)$$

Всякий прибор, позволяющий обнаруживать прохождение лучистого потока через данный участок плоскости, называется приемником или индикатором лучистой мощности. Например, поместив на месте диафрагмы, описанной выше, зачерненную поверхность, поглощающую лучистую энергию, мы обнаружим, что температура этой поверхности повышается.

Если поверхность является абсолютно черной, т. е. если она полностью поглощает всю падающую на нее лучистую энергию независимо от длины волны λ соответствующих колебаний и если в приборе не происходит параллельно с поглощением потери тепла, то повышение температуры за единицу времени будет пропорционально лучистому потоку \mathfrak{F} , падающему на приемную плоскость инструмента. Прибор, устроенный в соответствии с указанными принципами, дает возможность непосредственно сравнивать и измерять лучистые потоки от различных источников. Приборами, в пределах технической возможности соответствующими указанным принципам, являются пиргелиометры, применяемые в актинометрии для измерения лучистого потока, поступающего от Солнца.

Всякий приемник, реакция которого не зависит от длины волны лучистой мощности и который, следовательно, одинаково воспринимает лучи всех участков спектра, называется *неизбирательным* или *неселективным*. К приемникам такого типа, помимо пиргелиометров, с известным приближением могут быть отнесены и все прочие инструменты, в которых лучистый поток принимается на достаточно хорошо зачерненную поверхность. Таковы: актиометры, термоэлементы, болометры и радиометр (прибор, в котором для измерения лучистой мощности используется давление световых лучей).

Недостатком перечисленных приемников является их сравнительно малая чувствительность. Это заставляет в астрофотометрии, имеющей дело преимущественно с объектами малой световой интенсивности, отдавать предпочтение приемникам, устроенным на другом принципе, как более чувствительным. Таковы: фотографическая пластинка и фотоэлементы. Характерной особенностью этих приборов, резко отличающей их от инструментов, перечисленных ранее, является то обстоятельство, что они способны реагировать на лучистую мощность лишь ограниченного участка спектра и совсем не отзываются на лучистый поток, длина волны λ которого лежит за пределами этого участка. Приемники, обладающие такой особенностью, называются *селективными* или *избирательными*. При помощи селективного приемника тоже можно обнаруживать наличие лучистого потока, по крайней мере в том случае, если этот поток содержит лучи с длинами волн, лежащими в области чувствительности приемника. Однако, если при помощи такого прибора производить сравнение или измерение лучистых потоков, то результат не будет соответствовать действительному соотношению мощностей, поскольку на прибор оказывает действие не весь лучистый поток, а только часть его. Поэтому в результате измерения, выполненного посредством селективного приемника, получается некоторая новая величина,

которая называется световым или фотометрическим потоком.¹

В стандартной фотометрической терминологии величина „световой поток“ определяется следующим образом.

„Световой поток“ — мощность лучистого потока, оцененная зрением человека. Распространяя это определение и на другие виды селективного приемника, мы можем дать такое определение: *фотометрический (световой) поток Φ — лучистая мощность, оцененная при помощи селективного приемника радиации.*

Более точное определение понятия „фотометрический поток“ и вывод формул, связывающих эту величину с лучистой мощностью, будет дан в § 9. Что касается технического измерения светового потока (равно как и других световых величин), то оно основано на нулевом методе, сущность которого состоит в следующем. Пусть имеем потоки A и B и пусть они не равны между собой, что выражается в неодинаковом их действии на данный селективный приемник (неодинаковое ощущение яркости в глазу, различная сила тока в цепи фотоэлемента, разное почернение на фотографической пластинке и т. д.). Пусть действие потока B сильнее, чем действие потока A . Будем ослаблять поток B при помощи какого-либо оптического приспособления, действующего нейтрально, т. е. ослабляющего лучи всех частей спектра в точно одинаковой мере. Найдем ту степень ослабления N , при которой действие потока B становится одинаковым с действием потока A . После этого мы будем утверждать, что световой поток B превосходит поток A в N раз.

Каждый тип селективного приемника, вообще говоря, обладает своей областью спектральной чувствительности. Поэтому фотометрический поток, измеренный приемником данного типа, представляет собой величину «своего рода» (*sui generis*), которая не может быть непосредственно сопоставляема с величиной потока, измеренной приемником другого типа. Для каждого типа приемника мы можем принять некоторый поток за единицу и по отношению к этой единице выражать все другие потоки.

Другие световые величины, изучаемые в фотометрии и, в частности, яркость связаны с потоком через геометрические соотно-

¹ Термин „свет“, строго говоря, означает ощущение, вызываемое лучистой энергией в органе зрения человека. Поэтому, рассуждая строго, следовало бы применять термин „световой поток“ только к случаю наблюдения глазом. Однако на практике выражение „свет“, „световой поток“ и „световые величины“ применяют также и к наблюдениям, выполняемым при помощи фотографии и фотоэлементов, что отчасти обосновано тем, что область спектральной чувствительности этих инструментов частично перекрывается с глазом.

шения. Поэтому, имея единицу для потока, мы можем получить единицы и для этих других величин. Таким образом, каждый тип селективного приемника радиации, характеризуемый своей областью спектральной чувствительности (точнее — функцией спектральной чувствительности $S(\lambda)$, см. § 8), дает начало своей независимой системе фотометрических (световых) величин. В дальнейшем мы будем характеризовать различные световые величины тем, что к названию величины будем присоединять прилагательное, указывающее на тип приемника, к которому эта величина отнесена. Так, мы будем говорить о визуальном световом потоке, фотографической яркости, фотоэлектрической освещенности и т. д.

Перечислим основные фотометрические системы, находящие применение в астрономии.

1. Энергетические, болометрические или радиометрические величины. Соответствуют результату измерения, выполненного неселективным приемником, и потому пропорциональны соответствующим значениям мощности, выраженным в абсолютных механических единицах.¹

2. Визуальные величины. Соответствуют результатам сравнений, выполненных при помощи глаза. Наиболее детально разработанная и стандартизованная система световых величин. Ввиду того, что область спектральной чувствительности глаза с переходом к очень слабому свету меняется, смещаясь в сторону фиолетового конца спектра (так называемый эффект Пуркиньи), в настоящее время, помимо основной визуальной системы, отнесенной к дневному зрению (большие яркости), предложена еще:

3. Ночная визуальная система, соответствующая результату измерения, выполненного глазом, адаптированным на темноту.

4. Фотографические величины. Получаются в результате измерений, выполненных на фотографиях, полученных на пластинках нормальной цветочувствительности; эмульсия таких пластинок не должна быть очувствляема к длинноволновым участкам спектра.

5. Фотовизуальные величины. Так называются весьма разнообразные в смысле области спектральной чувствительности системы величин, получаемые по измерениям на фотографических снимках и претендующие на соответствие с результатами визуального измерения. Предназначенные для таких измерений негативы обычно получают на фотоматериалах орто-, изо- или панхрома-

¹ Некоторые авторы под термином „радиометрические“ понимают величины, измеренные радиометром и полностью от атмосферного ослабления не освобожденные, противопоставляя их „болометрическим“, которые предполагаются вполне свободными от указанного эффекта.

тического типа, употребляемых в сочетании с желтым светофильтром того или иного сорта.

6. Красные световые величины. Так называется система величин звезд, получаемая в Гарвардской обсерватории на специальных пластинках, чувствительных к длинноволновому участку спектра и применяемых в сочетании с красным светофильтром.

7. Фотоэлектрические световые величины представляют собой результат измерения, выполненного при помощи фотоэлемента. Огромное разнообразие типов фотоэлементов делает этот термин совершенно неопределенным. Из множества возможных фотоэлектрических систем величин в настоящее время более или менее оформились только две: а) система калийного газонаполненного фотоэлемента, близкая к фотографической, и б) визуально-фотоэлектрическая система, основанная на применении фотоэлемента с широкой областью чувствительности в сочетании с таким светофильтром, чтобы спектральная чувствительность системы была возможно ближе к спектральной чувствительности глаза.

§ 5. Фотометрические величины — сила света, освещенность и светимость

Пусть O (рис. 1) представляет собою источник лучистой энергии бесконечно малого размера. Опишем вокруг него сферу произвольного радиуса L . Построим элементарный конус OA с вершиной в точке O . Этот конус вырезает на поверхности сферы элементарную площадку A , площадь которой мы обозначим через ds . Телесный угол $d\omega$, ограниченный поверхностью конуса, выражается равенством:

$$d\omega = \frac{ds}{L^2}. \quad (8)$$

Внутри конуса OA заключается гомоцентрический пучок лучей, лучистый поток $d\mathfrak{J}$ которого будет пропорционален телесному углу $d\omega$:

$$d\mathfrak{J} = \mathfrak{J}d\omega; \quad (9)$$

величина

$$\mathfrak{J} = \frac{d\mathfrak{J}}{d\omega} \quad (10)$$

называется интенсивностью источника или энергетической силой света.

Если обозначим световой поток, заключающийся в конусе OA , через $d\Phi$, то аналогичным образом получим величину:

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}, \quad (11)$$

которая называется силой света. В стандарте световых величин для нее дано следующее определение:

Сила света I — отношение светового потока к телесному углу, в котором он распространяется.

Размерность величины I , очевидно, будет:

$$[I] = \frac{[\Phi]}{[\omega]} = \frac{ML^2}{T^3[\omega]}. \quad (12)$$

Сила света, вообще говоря, меняется с направлением.

Для того чтобы определить последнее, возьмем на сфере, построенной вокруг источника, систему сферических координат, за которые мы примем полярное расстояние $POA = \varphi$ и двухгранный угол ϑ , образуемый плоскостью большого круга PA с плоскостью некоторого начального круга PN .

Как известно, элемент телесного угла $d\omega$ может быть выражен через введенные координаты следующим образом:

$$d\omega = \sin \varphi d\varphi d\vartheta. \quad (13)$$

Подставляя это равенство (13) в (9) и выполняя интегрирование по всей сфере, мы можем найти полный поток Φ , испускаемый источником во все стороны:

$$\Phi = \int I d\omega = I_0 \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(\varphi, \vartheta) \sin \varphi d\varphi d\vartheta, \quad (14)$$

где через $I_0 f(\varphi, \vartheta)$ обозначено значение силы света I для направления, определяемого углами φ, ϑ .

Лучистый поток $d\mathfrak{F}$, падающий на элемент A поверхности сферы, будет пропорционален площади ds этого элемента:

$$d\mathfrak{F} = \mathfrak{E} ds. \quad (15)$$

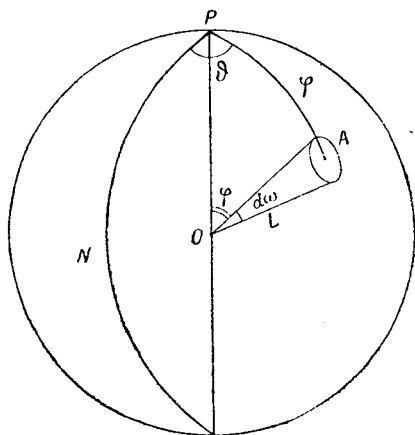


Рис. 1.

Величина

$$\mathcal{E} = \frac{d\Phi}{ds} \quad (16)$$

называется энергетической освещенностью. Равным образом величина

$$E = \frac{d\Phi}{ds} \quad (17)$$

называется фотометрической освещенностью. Для последней в стандарте световых величин имеем такое определение:

Освещенность E — отношение светового потока к площади освещаемой поверхности.

Размерность величины E будет:

$$[E] = \frac{[\Phi]}{[s]} = \frac{M}{T^3} \quad (18)$$

Напомним, что между силой света I , освещенностью E и расстоянием L до источника существует зависимость:

$$E = \frac{I}{L^2} \cos i, \quad (19)$$

где i — угол падения луча, т. е. угол, составляемый направлением OA с нормалью к освещаемому элементу поверхности. Эта формула получается через подстановку в равенство (17) выражения (11), в котором ds — элемент площади — заменен через $ds \cos i$ — величиной проекции элемента на плоскость, нормальную к лучу.

Зависимость между освещенностью E и соответствующей звездной величиной m в общем виде выражается формулой:

$$m = a - 2,5 \log E. \quad (20)$$

Постоянная a определяет соотношение между двумя системами единиц. Дело в том, что для получения абсолютного значения E необходимо выбрать некоторое значение освещенности за единицу и по отношению к нему выражать все другие значения освещенности. Равным образом, для получения определенных численных значений m нужно принять за нуль звездную величину некоторого определенного светила и от этого нуль-пункта отсчитывать звездные величины других объектов. На практике единица освещенности и нуль-пункт логарифмической шкалы звездных величин выбираются на основании различных соображений; соотношения между ними и выражаются параметром a . Физический смысл последнего определяется тем, что при $E = 1$ имеем $m = a$. Таким образом, a представляет собой значение звездной величины, соответствующее единице освещенности. Так, если иметь дело с визуальными световыми

величинами и выражать E в принятых для технической фотометрии единицах — в люксах, а за нуль-пункт m взять нуль-пункт Гарвардской системы звездных величин, то будем иметь:

$$a = -14,2,$$

что представляет собой так называемую звездную величину международного люкса.

В том частном случае, когда за единицу освещенности принят блеск светила нулевой величины, будем иметь $a = 0$, и в этом случае формула (20) принимает тот простейший вид (4), который был приведен в § 2.

Обратимся теперь к рассмотрению некоторой светящейся поверхности. Вырежем на ней элемент площади ds . Этот элемент испускает во всех направлениях энергетический поток $d\mathfrak{F}$, величина которого будет пропорциональна ds :

$$d\mathfrak{F} = \mathfrak{R} ds.$$

Величина

$$\mathfrak{R} = \frac{d\mathfrak{F}}{ds} \quad (21)$$

называется энергетической светимостью. Равным образом величина

$$R = \frac{d\Phi}{ds} \quad (22)$$

называется фотометрической светимостью. Для последней в стандарте дано такое определение:

светимость R — отношение светового потока к площади светящейся поверхности.

Размерность величины R одинакова с размерностью освещенности E .

§ 6. Фотометрическое определение термина „яркость“

Вообразим себе на поверхности светящегося тела элемент площади ds (рис. 2). Возьмем некоторое направление, определяемое сферическими координатами φ , ϑ . Площадь $d\sigma$ проекции элемента ds на плоскость, нормальную к этому направлению, будет:

$$d\sigma = ds \cos \varphi. \quad (23)$$

В направлении φ , ϑ элемент ds будет иметь силу света $d\mathfrak{F}$, которая будет пропорциональна площади проекции $d\sigma$:

$$d\mathfrak{F} = \mathfrak{B} d\sigma = \mathfrak{B} ds \cos \varphi. \quad (24)$$

Величина

$$\mathfrak{B} = \frac{d\mathfrak{J}}{ds \cos \varphi} \quad (25)$$

называется энергетической яркостью поверхности в данном направлении.

Обращаясь к фотометрическим величинам и обозначая фотометрическую силу света элемента через dI , аналогичным образом пишем:

$$B = \frac{dI}{ds \cos \varphi}. \quad (26)$$

Величина B есть фотометрическая яркость поверхности для данного направления. В стандарте фотометрических величин для нее находим нижеследующее определение.

Яркость B — отношение силы света в данном направлении к проекции светящейся поверхности на плоскость, нормальную к тому же направлению.

Во многих случаях удобнее другое определение яркости. Освещенность dE , создаваемая светящимся элементом ds в некоторой точке пространства, находящейся в направлении, составляющем угол φ с нормалью к площадке и отстоящей от площадки на расстоянии L , определяется равенством:

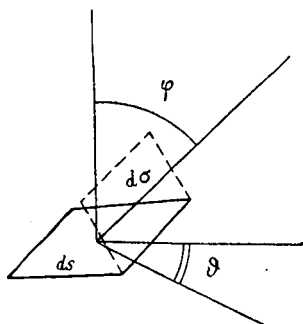


Рис. 2.

$$dE = \frac{dI}{L^2} = B \frac{ds \cos \varphi}{L^2}. \quad (27)$$

Отношение $\frac{ds \cos \varphi}{L^2}$ равно телесному углу $d\omega$, под которым из данной точки пространства виден элемент ds . Таким образом получаем:

$$dE = B d\omega \quad (28)$$

или

$$B = \frac{dE}{d\omega}. \quad (29)$$

Отсюда следует такое определение яркости:

Яркостью B называется отношение освещенности, создаваемой элементом светящейся поверхности в произвольной точке пространства на плоскости нормальной к лучу, к телесному углу, под которым из данной точки виден этот элемент поверхности.

Такое определение яркости удобно в тех случаях, когда в некотором направлении отсутствует физическая поверхность, к которой можно отнести испускание света. Это, например, имеет место в отношении таких объектов, как голубое небо, облака, туманы, кометы, космические туманности и проч.

В соответствии с принятой в астрофотометрии логарифмической системой выражения световых величин, мы можем ввести величину \mathfrak{M} , называемую звездной величиной яркости и выражаемую равенством:

$$\mathfrak{M} = -2,5 \log B \quad (30)$$

или в более общем виде:

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M} - 2,5 \log B, \quad (31)$$

где \mathfrak{M} — постоянная, соответствующая звездной величине яркости такой поверхности, яркость B которой равна единице.

Логарифмируя формулу (29) и умножая результат на 2,5, получаем:

$$-2,5 \log B = -2,5 \log E + 2,5 \log \omega, \quad (32)$$

откуда, в соответствии с равенствами (4) и (30), следует:

$$\mathfrak{M} = m + 2,5 \log \omega. \quad (33)$$

При $\omega = 1$ имеем: $\mathfrak{M} = m$. Из этого следует, что \mathfrak{M} представляет собою звездную величину участка равномерно светящейся поверхности, занимающей на небесной сфере телесный угол, равный единице.

§ 7. Соотношение между яркостью и другими световыми величинами

Рассмотрим некоторый участок светящейся плоскости (рис 3) и будем рассматривать его яркость в направлении нормали. Пусть эта яркость в разных точках поверхности неодинакова. Введем систему прямоугольных прямолинейных координат OX , OY и выразим яркость B как функцию координат x , y точки поверхности:

$$B = B_0 f(x, y), \quad (34)$$

где B_0 — некоторая постоянная.

Вычислим силу света I поверхности при условии ее наблюдения с бесконечно большого расстояния. При таком условии направления от всех точек поверхности на наблюдателя могут считаться параллельными и, следовательно, нормальными к ее плоскости.

Возьмем элемент плоскости, заключенный между абсциссами x и $x + dx$ и ординатами y и $y + dy$. Площадь $ds = dx dy$ этого элемента будет иметь в направлении наблюдателя силу света:

$$dI = B_0 f(x, y) dx dy. \quad (35)$$

Полная сила света I в рассматриваемом случае получится интегрированием этого выражения по всей площади:

$$I = B_0 \iint f(x, y) dx dy. \quad (36)$$

В частном случае, когда яркость поверхности одинакова во всех точках, т. е. если $f(x, y) = 1$ и $B = B_0$, получаем:

$$I = B_0 \iint dx dy = B_0 s, \quad (37)$$

где s — площадь всей поверхности. Это равенство представляет собой простое следствие самого определения термина „яркость“.

В некоторых случаях для поверхности неравномерной яркости вводят величину:

$$\bar{B} = \frac{I}{s},$$

которую можно назвать средней или эффективной яркостью.

В качестве примера приложения формулы (37) сделаем расчет силы света от диска, яркость которого меняется только с расстоянием ρ от центра — случай, часто встречающийся в астро-

номии при расчете силы света таких объектов, как Солнце, звезды и другие светила, имеющие потемнение к краю, одинаковое по всем радиусам.

Рассмотрим кольцевую зону, ограниченную окружностями с радиусами ρ и $\rho + d\rho$. Яркость диска в этой зоне будет $B = B_0 f(\rho)$, а сила света зоны в нормальном к плоскости диска направлении определяется равенством:

$$dI = B ds = 2\pi B_0 f(\rho) \rho d\rho,$$

отсюда полная сила света диска выражается формулой:

$$I = 2\pi B_0 \int_0^{\rho_0} f(\rho) \rho d\rho, \quad (38)$$

где ρ_0 — радиус диска.

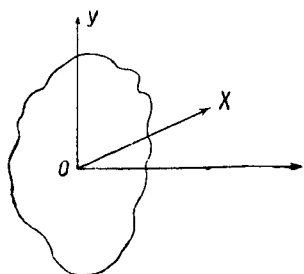


Рис. 3.

Для каждой данной точки поверхности яркость есть функция направления, определяемого углами φ , ϑ , что мы выразим формулой:

$$B = B_n f(\varphi, \vartheta). \quad (39)$$

Найдем зависимость между яркостью и светимостью. Для этого из центра участка площади s равномерно светящейся поверхности в направлении φ , ϑ построим элементарный телесный угол $d\omega$. В нем будет заключаться световой поток $d\Phi$, равный

$$d\Phi = I d\omega = B_n f(\varphi, \vartheta) s \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta. \quad (40)$$

Интегрируя это равенство по полусфере, получаем:

$$\Phi = B_n s \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(\varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta. \quad (41)$$

Отсюда для светимости R находим:

$$R = \frac{\Phi}{s} = B_n \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(\varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta. \quad (42)$$

Если поверхность испускает лучистую энергию таким образом, что ее яркость B для всех направлений одинакова, то будем иметь:

$$B = B_n; \quad f(\varphi, \vartheta) = 1. \quad (43)$$

Поверхность, обладающую таким излучением, называют ортотропной.

Для ортотропной поверхности соотношение между светимостью и яркостью принимает вид:

$$R = B \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta = \pi B. \quad (44)$$

Для неортотропной поверхности иногда вводят понятие эффективной или средней (по направлениям) яркости \bar{B} :

$$\bar{B} = \frac{R}{\pi}. \quad (45)$$

Рассмотрим участок ортотропной поверхности, имеющей яркость B и площадь s . Его сила света I_0 в направлении нормали, согласно равенству (38), будет равна Bs . Возьмем направление,

составляющее угол φ с нормалью. Поскольку яркость B в этом направлении та же, что и в нормальном, сила света I будет:

$$I = Bs \cos \varphi \quad (46)$$

или

$$I = I_0 \cos \varphi. \quad (47)$$

Это равенство выражает так называемый закон косинусов или закон Ламберта, находящий в фотометрии широкое применение.

Закон Ламберта позволяет легко делать расчеты освещенности по яркости и наоборот. Приведем ряд простейших примеров расчетов этого рода.

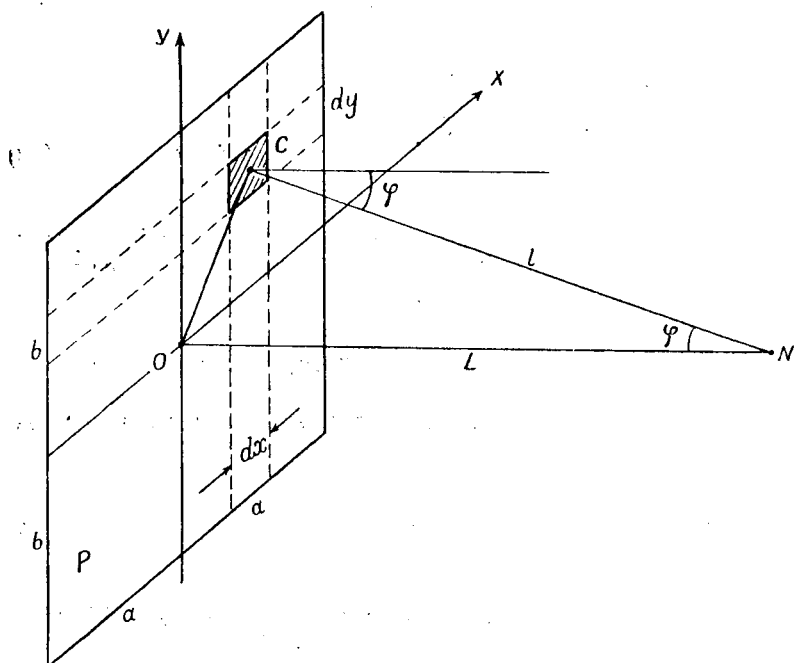


Рис. 4.

Пусть участок P (рис. 4) плоской светящейся поверхности имеет во всех точках одинаковую яркость B и излучает ортотропно. Найдем освещенность E , которая получается от площади P в точке пространства N на плоскости, параллельной P .

Опустим из точки N перпендикуляр $ON=L$ на плоскость P и точку O примем за начало прямоугольных координат OX, OY . Рассмотрим элемент C поверхности P , заключенный между координатами $x, x+dx$ и $y, y+dy$. Его площадь $ds=dx dy$ в направлении точки N имеет силу света dI , равную:

$$dI = B ds \cos \varphi,$$

где φ — угол, составляемый направлением CN с нормалью к поверхности. Освещенность, получаемая в точке N от элемента C , очевидно, будет равна:

$$dE = B \frac{ds}{r^2} \cos^2 \varphi,$$

где $l = CN$. Замечая, что

$$l^2 = L^2 + x^2 + y^2; \quad \cos^2 \varphi = \frac{L^2}{L^2 + x^2 + y^2},$$

пишем:

$$dE = B \frac{L^2}{(L^2 + x^2 + y^2)^2} dx dy,$$

откуда окончательно получаем:

$$E = BL^2 \iint \frac{dx dy}{(L^2 + x^2 + y^2)^2}. \quad (48)$$

В качестве примера выполним расчет значения E для прямоугольника с центром в точке O и сторонами $2a, 2b$ (рис. 4). В этом случае мы должны выполнить интегрирование в формуле (48) по x в пределах от $-a$ до $+a$ и по y от $-b$ до $+b$. Получаем:

$$E = BL^2 \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} \frac{dx dy}{(L^2 + x^2 + y^2)^2} = 2B \left(\frac{a}{\sqrt{L^2 + a^2}} \operatorname{arctg} \frac{b}{\sqrt{L^2 + a^2}} + \frac{b}{\sqrt{L^2 + b^2}} \operatorname{arctg} \frac{a}{\sqrt{L^2 + b^2}} \right). \quad (49)$$

В том частном случае, когда стороны прямоугольника $2a, 2b$ малы по сравнению с L , можно положить:

$$\operatorname{arctg} \frac{b}{\sqrt{L^2 + a^2}} = \frac{b}{\sqrt{L^2 + a^2}}; \quad \operatorname{arctg} \frac{a}{\sqrt{L^2 + b^2}} = \frac{a}{\sqrt{L^2 + b^2}},$$

что приводит к нижеследующему приближенному выражению для E :

$$E = B \frac{4ab}{L^2} \left(1 - \frac{a^2 + b^2}{L^2} \right). \quad (50)$$

Наконец, в том случае, когда можно пренебречь величиной $(a^2 + b^2)/L^2$ по сравнению с единицей, формула (50) принимает простейший вид:

$$E = B \frac{4ab}{L^2}. \quad (51)$$

Это выражение соответствует равенству (37), поскольку для прямоугольника $S = 4ab$. Практическое значение формулы (50) состоит в том, что, пользуясь ею, легко установить то минимальное расстояние L , начиная с которого данную светящуюся площадь можно рассматривать как точечный источник света и принимать создаваемую ею освещенность пропорциональной площади и обратно-пропорциональной квадрату расстояния. Очевидно, что для решения такой задачи достаточно построить прямоугольник, стороны которого были бы касательными к контуру данной площади, и для этого прямоугольника, пользуясь формулой (50), найти то значение L , начиная с которого можно пренебрегать вторым членом в скобках этой формулы. Такой расчет находит в практической фотометрии очень большое применение, поскольку существует множество приборов и установок, действие которых основано либо на законе квадратов расстояния, либо на пропорциональности между силой света и площадью освещающей поверхности. Расчет, изложенный здесь, легко позволяет оценить ту точность, в пределах которой оправдывается закон, положенный в основу действия установки.

В качестве второго примера приложения формулы (48) сделаем расчет освещенности от круга, радиус которого равен ρ , в точке N , находящейся на перпендикуляре, восстановленном из центра O круга (рис. 5), и отстоящей от последнего на расстояние $ON = L$. В этом случае нам удобнее перейти от прямоугольных координат к полярным.

Обозначим расстояние от центра круга через x и рассмотрим кольцевую зону, ограниченную окружностями с радиусами x и $x + dx$. Площадь этой зоны будет: $ds = 2\pi x dx$, и создаваемая ею освещенность dE в точке N будет равна:

$$dE = B \frac{ds}{l^2} \cos^2 \varphi, \quad (52)$$

где

$$l^2 = L^2 + x^2; \quad \cos^2 \varphi = \frac{L^2}{l^2} = \frac{L^2}{L^2 + x^2}.$$

Подставляя эти значения в (52) и выполняя интегрирование, получаем:

$$E = \pi B L^2 \int_{x=0}^{\rho} \frac{2x dx}{(L^2 + x^2)^2} = \pi B \frac{\rho^2}{L^2 + \rho^2}. \quad (53)$$

Если для края диска ввести обозначение $l = l_0$ и $\varphi = \varphi_0$, то формулу (53) можно переписать еще так:

$$E = \pi B \frac{r^2}{l_0^2} = \pi B \sin^2 \varphi_0 = R \sin^2 \varphi_0, \quad (54)$$

где R — светимость диска. В таком виде это равенство находит широкое применение в астрономии, поскольку оно позволяет легко вычислять блеск и звездную величину m для светила, представляющего собой диск с равномерной яркостью и полудиаметром φ_0 .

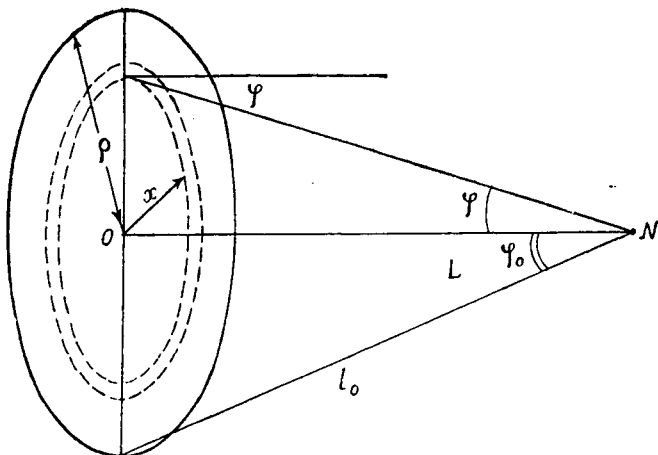


Рис. 5.

Значение φ_0 в этих случаях бывает очень малым, и потому можно, заменив синус углом, написать:

$$E = \pi B \varphi_0''^2 \sin^2 1''. \quad (55)$$

Выполнив логарифмирование и умножив результат на $-2,5$, в соответствии с формулами (4) и (20), получаем:

$$m = M - 5 \log \varphi_0'' - 2,5 \log \pi \sin^2 1''. \quad (56)$$

В заключение выведем формулу для расчета освещенности от полусферы, яркость B которой выражается в зависимости от сферических координат: полярного расстояния φ и двугранного угла ϑ функцией:

$$B = B_0 f(\varphi, \vartheta).$$

Если освещаемый элемент плоскости расположен в центре полусферы нормально к оси, то освещенность dE , получаемая им

от элемента полусферы, ограниченного углами φ , $\varphi + d\varphi$ и ϑ , $\vartheta + d\vartheta$, в соответствии с равенством (28) будет равна:

$$dE = B d\omega \cos \varphi,$$

где $d\omega = \sin \varphi d\varphi d\vartheta$ представляет собой телесный угол, занятый элементом. Интегрируя, получаем:

$$E = B_0 \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(\varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta. \quad (57)$$

Эта формула находит широкое применение в таких задачах, как расчет освещенности горизонтальной плоскости от ясного, пасмурного или ночного неба. В том частном случае, когда яркость полусферы во всех точках одинакова и равна B , получаем:

$$E = B \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta = \pi B. \quad (58)$$

Такой же результат нам даст формула (54), если в ней положить $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$.

§ 8. Соотношение между фотометрической и энергетической яркостью

Как было объяснено в § 6, фотометрическая яркость B , отнесенная к определенному типу селективного приемника радиации, будучи величиной своего рода, непосредственно с энергетической яркостью \mathfrak{B} связана быть не может. Соотношение между фотометрической яркостью и лучистой энергией может быть получено лишь через монохроматические значения яркости и функцию спектральной чувствительности приемника, причем очень важную роль здесь играет так называемый принцип спектральной аддитивности.

Возьмем элементарный участок спектра, заключенный между границами λ и $\lambda + d\lambda$. Этому участку спектра соответствует элементарная монохроматическая яркость $d\mathfrak{B}$, пропорциональная ширине участка $d\lambda$:

$$d\mathfrak{B} = b(\lambda) d\lambda. \quad (59)$$

Множитель пропорциональности $b(\lambda)$ можно назвать термином спектральная интенсивность яркости:

$$b(\lambda) = \frac{d\mathfrak{B}}{d\lambda}. \quad (60)$$

Полная энергетическая яркость \mathfrak{B} будет равна сумме элементарных яркостей:

$$\mathfrak{B} = \int_0^{\infty} b(\lambda) d\lambda. \quad (61)$$

Будем наблюдать при помощи селективного приемника поверхность, испускающую монохроматическую радиацию с длиной волны λ_1 и имеющую энергетическую яркость \mathfrak{B}_1 . Приемник покажет некоторую реакцию Q_1 . Возьмем другую поверхность, испускающую монохроматическую радиацию с другой длиной волны λ_2 , но обладающую той же энергетической яркостью \mathfrak{B}_1 . Реакция Q_2 на приемнике окажется, вообще говоря, иной. Но мы сможем опять получить ту же реакцию Q_1 , подобрав новое значение энергетической яркости $\mathfrak{B}_2 = S_2 \mathfrak{B}_1$. Множитель S_2 характеризует относительную чувствительность приемника к радиации λ_2 по сравнению с радиацией λ_1 . Равным образом реакцию Q_1 даст и некоторая поверхность, испускающая радиацию с длиной волны λ_3 , если она будет обладать энергетической яркостью $\mathfrak{B}_3 = S_3 \mathfrak{B}_1$. Таким образом условие, при котором монохроматические яркости $\mathfrak{B}_1, \mathfrak{B}_2, \mathfrak{B}_3 \dots \mathfrak{B}_n$ излучения с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_n$ будут давать на приемнике фотометрически одинаковый эффект Q_1 , состоит в том, чтобы их произведения на множители $S_1, S_2, S_3 \dots S_n$ были одинаковыми:

$$\mathfrak{B}_1 S_1 = \mathfrak{B}_2 S_2 = \mathfrak{B}_3 S_3 = \dots = \mathfrak{B}_n S_n. \quad (62)$$

Множители $S_1, S_2 \dots S_n$ называются относительной спектральной чувствительностью данного приемника. Положив один из них равным единице, мы для всех других будем иметь определенные значения. Обычно принимают за единицу то значение S , которое является наибольшим; к соответствующему λ приемник, очевидно, наиболее чувствителен. Поскольку в известном участке спектра чувствительность меняется плавно, величина S будет некоторой непрерывной функцией от λ , что мы в дальнейшем будем выражать символом $S(\lambda)$.

Рассмотрим теперь поверхность, которая испускает одновременно монохроматическую радиацию в двух длинах волн λ_1 и λ_2 , причем соответствующие монохроматические яркости равны \mathfrak{B}_1 и \mathfrak{B}_2 . Энергетическая яркость будет равна $\mathfrak{B}_1 + \mathfrak{B}_2$. Возникает вопрос, чему будет равна реакция приемника при таких условиях. Если бы испускалась только яркость \mathfrak{B}_1 , то реакция приемника была бы такая же, как при действии монохроматической яркости с длиной волны λ_m , соответствующей максимуму чувствительности и равной $\mathfrak{B}_{m1} = \mathfrak{B}_1 S_1$; точно так же одна яркость \mathfrak{B}_2 дала бы эффект, эквивалентный

яркости $\mathfrak{B}_{m_2} = \mathfrak{B}_2 S_2$. Можно ожидать, что эффект одновременного действия яркостей \mathfrak{B}_1 и \mathfrak{B}_2 будет равен эффекту от суммы эквивалентных им радиаций одной и той же длины волны λ_m , т. е. что реакция приемника будет определяться величиной:

$$\mathfrak{B}_{m_1} + \mathfrak{B}_{m_2} = \mathfrak{B}_1 S_1 + \mathfrak{B}_2 S_2. \quad (63)$$

Распространяя эти рассуждения на случай одновременного испускания трех, четырех и т. д. монохроматических радиаций с длинами волны $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, получим, что величиной B , определяющей реакцию приемника, будет сумма:

$$B = \mathfrak{B}_1 S_1 + \mathfrak{B}_2 S_2 + \dots + \mathfrak{B}_n S_n = \sum_{i=1}^{i=n} \mathfrak{B}_i S_i. \quad (64)$$

Таким образом мы принимаем, что реакция приемника определяется весовой суммой монохроматических яркостей, причем веса берутся равными спектральной чувствительности приемника к соответствующим радиациям. Это положение принято называть принципом спектральной аддитивности. Величина B называется фотометрической яркостью поверхности. Ее равным значениям соответствуют одинаковые реакции приемника.

Если мы имеем дело с непрерывным спектром, то элементарному участку спектра $\lambda, \lambda + d\lambda$ будет соответствовать элемент фотометрической яркости dB_λ , определяемый равенством:

$$dB_\lambda = S(\lambda) b(\lambda) d\lambda. \quad (65)$$

Продолжая пользоваться принципом спектральной аддитивности и здесь, мы определим величину B фотометрической яркости такого источника, как сумму элементарных яркостей:

$$B = \int_0^{\infty} S(\lambda) b(\lambda) d\lambda. \quad (66)$$

Равенства (64) и (66) однозначно определяют фотометрическую яркость через энергетические параметры и характеризующую данный приемник функцию $S(\lambda)$. Принцип спектральной аддитивности здесь выдвигается как постулат, которому должен удовлетворять приемник лучистой энергии, используемый для фотометрических измерений. Если бы оказалось, что на практике этот принцип оправдывается не вполне строго, то отступления от него пришлось бы рассматривать, как погрешности аппаратуры, подлежащие исключению из конечного результата измерений. Приемник радиации, совсем не удовлетворяющий указанному прин-

ципу, вообще не может быть использован для фотометрической практики.

Экспериментальная проверка принципа спектральной аддитивности для глаза была выполнена Айвсом, а для фотографических эмульсий Ван-Кревальдом и Веббом, причем отступлений, выходящих за пределы точности эксперимента, обнаружено не было. Косвенное подтверждение этого принципа содержится также в работах Гороховского, Фааса и Шаронова.

§ 9. Фотометрические системы световых величин

Согласно принципу спектральной аддитивности и изложенным выше соображениям о физической сущности фотометрической яркости, для определения или установления некоторой системы световых величин необходимо и достаточно задать кривую спектральной чувствительности $S(\lambda)$. Как устроен на практике приемник, обладающий такой кривой, совершенно безразлично. Два совсем различно устроенных приемника, обладающих одинаковой $S(\lambda)$, дают одну и ту же систему величин; напротив, два одинаковых по устройству приемника, у которых кривые спектральной чувствительности различны, дадут разные системы световых величин и, в частности, яркости, измеренные ими, будут в физическом смысле величинами разного рода. Последний случай мы имеем, например, в фотографической и фотоэлектрической фотометрии: эмульсии и фотоэлементы разного типа, обладая различными кривыми $S(\lambda)$, приводят к различным световым величинам. Разнообразие таких кривых, с одной стороны, является большим достоинством, так как позволяет выбирать спектральную чувствительность, наиболее соответствующую техническим условиям данной работы, но с другой стороны, а именно, с точки зрения фотометрического измерения, оно является большим недостатком, так как ведет к большому количеству различных световых систем. Поэтому представляется совершенно необходимым выбрать и установить некоторое количество стандартизованных систем световых величин.

При измерении яркости в астрономии приемник лучистой энергии всегда применяется в сочетании с оптикой некоторого телескопа или астрографа, в которой происходит потеря света, неодинаковая для разных участков спектра. Поэтому стандартизовать световую систему следует не самой кривой $S(\lambda)$, а произведением $S(\lambda)$ на спектральный коэффициент пропускания оптики $t(\lambda)$. Во многих случаях применяется также специальный светофильтр с некоторым спектральным пропусканием $\tau(\lambda)$. В этом случае световая система характеризуется общим произведением $S(\lambda) t(\lambda) \tau(\lambda)$.

В настоящее время наиболее законченной является визуальная система световых величин, для которой, в результате длительной работы международных светотехнических организаций, установлена достаточно надежная система величин, опирающаяся на тщательно сохраняемые ламповые эталоны силы света, и установлена определенная кривая спектральной чувствительности. Последняя для случая глаза называется специальным термином „видность“ и обозначается символом $V(\lambda)$. За стандарт приняты значения, полученные Джигсоном и Тиндаллом на основании пересмотра всех ранее выполненных работ; они приводятся в таблице I. Как бы ни шло развитие фотометрии в дальнейшем, визуальная световая система всегда останется в человеческом обиходе, так как она неразрывно связана с задачами светотехники, призванной обслуживать нужды человеческого зрения, а последним человек будет пользоваться всегда. Правда, зрение различных лиц в отношении спектральной чувствительности далеко не одинаково, причем встречаются как случаи сдвига всей кривой видности в сторону фиолетового или красного конца спектра, так и такие случаи, когда максимум кривой совпадает с максимумом нормальной кривой ($\lambda = 556 \text{ м}\mu$), но вся кривая является либо уже, либо шире нормальной, либо отличается от последней в пределах ограниченного участка спектра (чаще всего — на краях). Таким образом, говоря строго, каждый наблюдатель имеет свою индивидуальную систему световых величин. Однако для практики это обстоятельство имеет мало значения, поскольку отклонения от стандартного „среднего глаза“, подчиняясь закону случайности, становятся тем реже, чем они больше. В результате оказывается, что при сравнении смешанных лучистых потоков, дающих непрерывный спектр различного спектрального состава, систематические различия между данными подавляющего большинства наблюдателей лежат ниже других погрешностей измерений и потому могут быть оставлены без внимания.

Значительно большую опасность для визуальной фотометрии представляет то изменение кривой спектральной чувствительности, которое происходит у каждого наблюдателя при переходе от яркого света к слабому и которое является причиной эффекта Пуркиньи.

Кривая спектральной чувствительности для зрения, адаптированного на темноту, в настоящее время изучена весьма мало, причем нельзя считать доказанным, что при последовательном уменьшении яркости эта кривая достигает некоторого предельного значения, на котором и остается при дальнейшем уменьшении света. В табл. I приводится кривая видности для ночного зрения, полученная Гехтом. Предполагается, что она относится к наиболее слабым яркостям. Значения $V(\lambda)$ для переходной области между ярким (дневным)

и слабым (ночным) светом в настоящее время не могут быть указаны. Необходимо также отметить, что стандартная кривая видности для яркого света, приведенная в табл. I, возможно также не является конечной, поскольку имеются указания на то, что при более ярком свете ее максимум смещается в сторону красного конца спектра.

Таблица I

Кривые видности для глаза

λ м μ	Дневное зрение	Ночное зрение	λ м μ	Дневное зрение	Ночное зрение
380	0,0000	—	560	0,9950	0,380
390	0,0001	—	570	0,9520	0,270
400	0,0004	0,020	580	0,8700	0,190
410	0,0012	0,055	590	0,7570	0,128
420	0,0040	0,105	600	0,6310	0,085
430	0,0116	0,165	610	0,5030	0,030
440	0,0230	0,250	620	0,3810	0,010
450	0,0380	0,340	630	0,2650	—
460	0,0600	0,410	640	0,1750	—
470	0,0910	0,530	650	0,1070	—
480	0,1390	0,750	660	0,0610	—
490	0,2080	0,880	670	0,0320	—
500	0,3230	0,964	680	0,0170	—
510	0,5030	1,000	690	0,0082	—
520	0,7100	0,968	700	0,0041	—
530	0,8620	0,900	710	0,0021	—
540	0,9540	0,700	720	0,0010	—
550	0,9950	0,558	730	0,0005	—

В фотографической астрофотометрии за нормальную систему световых величин принимается результат оценки лучистой мощности по ее действию на нормальную, т. е. ничем не сенсibilизированную к длинноволновым лучам, бромо-желатиновую эмульсию. Спектральная чувствительность такой эмульсии исследовалась многими авторами, причем результаты обнаруживают значительные расхождения. Так, для положения максимума чувствительности в спектре значения λ колеблются от 360 м μ (Джонс и Сандвик) до 465 м μ (Оташиро). Не подлежит, однако, сомнению, что основной причиной таких расхождений являются погрешности измерительного процесса, во многих случаях выполненного крайне примитивными и несовершенными методами. Более надежные данные как будто показывают, что максимум спектральной чувствительности получается около 400—410 м μ . Поэтому, вероятно, можно принять, что не-

Продолжение

Автор	Шаро- нов	Гороховский												
		Нормально хроматический				Ортохроми- ческий	Изохроми- тический		Панхроматический					
		высокой чувстви- тельности	низкой чувстви- тельности	высокой чувстви- тельности	А		В	А	В	С				
λ мк														
630	—	—	—	—	—	39	3	16	25	28				
640	—	—	—	—	—	35	1	16	20	28				
650	—	—	—	—	—	30	1	17	15	27				
660	—	—	—	—	—	16	—	17	10	28				
670	—	—	—	—	—	5	—	17	5	28				
680	—	—	—	—	—	1	—	17	3	27				
690	—	—	—	—	—	—	—	17	1	26				
700	—	—	—	—	—	—	—	16	—	25				
710	—	—	—	—	—	—	—	15	—	20				
720	—	—	—	—	—	—	—	12	—	11				
730	—	—	—	—	—	—	—	9	—	5				
740	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3				
750	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1				

сенсibilизированная бромо-желатиновая эмульсия обладает некоторой стандартной кривой спектральной чувствительности $S(\lambda)$, которая и определяет фотометрическую систему фотографических световых величин.

В табл. II приводятся кривые $S(\lambda)$ для нормальной эмульсии по данным различных исследователей. Мы видим, что расхождения довольно велики; это отчасти может быть отнесено на счет фотографического эффекта Пуркиньи, который состоит в том, что кривая $S(\lambda)$ получается различной для изображений различной оптической плотности.

Многочисленные сорта сенсibilизированных фотографических эмульсий, выпускаемых в продажу под названием „ортохром“, „изохром“, „панхром“, „инфрахром“ и других, обладают крайне разнообразными кривыми $S(\lambda)$, что затрудняет их применение к установлению определенной фотометрической системы. Для иллюстрации сказанного в табл. II приводятся кривые $S(\lambda)$ для ряда таких эмульсий.

В астрономической фотометрии нередко возникает важная практическая задача определения визуальных световых величин фотографическими методами. Получаемая таким путем система величин носит название фотовизуальной. Несмотря на широкое

распространение фотовизуальных величин в астрофизике и их большое значение для решения различных вопросов астрономии, понятие это в настоящее время является чрезвычайно неопределенным. Практически фотовизуальные величины обычно определяются путем фотографирования звезд на орто- или изохроматических эмульсиях через желтый светофильтр, причем ни этот фильтр, ни тип пластинок не стандартизованы. Нет также точного определения той световой системы, которая понимается под термином „фотовизуальная“.

§ 10. Яркость матовой поверхности, освещенной извне

Пусть на элемент поверхности S , имеющий площадь ds , падает лучистый поток $d\Phi$. Часть этого потока $d\Phi_{\Pi}$ поглощается поверхностью, а другая часть $d\Phi_0$ отражается (рассеивается) ею во всех направлениях. Таким образом имеем:

$$d\Phi = d\Phi_{\Pi} + d\Phi_0.$$

Величина

$$\rho = \frac{d\Phi_0}{d\Phi_{\Pi}} \quad (67)$$

называется коэффициентом диффузного отражения. В астрономических работах ее часто называют термином альbedo, что на русский язык может быть переведено словом „белизна“ (от латинского прилагательного *albus* — белый) и соответственно обозначают буквой A . Таким образом получаем следующее определение:

Коэффициентом диффузного отражения, или альbedo, называется отношение лучистого (светового) потока, рассеянного данным элементом освещенной матовой поверхности во всех направлениях к лучистому (световому) потоку, падающему на этот элемент от посторонних источников света.

Вспоминая приведенные в § 5 формулы:

$$d\Phi = E ds; \quad d\Phi_0 = R ds,$$

мы переписываем равенство (67) так:

$$\rho = \frac{R}{E}. \quad (68)$$

Следовательно, коэффициент диффузного отражения можно определить как отношение светимости данной поверхности к ее освещенности.

Необходимо заметить, что альbedo определяется свойствами данной поверхности и является одной из характеристик последней, выражая способность материала отражать падающие на него

лучи. Однако величина эта не является постоянной и зависит от условий освещения, меняясь как с длиной волны λ луча, так и с углом падения этого луча на освещаемую поверхность. В связи с этим в астрономии нередко употребляется несколько другое понятие альbedo, которое представляет собой характеристику отражательной способности, независимую от условий освещения. Это будет так называемое сферическое альbedo, определяемое следующим образом.

Пусть оптически однородная поверхность шара освещается пучком параллельных лучей, причем из этого пучка перехватывается поверхностью поток Φ . Если обозначить поток, рассеиваемый во всех направлениях освещенной половиной шара, через Φ' , то значение сферического альbedo A_c выражается равенством:

$$A_c = \frac{\Phi'}{\Phi}. \quad (69)$$

Отсюда следует определение:

Сферическим альbedo называется отношение лучистого (светового) потока, рассеиваемого освещенной половиной оптически однородной сферы, к потоку, на эту половину сферы упавшему.

В результате рассеивания падающего потока освещенная матовая поверхность в любом направлении будет иметь некоторую яркость B . Значение последней при прочих равных условиях будет пропорционально освещенности E поверхности в данной точке:

$$B = rE. \quad (70)$$

Коэффициент пропорциональности

$$r = \frac{B}{E} \quad (71)$$

называется коэффициентом яркости и также служит характеристикой отражательной способности.

Необходимо заметить, что коэффициент отражения, или альbedo, представляет собой величину отвлеченную, поскольку он является отношением двух значений потока, т. е. одной и той же величины. Коэффициент яркости r , напротив, представляет собой величину именованную, ибо является отношением двух разных величин — яркости и освещенности, благодаря чему его численное значение будет зависеть от тех единиц, в которых мы выражаем эти величины. Выведем формулу размерности для величины r :

$$[r] = \frac{[B]}{[E]} = \frac{[\Phi] \times [s]}{[s] [\omega] \times [\Phi]} = \frac{1}{[\omega]}.$$

Таким образом, значение величины r , будучи независимым от единиц площади и потока, зависит от единицы телесного угла.

Яркость рассеивающей свет матовой поверхности при данных условиях освещения для разных направлений будет, вообще говоря, различной. Из этого следует, что коэффициент яркости будет функцией направления, определяемого углами φ , ϑ :

$$r = r_0 f(\varphi, \vartheta).$$

Выразить эту функцию аналитически обычно не представляется возможным, а потому ее выражают графическим путем в виде так называемой индикатриссы. Под этим именем понимается поверхность, построенная вокруг некоторой точки так, что ее расстояние от этой точки в любом направлении пропорционально величине r .

Если поверхность освещается пучком параллельных лучей, падающих на нее под углом i , то коэффициент яркости r для данного направления отражаемого луча будет зависеть также и от угла i ; азимут ϑ отраженного луча в этом случае надлежит отсчитывать от плоскости падающего луча:

$$r = r_0 f(i, \varphi, \vartheta).$$

Таким образом, полное описание отражательной способности данной поверхности включает в себя значения r для монохроматической радиации при каждом значении длины волны λ и при всех комбинациях углов i , φ и ϑ . Легко понять, что такой материал, заданный к тому же в графической или численной форме, будет очень громоздким и мало удобным для практического использования.

Эксперимент показывает, что чем глаже и лучше заматирована поверхность, тем меньше изменения r с углами i , φ , ϑ . Поэтому можно вообразить себе такую поверхность, коэффициент яркости которой вообще не зависит от указанных углов, будучи постоянным для всех условий освещения и наблюдения. Поверхность, удовлетворяющую такому условию, называют ортотропно-рассеивающей или идеально-матовой. Яркость B такой поверхности одинакова для всех направлений и, кроме того, с изменением угла i падения освещающего луча меняется пропорционально $\cos i$:

$$B = rE_0 \cos i \quad (r = \text{const}), \quad (72)$$

где E_0 представляет собой освещенность на поверхности, нормальной к лучам. Сила света I участка такой поверхности, имеющего площадь s , в соответствии с равенством (46), выражается формулой:

$$I = rsE_0 \cos i \cos \varphi, \quad (73)$$

где φ — угол, образуемый отраженным лучом с нормалью. Эта формула была дана еще Ламбертом и часто называется его именем.

Ортотропно-рассеивающая поверхность, альbedo которой равно единице, называется абсолютно белой. Формула (71) дает для нее $R = E$. С другой стороны, зависимость между яркостью и светимостью для ортотропно-излучающей поверхности, согласно равенству (45), выражается в форме $B = \frac{1}{\pi} R$. Отсюда легко находим значение коэффициента яркости r для абсолютно белой поверхности:

$$r = \frac{B}{E} = \frac{\frac{1}{\pi} R}{R} = \frac{1}{\pi}. \quad (74)$$

Такое значение коэффициента яркости можно назвать абсолютным. Нетрудно понять, что оно отнесено к стерадиану, как единице телесного угла. На практике чаще применяется другая система выражения коэффициентов яркости. Именно, за единицу принимается коэффициент яркости абсолютно белой поверхности. В этом случае значение коэффициента яркости любой другой поверхности может быть получено как отношение яркости B этой поверхности к яркости B_0 абсолютно белой поверхности, находящейся в точно таких же условиях освещения:

$$r' = \frac{B}{B_0}. \quad (75)$$

Принимая это равенство за определение самой величины r' , мы получаем возможность считать коэффициент яркости отвлеченным числом, что и является одним из преимуществ такого понимания этой величины. Вычисление яркости B по освещенности E в этом случае выполняется по формуле:

$$B = \frac{r'}{\pi} E. \quad (76)$$

Поскольку вся сфера содержит 4π стерадианов, легко видеть, что значение коэффициента яркости r' будет отнесено к единице телесного угла, равной π стерадианов или четверти сферы.

Идеально матовых, а тем более абсолютно белых материалов в природе не существует, но имеются вещества, в той или иной мере приближающиеся к указанным условиям. Это очень важно для практики фотометрических измерений, поскольку во многих случаях необходимо иметь рассеивающий экран, хотя бы приблизительно соответствующий условию ортотропного рассеяния. Технические подробности по этому поводу будут даны в § 34.

Зная функцию $f(i, \varphi, \vartheta)$, мы можем найти и все другие характеристики отражательной способности поверхности. Найдем альbedo. Для этого вообразим себе элементарную площадку ds , на

которую под углом i падает пучок параллельных лучей, дающий освещенность E . Световой поток, попавший на площадку, будет $d\Phi_1 = E ds$. Возьмем в направлении, определяемом углами φ , ϑ , элементарный телесный угол $d\omega$. В нем заключается элементарный световой поток $d^2\Phi_2$, равный:

$$d^2\Phi_2 = B \cos \varphi ds d\omega, \quad (77)$$

где B — яркость площадки. Подставляя в это выражение равенство (70) и вспоминая, что $d\omega = \sin \varphi d\varphi d\vartheta$, получаем:

$$d^2\Phi_2 = r_0 E f(i, \varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta ds.$$

Для того чтобы найти весь поток $d\Phi_2$, рассеянный площадкой, производим интегрирование по полусфере:

$$d\Phi_2 = r_0 E ds \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(i, \varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta, \quad (78)$$

после чего для альбедо получаем:

$$A = \frac{d\Phi_2}{d\Phi_1} = r_0 \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(i, \varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta, \quad (79)$$

причем A является уже функцией только одной переменной, введенной через функцию i :

$$A = A_0 F(i).$$

Для того чтобы выразить через r сферическое альбедо, возьмем на поверхности сферы, освещенной параллельными лучами, систему сферических координат с полюсом в направлении на источник света. Пусть координаты некоторого элемента поверхности сферы будут: полярное расстояние i и азимут ψ , а его площадь ds определится равенством:

$$ds = R^2 \sin i di d\psi,$$

где R — радиус сферы. Если освещенность на плоскости, нормальной к лучам, обозначим через E_0 , то освещенность элемента будет $E_0 \cos i$, а световой поток $d^2\Phi_2$, рассеянный им во всех направлениях, в силу равенства (78) будет равен:

$$d^2\Phi_2 = r_0 R^2 E_0 \cos i \sin i di d\psi \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(i, \varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta. \quad (80)$$

Всякий другой элемент той же площади ds , находящийся на том же полярном расстоянии i , рассеивает такой же поток $d^2\Phi_2$; поэтому поток $d\Phi_2$, рассеянный всем элементарным поясом, заключенным между полярными расстояниями i и $i + di$, будет:

$$d\Phi_2 = 2\pi r_0 R^2 E_0 \cos i \sin i di \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(i, \varphi, \vartheta) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\vartheta.$$

Для того чтобы получить поток Φ_2 , рассеянный всем освещенным полушарием, надо это выражение проинтегрировать еще по i , что даст:

$$\begin{aligned} \Phi_2 = 2\pi r_0 R^2 E_0 \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{i=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(i, \varphi, \vartheta) \times \\ \times \cos i \sin i \cos \varphi \sin \varphi d\varphi di d\vartheta. \end{aligned} \quad (81)$$

Наконец, сферическое альbedo A_c будет равняться отношению рассеянного потока Φ_2 к потоку, упавшему на полушарие, т. е. к потоку $\Phi_1 = \pi R^2 E_0$, вследствие чего окончательно получаем:

$$A_c = 2r_0 \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{i=0}^{\pi/2} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} f(i, \varphi, \vartheta) \cos i \sin i \cos \varphi \sin \varphi d\varphi di d\vartheta. \quad (82)$$

Сравнивая это равенство с (79), получаем известное соотношение между A и A_c :

$$A_c = 2A_0 \int_{i=0}^{\pi/2} F(i) \cos i \sin i di. \quad (83)$$

Для данной поверхности сферическое альbedo имеет одно определенное значение. Для ортотропной поверхности $f(i, \varphi, \vartheta) = 1$, потому получаем:

$$A = A_c = \pi r_0.$$

§ 11. Ослабление лучистого потока при его прохождении через некоторую среду

На практике излучающую поверхность, имеющую яркость B , часто приходится наблюдать сквозь некоторую промежуточную среду, расположенную между наблюдателем и этой поверхностью. Так, небесные светила мы всегда наблюдаем сквозь земную атмосферу. Поскольку во всякой среде происходит поглощение и рассеяние проходящих через нее лучей, поток в результате про-

хождения через среду уменьшается. Это явление ослабления луча в среде называется экстинкцией. Благодаря экстинкции яркость поверхности, наблюдаемой сквозь промежуточную среду, будет иметь некоторое искаженное значение B' , причем всегда $B' < B$. Отношение:

$$T = \frac{B'}{B} \quad (84)$$

называется коэффициентом пропускания данного слоя.

В практической фотометрии, а особенно в фотографии вместо коэффициента пропускания часто применяют логарифмическую величину, называемую термином оптическая плотность и обозначаемую буквой D :

$$D = \log \frac{B}{B'} = \log \frac{1}{T}. \quad (85)$$

Коэффициент пропускания зависит как от природы вещества, заполняющего данный слой, так и от толщины последнего. Пусть AB

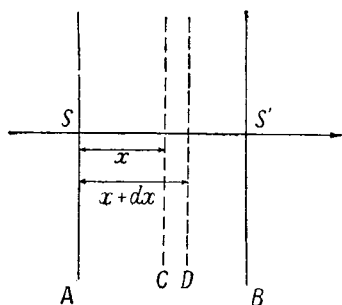


Рис. 6.

(рис. 6) представляет собой слой среды, сквозь который проходит монохроматический луч SS' . Для того чтобы найти коэффициент пропускания T , вырежем внутри слоя элементарный слой CD , ограниченный плоскостями, нормальными к лучу SS' и отстоящими от передней границы слоя A на расстояние x и $x + dx$. Пусть в этот слой вступает монохроматический лучистый поток Φ . В результате прохождения через слой от этого потока отнимается элементарный поток $d\Phi$, величина

которого будет пропорциональна вступающему потоку Φ и толщине слоя dx :

$$-d\Phi = \alpha(x) \Phi dx. \quad (86)$$

Знак минус здесь указывает, что приращение $d\Phi$ является отрицательным. Коэффициент пропорциональности α называется коэффициентом экстинкции или показателем ослабления. Он определяется физическими свойствами среды; поскольку последние в разных частях слоя могут быть различными, величина α может меняться вдоль направления SS' , что мы и выразили символом $\alpha(x)$.

Равенство (86) представляет собой дифференциальное уравнение. Разделяя в нем переменные и выполняя интегрирование, получаем:

$$\int_{\Phi = \Phi_0}^{\Phi'} \frac{d\Phi}{\Phi} = \ln \Phi \Big|_{\Phi_0}^{\Phi'} = - \int_{x=0}^X \alpha(x) dx.$$

Пределы интегрирования: Φ_0 и Φ' представляют собой значения потока до вступления в слой и по выходе из него, а X есть полная толщина слоя. Подставляя эти пределы и переходя от логарифма к числу, находим:

$$T = \frac{\Phi'}{\Phi_0} = e^{-\int_0^X \alpha(x) dx}. \quad (87)$$

Величина

$$\tau = \int_0^X \alpha(x) dx \quad (88)$$

называется оптической толщиной слоя.

Если среда оптически однородна, то значение показателя ослабления α во всех ее точках одинаково. В этом случае имеем:

$$\tau = \alpha X, \quad (89)$$

и формула (87) принимает вид:

$$T = e^{-\alpha X}. \quad (90)$$

Эта формула выражает экспоненциальный закон экстинкции или закон Ламберта-Бэра.

На практике во многих случаях находят удобнее принимать за основание степени число 10:

$$T = 10^{-aX}, \quad (91)$$

где

$$a = \alpha \log_{10} e = 0,43429 \alpha.$$

В предыдущих рассуждениях мы допускали, что у границ среды не происходит никаких оптических явлений. В действительности слой среды, находящийся на пути луча, обычно обладает показателем преломления n , отличным от показателя преломления окружающей среды. Это ведет к тому, что на передней и задней поверхностях слоя происходит отражение луча. В результате этого из потока Φ_0 некоторая доля $\rho_1 \Phi_0$ отражается обратно, так что

внутри слоя входит поток $(1 - \rho_1) \Phi_0$. У задней поверхности из потока Φ' также отражается некоторая доля $\rho_2 \Phi'$, так что выходит из слоя поток $(1 - \rho_2) \Phi'$. В результате поток Φ'' , прошедший через слой среды при указанных условиях, будет уменьшен по сравнению с потоком Φ' , выражаемым равенством (87), а общий коэффициент пропускания T слоя выразится формулой:

$$T = \frac{\Phi''}{\Phi_0} = (1 - \rho_1) (1 - \rho_2) e^{-\alpha X}. \quad (92)$$

Коэффициент отражения ρ для случая естественного, т. е. не поляризованного луча, выражается через показатель преломления n формулой Френеля:

$$\rho = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2. \quad (93)$$

Если луч света падает на ограничивающую слой плоскость под углом i , то у границы слоя происходит преломление луча, в результате которого внутри слоя луч идет под углом j к нормали, выражаемым известным законом преломления:

$$\sin i = n \sin j. \quad (94)$$

Путь луча внутри слоя в этом случае будет равен $X \sec j$, и потому коэффициент пропускания T определяется равенством:

$$T = [1 - \rho_1(i)] [1 - \rho_2(i)] e^{-\alpha X \sec j}, \quad (95)$$

причем коэффициент отражения $\rho(i)$ для косою падения и естественного света, согласно теории Френеля, выражается формулой:

$$\rho = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\sin(i - r)}{\sin(i + r)} \right]^2 + \left[\frac{\operatorname{tg}(i - r)}{\operatorname{tg}(i + r)} \right]^2 \right\}. \quad (96)$$

Показатель ослабления α , как правило, меняется с длиной волны λ . Поэтому формулы, приведенные выше и предполагающие монохроматический луч для смешанного светового потока, содержащего лучи различных участков спектра, могут оказаться неверными. Примеры этого мы будем иметь в § 15.

Для целей фотометрической техники большую ценность представляют такие материалы, у которых α с длиной волны не меняется, по крайней мере в пределах участка спектра, воспринимаемого используемым приемником радиации. Такие материалы называются нейтрально-ослабляющими или просто нейтральными, а также серыми. Различные сорта специально окрашенных серых стекол, окрашенная по надлежащей рецептуре желатина, а также проявленная фотографическая эмульсия могут служить примером материалов, в той или иной мере прибли-

жающихся к нейтральным. Из природных сред весьма высокой нейтральностью обладают облака и туманы, состоящие из крупных частиц. В отношении перечисленных материалов формулы, приведенные выше, могут быть применимы и в случае лучистого потока смешанного спектрального состава.

В том случае, когда участок спектра, воспринимаемый приемником, широк, а среда обладает селективным ослаблением света, для вычисления коэффициента пропускания T приходится прибегать к спектральным данным. Пусть для монохроматического луча с длиной волны λ показатель ослабления равен α_λ , а соответствующее значение множителя $(1 - \rho_1(i)) [1 - \rho_2(i)]$ мы обозначим буквой $P(\lambda)$. Элемент яркости dB_λ , соответствующий спектральному интервалу $\lambda, \lambda + d\lambda$, после прохождения через среду, в соответствии с равенствами (65) и (95), будет иметь значение:

$$dB'_\lambda = T(\lambda) dB_\lambda = S(\lambda) b(\lambda) P(\lambda) e^{-\alpha_\lambda X \sec j} d\lambda.$$

Полная яркость B' , наблюдаемая сквозь среду, получается из этого равенства интегрированием по λ :

$$B' = \int_{\lambda=0}^{\infty} S(\lambda) b(\lambda) P(\lambda) e^{-\alpha_\lambda X \sec j} d\lambda. \quad (97)$$

С другой стороны, яркость B , наблюдаемая без промежуточной среды, у нас была выражена равенством (66); подставляя последнее, вместе с формулой (97) в равенство (84), получаем:

$$T = \frac{B'}{B} = \frac{\int_{\lambda=0}^{\infty} S(\lambda) b(\lambda) P(\lambda) e^{-\alpha_\lambda X \sec j} d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{\infty} S(\lambda) b(\lambda) d\lambda}. \quad (98)$$

Вычисление интегралов, входящих в эту формулу, выполняется численным или графическим путем.

§ 12. Яркость объемного излучения

Во многих случаях яркость объекта создается за счет радиации, излучаемой в большой толще некоторой среды. Каждый элементарный слой такой среды в заданном направлении испускает радиацию, которая на пути к наблюдателю ослабляется экстинкцией в слоях среды, лежащих перед этим слоем. Общая яркость определяется суммой радиаций, идущих с разной глубины

и по-разному ослабленных экстинкцией. Самый процесс излучения может происходить либо вследствие собственного свечения заполняющих этот элемент частиц (что мы имеем, например, в случае газовых туманностей с эмиссионным спектром, в условиях свечения полярных сияний, газосветных ламп и проч.), либо вследствие рассеяния радиации, поступающей в данную среду от посторонних источников света (это мы видим в случае туманностей с непрерывным спектром, дневного неба, облаков, туманов и т. п.), либо, наконец, от обеих указанных причин одновременно (это наблюдается в кометах и в солнечной короне). В среде с достаточной плотностью большое значение имеет то обстоятельство, что лучи, испускаемые или отражаемые некоторой частицей, попадают на другие частицы и рассеиваются ими в разные стороны. Рассеянный луч перехватывается какой-нибудь частицей и рассеивается вторично, затем в третий раз и т. д., до бесконечности. Следствием этого является то, что кроме лучей, непосредственно испускаемых или первично отражаемых частицами, среда испускает еще лучи, испытавшие многократное отражение на частицах. Это явление известно под названием эффекта рассеяния высших порядков или эффекта самоосвещения. Создаваемая им яркость прибавляется к яркости первично испускаемого или отражаемого света; расчет этой добавочной яркости представляет очень большие трудности математического порядка. Изложение этого вопроса не входит в рамки настоящей книги, и поэтому здесь мы ограничимся некоторыми простейшими общими соображениями.

Пусть AF (рис. 7) представляет собой некоторый объем среды, испускающий радиацию. Рассчитаем яркость этого объема для направления FA . Рассмотрим элементарный слой среды, ограниченный плоскостями C и D , нормальными к направлению AF и отстоящими от наружной поверхности A объема на расстоянии x и $x + dx$. Яркость $d\beta$ этого элементарного слоя в направлении FA будет пропорциональна его толщине dx :

$$d\beta = \chi(x) dx, \quad (99)$$

причем коэффициент пропорциональности χ , вообще говоря, меняется, с расстоянием x . Эту яркость наблюдатель видит ослабленной экстинкцией в толще x , так что яркость слоя, наблюдаемая снаружи, будет иметь значение $d\beta'$, определяемое равенством:

$$d\beta' = T d\beta.$$

Подставляя сюда для коэффициента пропускания слоя $d\beta$ его выражение (87), пишем:

$$d\beta' = \chi(x) e^{-\int_0^x \alpha(v) dv}$$

Полная яркость β получается путем сложения яркостей $d\beta$ отдельных элементарных слоев:

$$\beta = \int_0^X x(x) e^{\int_0^x \alpha(x) dx} dx, \quad (100)$$

где $X = AF$ есть толщина слоя. Нетрудно понять, что β при всяких условиях есть возрастающая функция X . Приведенная формула решает задачу лишь формально. Практический расчет β для конкретных случаев представляет собою задачу исключительной трудности и обычно может быть выполнен лишь приближенно.

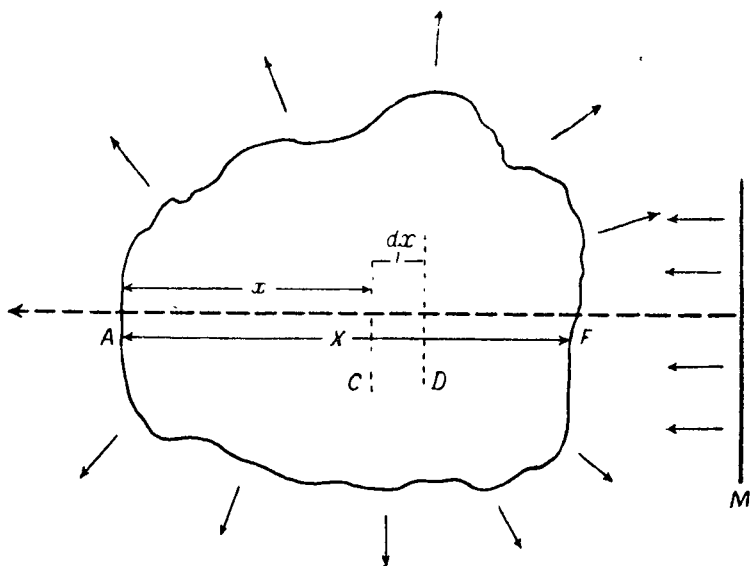


Рис. 7.

Значение β может быть найдено просто и точно лишь для случая оптически однородной и однородно излучающей среды. Во всех точках такой среды величины $x(x)$ и $\alpha(x)$ имеют одинаковые значения x и α , а потому получаем:

$$\beta = z \int_0^X e^{-\alpha x} dx = \frac{z}{\alpha} (1 - e^{-\alpha X}). \quad (101)$$

Найденное выражение в атмосферной оптике известно под названием световоздушного уравнения. Оно может быть при-

менено, например, для вычисления яркости воздушной дымки в направлении горизонта, поскольку приземный слой воздуха при безоблачной или сплошь пасмурной погоде во всех точках освещен одинаково и потому везде имеет одинаковое значение x . Заметим, что стоящий в правой части формулы (101) коэффициент $\frac{x}{\alpha}$ имеет простой физический смысл. Именно при $X = \infty$ имеем $\beta = \frac{x}{\alpha}$, откуда видно, что рассматриваемый коэффициент представляет собой яркость бесконечно толстого слоя с теми же оптическими характеристиками.

Пусть за излучающим объемом AF располагается излучающая поверхность M , которую наблюдатель рассматривает сквозь этот объем. Истинная яркость B этой поверхности, при наблюдении через среду AF , будет иметь некоторое иное значение B' , поскольку, с одной стороны, в среде происходит ослабление радиации поверхности M вследствие экстинкции, а с другой, добавляется яркость свечения самой среды. Обозначая последнюю, как и раньше, через β , а коэффициент пропускания всей толщи AF среды через T , будем иметь:

$$B' = BT + \beta. \quad (102)$$

Если среда оптически однородна, то зависимость T от толщины слоя X выражается формулой (90), а β — равенством (101), что дает:

$$B' = Be^{-\alpha X} + \frac{x}{\alpha}(1 - e^{-\alpha X}). \quad (103)$$

В результате наблюдения сквозь среду яркость поверхности M может как уменьшиться, так и увеличиться. Перепишем формулу (103) в таком виде:

$$\Delta B = B' - B = \left(\frac{x}{\alpha} - B\right)(1 - e^{-\alpha X}). \quad (104)$$

Из этого равенства видно, что знак приращения ΔB яркости, обусловленного наблюдением сквозь среду, определяется знаком разности $\frac{x}{\alpha} - B$. Таким образом, в том случае, когда параметр $\frac{x}{\alpha}$ больше яркости B поверхности, последняя при наблюдении сквозь среду представляется более яркой, чем в действительности. Если же $\frac{x}{\alpha}$ меньше яркости B поверхности, то последняя сквозь среду будет представляться менее яркой. Наконец в том частном случае, когда $\frac{x}{\alpha} = B$, яркость поверхности M остается без изменения при любых значениях X .

Глава III

ПРИНЦИПЫ АБСОЛЮТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТИ

§ 13. Единицы яркости

Принцип спектральной аддитивности дает возможность выражать фотометрическую яркость поверхности в единицах, непосредственно вытекающих из единицы мощности. Условимся выражать спектральную интенсивность яркости в ваттах на стерадиан и см², а для $S(\lambda)$ примем некоторые стандартные значения, отнесенные к максимуму, как к единице. Тогда формула:

$$B_a = \int_0^{\infty} S(\lambda) b(\lambda) d\lambda \quad (66)$$

даст для яркости некоторое численное значение, которое мы будем называть „абсолютным“. Очевидно, что единицей, к которой оно отнесено, будет яркость такой поверхности, которая испускает монохроматическую радиацию с той длиной волны λ_m , на которой лежит главный максимум кривой $S(\lambda)$ и которая обладает энергетической яркостью \mathfrak{B} , равной одному ватту на стерадиан с квадратного сантиметра. Такую единицу можно назвать фотометрическим ваттом с квадратного сантиметра на стерадиан — название мало удобное по причине его длины.

Можно было бы построить эталон для абсолютной единицы яркости. Например, можно воспользоваться монохроматическим источником света — поверхностью, освещенной натровым пламенем, или натровой газосветной лампой, или иным источником света с эмиссионным спектром, снабженным фильтром, изолирующим одну какую-либо линию. Измерив абсолютную энергетическую яркость поверхности \mathfrak{B} посредством абсолютного радиометра, найдем и абсолютную фотометрическую яркость $B_a = S(\lambda) \mathfrak{B}_\lambda$. Можно также воспользоваться источником света с непрерывным спектром, для которого абсолютные значения $b(\lambda)$ известны, и, следовательно, величина B_a может быть вычислена по формуле (66). Примером такого источника является абсолютно черное тело, поскольку для него значения $b(\lambda)$ могут быть вычислены по формуле Планка. До некоторой степени абсолютными эталонами могут

служить описанные ниже солнечные единицы яркости, ибо абсолютные значения $b(\lambda)$ для них могут быть вычислены по известным значениям спектральной освещенности от Солнца.

Имея значение яркости B_a , выраженное в абсолютной мере, и зная распределение энергии $j(\lambda)$ в спектре источника света, можно решать многие задачи. Например, нетрудно получить абсолютные значения $b(\lambda)$, что сводится к нахождению множителя χ , связывающего $b(\lambda)$ с $j(\lambda)$:

$$b(\lambda) = \chi j(\lambda). \quad (105)$$

Из равенства (66) и (105) получаем:

$$\chi = \frac{B_a}{\int j(\lambda) S(\lambda) d\lambda}. \quad (106)$$

Фотометрическая яркость B_a может служить также для нахождения энергетической яркости \mathfrak{B} . Для этого необходимо сначала вычислить так называемый фотометрический коэффициент полезного действия

$$\gamma = \frac{\int j(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int j(\lambda) d\lambda}. \quad (107)$$

После этого можно воспользоваться равенством:

$$\mathfrak{B} = \frac{B}{\gamma}, \quad (108)$$

являющимся прямым следствием формул (61) и (107).

Абсолютная система выражения яркости, при всей ее теоретической ценности, для практики мало удобна и потому применяется редко. Взамен ее пользуются различными произвольными единицами. Очевидно, что любая поверхность, яркость которой достаточно постоянна во времени или может быть легко воспроизведена, пригодна для использования в качестве эталона, и ее яркость может быть принята за единицу.

Пусть выбранная за единицу яркость характеризуется значениями спектральной интенсивности $b_0(\lambda) = \chi_0 j_0(\lambda)$, а измеряемая яркость — значениями $b(\lambda) = \chi j(\lambda)$. Тогда численное значение яркости B , отнесенное к данной единице, будет выражено равенством:

$$B = \frac{\int b(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int b_0(\lambda) S(\lambda) d\lambda} = \frac{\chi}{\chi_0} \cdot \frac{\int j(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int j_0(\lambda) S(\lambda) d\lambda}. \quad (109)$$

На практике эту формулу обычно пишут в форме:

$$B = M \int b(\lambda) S(\lambda) d\lambda, \quad (110)$$

где

$$M = \frac{1}{\int b_0(\lambda) S(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{\lambda_0 \int j_0(\lambda) S(\lambda) d\lambda}$$

постоянный множитель, называемый фотометрическим эквивалентом мощности.

Система световых величин, принятая в астрофотометрии, исходит из нуля-пункта шкалы звездных величин, т. е. из единицы освещенности. Поэтому единицу яркости для этой системы выбирают в соответствии с равенством (32), исходя из единицы освещенности и единицы телесного угла. Яркостью, равной единице, будет обладать такая поверхность, участок которой, видимый под телесным углом, равным единице, дает фотометрическую освещенность, соответствующую звездной величине, равной нулю.

Относительно единицы, в которой надлежит выражать ω ; нет общепринятого соглашения; на практике приходится встречать квадратную секунду дуги, квадратную минуту и квадратный градус. Выраженная таким путем яркость называется „звездной величиной на квадратную секунду дуги“, „на квадратную минуту“ и т. д. Соотношения между единицами яркости, отнесенными к разным единицам телесного угла, очевидно, выражаются отношением между последними, а значения M различаются на величину логарифма этого отношения, умноженного на 2,5. Таблицы для пересчета с одной единицы телесного угла на другую, опубликованные Шароновым, воспроизводятся здесь (табл. III и IV).

Для многих вопросов астрофотометрии удобнее пользоваться единицей яркости, связанной не со светом звезд, а со светом Солнца. Длительные и тщательные исследования солнечной постоянной показывают, что изменение солнечной радиации со временем если и происходит, то лишь очень малое. Это позволяет пользоваться солнечным светом, как стандартом яркости. Могут быть предложены и практически применялись две единицы яркости, основанные на солнечном излучении.

Во-первых, можно принять в качестве единицы яркость B_0 фотосферы в центре солнечного диска. Существование грануляции здесь не служит препятствием, так как при умеренном масштабе изображения она практически не видна и мы имеем дело с некоторой осредненной яркостью.

Во-вторых, можно принять за единицу яркость B_2 абсолютно белой поверхности, расположенной нормально к солнечным лучам на некотором стандартном расстоянии, например, на расстоянии

Соотношения между единицами телесного угла

Наименование единиц	Усл. обозн.	○	◐	○ 4	Срд.	h	°	m	'	□	□ "
Сфера	○	1	2	4	12,57	10 ² 1,834	10 ⁴ 4,125	10 ⁵ 6,600	10 ⁸ 1,485	10 ⁹ 2,376	10 ¹¹ 5,346
Полусфера	◐	0,5	1	2	6,283	91,67	10 ⁴ 2,063	10 ⁵ 3,300	10 ⁷ 7,425	10 ⁹ 1,188	10 ¹¹ 2,673
Четверть сферы	○ 4	0,25	0,5	1	3,142	45,84	10 ⁴ 1,031	10 ⁵ 1,650	10 ⁷ 3,713	10 ⁸ 5,940	10 ¹¹ 1,337
Стерadian	Срд.	10 ⁻² 7,958	10 ⁻¹ 1,592	10 ⁻¹ 3,183	1 1	10 ⁻² 6,854	10 ⁸ 3,283	10 ⁴ 5,252	10 ⁷ 1,182	10 ⁸ 1,891	10 ¹⁰ 4,254
Квадратный час	h	10 ⁻³ 5,424	10 ⁻² 1,091	10 ⁻² 2,182	10 ⁻² 6,854	10 ⁻² 1	10 ⁻³ 225	10 ⁵ 3500	10 ⁵ 8,100	10 ⁷ 1,296	10 ⁹ 2,916
Квадратный градус	°	10 ⁻⁵ 2,424	10 ⁻⁵ 4,848	10 ⁻⁵ 9,696	10 ⁻⁴ 3,046	10 ⁻³ 4,444	10 ⁻³ 1	10 ⁵ 16	10 ⁵ 3600	10 ⁴ 5,760	10 ⁷ 1,296
Квадратная минута времени	m	10 ⁻⁶ 1,515	10 ⁻⁶ 3,030	10 ⁻⁶ 6,060	10 ⁻⁵ 1,904	10 ⁻⁴ 2,778	10 ⁻² 6,250	10 ⁵ 1	10 ⁵ 225	10 ⁵ 3600	10 ⁵ 8,100
Квадратная минута дуги	'	10 ⁻⁹ 6,734	10 ⁻⁸ 1,347	10 ⁻⁸ 2,693	10 ⁻⁸ 8,462	10 ⁻⁶ 1,235	10 ⁵ 2,778	10 ⁻³ 4,444	10 ⁵ 1	10 ⁵ 16	10 ⁵ 3600
Квадратная секунда времени	s	10 ⁻¹⁰ 4,208	10 ⁻¹⁰ 8,417	10 ⁻⁹ 1,683	10 ⁻⁹ 5,289	10 ⁻⁸ 7,716	10 ⁻⁵ 1,736	10 ⁻⁴ 2,778	10 ⁻² 6,250	10 ⁻² 1	10 ⁵ 225
Квадратная секунда дуги	"	10 ⁻¹² 1,870	10 ⁻¹² 3,741	10 ⁻¹² 7,482	10 ⁻¹¹ 2,350	10 ⁻¹⁰ 3,429	10 ⁻⁸ 7,716	10 ⁻⁶ 1,235	10 ⁻⁴ 2,778	10 ⁻³ 4,444	10 ⁵ 1

Разности звездных величин, соответствующие соотношениям между единицами телесного угла

Наименование единиц	Усл. обозн.	○	◐	⊙ 4	Срд.	h	°	m	'	s	"
Сфера	○	0	0,753	1,505	2,748	5,658	11,539	14,549	20,429	23,440	29,320
Полусфера	◐	-0,723	0	0,753	1,995	4,906	10,786	13,796	19,677	22,687	28,568
Четверть сферы	⊙ 4	-1,505	-0,753	0	1,243	4,153	10,033	13,044	18,924	21,934	27,815
Стерadian	Срд.	-2,748	-1,995	-1,243	0	2,910	8,791	11,801	17,681	20,692	26,572
Квадратный час	h	-5,658	-4,906	-4,153	-2,910	0	5,880	8,891	14,771	17,782	23,662
Квадратный градус	°	-11,539	-10,786	-10,033	-8,791	-5,880	0	3,010	8,891	11,901	17,782
Квадратная минута времени	m	-14,549	-13,796	-13,044	-11,801	-8,891	-3,010	0	5,880	8,891	14,771
Квадратная минута дуги	'	-20,429	-19,677	-18,924	-17,681	-14,771	-8,891	-5,880	0	3,010	8,891
Квадратная секунда времени	s	-23,440	-22,687	-21,934	-20,692	-17,782	-11,901	-8,891	-3,010	0	5,880
Квадратная секунда дуги	"	-29,320	-28,568	-27,815	-26,572	-23,662	-17,782	-14,771	-8,891	-5,880	0

в одну астрономическую единицу от центра Солнца (вне земной атмосферы). Если освещенность солнечными лучами на таком расстоянии обозначить через E , то принимаемая в этом случае за единицу яркость B_2 будет связана с освещенностью выражением:

$$B_2 = \frac{1}{\pi} E,$$

где за единицу телесного угла принят стерадиан; если же за единицу телесного угла взять четверть сферы (см. § 10), то будет:

$$B_2 = E. \quad (111)$$

Отсюда следует, что обе солнечные единицы B_0 и B_2 связаны между собой соотношением:

$$B_2 = B_0 R_{\odot}^2 \sin 1'' \eta, \quad (112)$$

где множитель η представляет собою отношение средней яркости солнечного диска \bar{B} к яркости центра диска B_0 :

$$\eta = \frac{\bar{B}}{B_0}.$$

Этот множитель может быть вычислен по известной формуле:

$$\eta = \frac{R_{\odot}}{R_{\odot}^2} \frac{2 \int_0^{R_{\odot}} \rho f(\rho) d\rho}{R_{\odot}^2}, \quad (113)$$

легко получаемой как следствие формулы (38) § 7, где $f(\rho) = B(\rho)/B_0$ есть функция, выражающая распределение яркости вдоль радиуса солнечного диска, причем за единицу принята яркость в центре диска, т. е. B_0 .

Значения $f(\rho)$ для приемника с заданной кривой $S(\lambda)$ могут быть найдены через монохроматические измерения распределения яркости по солнечному диску, выполненные Абботом. Обозначим монохроматическую яркость, соответствующую длине волны λ и расстоянию ρ от центра солнечного диска, через $b(\lambda)$. Если спектральная чувствительность приемника равна $S(\lambda)$, то значение $f(\rho)$ можно вычислить, исходя из закона спектральной аддитивности, по формуле:

$$f(\rho) = \frac{B(\rho)}{B_0} = \frac{\int b(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int b_0(\lambda) S(\lambda) d\lambda}. \quad (114)$$

Интегрирование здесь производится численным путем, например, по формуле трапеции. Имея $f(\rho)$, находим η по формуле (113).

Практика показывает, что если кривая $S(\lambda)$ имеет только один максимум, лежащий на $\lambda = \lambda_m$, то значение η , вычисленное по только что указанным формулам, будет очень близко к монохроматическому значению η_m , вычисленному для монохроматической радиации с длиной волны λ_m . Таблицы монохроматических значений λ_m , вычисленных по материалам Аббота, были опубликованы Миннаэртом.

Во многих случаях представляет интерес выражать фотометрическую яркость объекта в лабораторных единицах. Для визуальной фотометрии такие единицы находят широкое применение. До последнего времени они были основаны на тщательно сохраняемом эталоне силы света, представляющем собою серию ламп накаливания, надлежащим образом сохраняемых и используемых. Соответствующая единица силы света называется международной свечой. Другие единицы выводятся уже из единицы силы света.

Визуальная единица светового потока называется люмен. Это будет поток, который дает источник света в одну международную свечу внутри телесного угла в 1 стерадиан.

Лампы накаливания невоспроизводимы и потому в качестве эталона силы света являются неудовлетворительными. В течение ряда лет велась настойчивая работа по созданию абсолютного фотометрического эталона, основанного на излучении абсолютно-черного тела. Решающий успех в этом деле был достигнут лишь в 1947 году, когда группе сотрудников Всесоюзного института метрологии, работавшей под руководством П. М. Тиходеева, удалось построить эталонный источник света в виде раскаленного черного тела. В результате этой работы, удостоенной премии имени И. В. Сталина, была создана новая система световых единиц. В частности единица потока — люмен (или „новый люмен“) в ней определяется как световой поток, который испускается полным излучателем (абсолютно-черным телом) при температуре затвердевания платины с площади в $\frac{1}{60\pi} = 0,005305$ квадратного сантиметра. Прежний люмен составляет 1,005 новых люменов.

За единицу освещенности принимается освещенность, при которой на квадратный сантиметр освещаемой площади приходится 1 люмен. Такая единица называется фот. Употребительна еще единица люкс, соответствующая освещенности в 1 люмен на квадратный метр. Очевидно, что 1 фот равен 10 000 люксов.

За единицу яркости принимается яркость такой поверхности один квадратный сантиметр площади проекции которой обладает силой света в одну свечу. Такая единица называется стильбом,

Применительна также единица ламберт равная $\frac{1}{\pi}$ стильба и апостильб, составляющий $\frac{1}{10\,000}$ π стильба. Ламберт представляет собой яркость абсолютно-белой поверхности, освещенность которой составляет 1 фот, а апостильб — яркость той же поверхности при освещенности в 1 люкс.

Выражение фотографической и фотоэлектрической яркости в лабораторных фотометрических единицах наталкивается на то огромное затруднение, что для фотографической и фотоэлектрической фотометрии таких световых единиц в настоящее время, вообще говоря, не существует. Имеется только проект системы фотографических единиц, в котором предлагается принять фотографические световые единицы совпадающими с визуальными для источника света строго определенного спектрального состава, искусственно воспроизводящего солнечный свет. Такой источник света подогнан под среднюю кривую $j(\lambda)$ для солнечного света, полученную Абботом. Он принят за стандарт дневного света в современной фотографической сенситометрии.

Относительно этого „среднего Солнца“ необходимо сделать ряд пояснений. Для надобностей практической фотографии и колориметрии Абботом, на основании спектроболетрических наблюдений, выполненных на Смитсоновской астрономической обсерватории, были выведены средние кривые спектрального состава прямой солнечной радиации для Вашингтона в полдень 21 июня и 21 декабря.

Среднее арифметическое из обеих кривых в дальнейшем было принято за „стандартное Солнце Аббота“. Вслед за тем была выполнена большая работа по созданию искусственного источника света с таким же спектральным распределением. Оказалось, что таким источником может быть лампа накаливания, применяемая в сочетании с двумя жидкими светофильтрами. На одном из фотографических конгрессов была установлена спецификация этого стандартного источника „дневного света“ для сенситометрии. Получаемая с этим источником света кривая спектрального распределения не вполне соответствует кривой Аббота, хотя и близка к ней. К кривой этого стандартного источника дневного света и было предложено относить фотографические световые величины. Поскольку выбор такого источника света явился результатом длительной и тщательной экспериментальной работы и воспроизводимость представляемой им кривой спектрального распределения может считаться обеспеченной с достаточной точностью, такой способ построения единиц следует признать весьма целесообразным. Соответствующую единицу можно назвать солнечный

стиль б. Ее недостатком является сравнительная сложность и громоздкость аппаратуры, связанной с применением стандартного источника света, а также то обстоятельство, что на практике освещенность такого состава почти никогда не встречается. Так, днем различные предметы всегда получают суммарную освещенность от Солнца и неба совместно, а не один солнечный свет, воспроизводимый эталоном. К тому же и прямые солнечные лучи имеют спектральный состав, соответствующий „среднему Солнцу Аббота“ в лучшем случае в определенные моменты суток, поскольку спектральный состав солнечной радиации меняется с зенитным расстоянием Солнца.

Принцип, положенный в основу проекта фотографической системы фотометрических единиц, может быть распространен и на другие типы селективных приемников, а также и на другие стандарты распределения энергии по спектру. Таким образом для яркости, оцененной любым селективным приемником, в качестве единицы мы можем принять яркость такой поверхности, визуальная яркость которой равна одному стильбу, а спектральный состав излучения соответствует некоторому стандартному закону.

Относительно такого стандарта спектрального распределения, помимо „среднего Солнца Аббота“, подробно описанного выше, были сделаны и другие предложения.

В 1943 г. было предложено пользоваться в качестве стандарта спектрального распределения суммарной освещенностью горизонтальной плоскости при безоблачной или пасмурной погоде. Как показали работы многих отечественных исследователей (Г. А. Тихов, Г. Н. Раутиан, Е. Л. Кринов и В. В. Шаронов), спектральный состав освещенности при указанных условиях является постоянным в довольно узких пределах и, в частности, почти не зависит от высоты Солнца над горизонтом. Соответствующую единицу можно назвать дневным стильбом.

С другой стороны, в астрономии за стандартное распределение энергии, при котором фотографические величины совпадают с визуальными, принято спектральное распределение звезд класса А0. Условие это не отличается достаточной определенностью, поскольку спектральный класс определяется по характеру спектральных линий, а одинаковым относительным интенсивностям фраунгоферовых линий может соответствовать неодинаковое распределение энергии в непрерывном спектре. Кроме того, само распределение энергии в спектре звезд класса А0 в настоящее время установлено с точностью далеко недостаточной. Отнесенную к нему единицу яркости можно назвать звездным стильбом.

В некоторых работах (преимущественно старых) визуальные и фотографические единицы принимаются совпадающими для све-

та лампы Гефнера-Альтенека. Такое условие является вполне обоснованным, поскольку спектральный состав света этой лампы изучен хорошо и является постоянным в достаточной степени. Однако чрезмерно низкая цветовая температура этого света и следующая из нее бедность коротковолновыми лучами делает такой эталон несколько неудобным.

§ 14. Общие принципы измерения яркости

Получение яркости некоторого небесного объекта, выраженной в одной из единиц, описанных в предыдущем параграфе, технически сводится к нахождению отношения яркости B изучаемого объекта к яркости B_0 объекта, принятого за эталон. Значение последней принимается известным на основании ранее выполненных измерений или каких-либо других данных.

Такое сравнение в большинстве случаев выполняется через некоторую третью яркость B_c , называемую яркостью сравнения. В визуальной фотометрии последняя представляет собой яркость поля фотометра, освещенного лампой, а в фотографической фотометрии — яркость того экрана, к которому обращены отверстия трубочного фотометра (см. § 24) или иного прибора, служащего для получения фотометрической шкалы.

Как было объяснено в § 2, сравнение яркостей в фотометрии основано на нулевом принципе и заключается в получении такого отсчета x по шкале прибора, при котором яркость объекта оказывается одинаковой с яркостью сравнения. Пусть последняя выражается формулой $B_c = B_0 f(x)$, где B_0 — некоторая постоянная, а $f(x)$ — функция, определяемая конструкцией прибора и наблюдателю известная.

Видимая яркость b объекта в поле зрения инструмента будет пропорциональна истинной яркости B :

$$b = cB.$$

Коэффициент пропорциональности c наблюдателю, вообще говоря, неизвестен, однако во многих случаях его можно принимать постоянным на протяжении данной серии измерений. Последнее имеет место, например, в визуальной фотометрии, где каждый объект приводится в одну и ту же точку поля зрения, определяемую положением поля сравнения. В фотографической фотометрии нередко сравниваются изображения объектов, расположенные на различных расстояниях от оптического центра пластинки. В этом случае значения множителя c будут, вообще говоря, различны, что вызывает необходимость внесения специальных поправок за так

называемую фотометрическую ошибку поля. Технические подробности по этому поводу будут изложены в § 30.

Обозначим искомое значение абсолютной яркости через B , абсолютную яркость эталона через B_0 . Пусть отсчет прибора при измерении объекта будет x , а при измерении эталона x_0 . Тогда в силу изложенного выше результаты измерения можно представить следующей системой равенств:

$$\left. \begin{aligned} b &= cB = B_0 f(x) \\ b_0 &= cB_0 = B_0 f(x_0), \end{aligned} \right\} \quad (115)$$

отсюда имеем:

$$\frac{b}{b_0} = \frac{B}{B_0} = \frac{f(x)}{f(x_0)}, \quad (116)$$

откуда легко находим нужную нам величину

$$B = B_0 \frac{f(x)}{f(x_0)}. \quad (117)$$

Практическое применение такого способа измерения осложняется тем, что наблюдения небесных светил всегда выполняются сквозь земную атмосферу, которая, с одной стороны, задерживает часть лучистого потока, идущего от светила к наблюдателю, а с другой — добавляет к яркости объекта свою собственную яркость β , которая днем, в сумерки и в лунные ночи определяется рассеянием лучей Солнца или Луны, а в темную ночь — эмиссионным свечением верхних слоев воздуха.

Рассмотрим сначала случай, когда действие атмосферы ограничивается экстинкцией (наблюдение яркого светила в темную ночь). Обозначим коэффициент пропускания толщи атмосферы для объекта через T , а для эталона через T_0 . Теперь равенства (115) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} cB T &= B_0 f(x) \\ cB_0 T_0 &= B_0 f(x_0), \end{aligned} \right\} \quad (118)$$

откуда легко находим:

$$B = B_0 \frac{f(x)}{f(x_0)} \cdot \frac{T_0}{T}. \quad (119)$$

Техника расчета величин T и T_0 будет изложена в § 16.

Если собственный свет атмосферы настолько ярок, что им пренебрегать нельзя, то измерения значительно усложняются. Обозначим яркость рассеянного света (включая также свет, рассеянный во всех частях прибора), наложенного на изображение объекта,

через β , а ту же яркость, но наложенную на яркость эталона, через β_0 . Результат измерения приводит к равенствам:

$$\left. \begin{aligned} c(BT + \beta) &= B_0 f(x) \\ c(B_0 T_0 + \beta_0) &= B_0 f(x_0) \end{aligned} \right\} \quad (120)$$

Для того чтобы получить из этих равенств нужное нам значение B , необходимо выполнить дополнительные измерения паразитических яркостей β и β_0 , наблюдаемых на совершенно черном фоне. Такие измерения дают нижеследующие равенства:

$$\left. \begin{aligned} c\beta &= B_0 f(x') \\ c\beta_0 &= B_0 f(x'_0) \end{aligned} \right\} \quad (121)$$

Вычитая их из равенств (120), получаем:

$$\left. \begin{aligned} cBT &= B_0 [f(x) - f(x')] \\ cB_0 T_0 &= B_0 [f(x_0) - f(x'_0)] \end{aligned} \right\} \quad (122)$$

Отсюда находим B :

$$B = B_0 \frac{f(x) - f(x')}{f(x_0) - f(x'_0)} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (123)$$

Измерения яркости наложенного света во многих случаях представляют большие трудности. Например, если измерять эту яркость вне диска светила, пользуясь черным фоном мирового пространства, то полученное значение может заметно отличаться от того, что имеет место на фоне измеряемой точки диска. Большую роль здесь играют явления ореола и галактии, описание которых будет дано в § 17.

Практически в качестве эталонов яркости с известным значением B_0 используются нижеследующие объекты:

- а) Фотосфера в центре солнечного диска.
- б) Рассеивающий матовый экран, установленный на Земле в том или ином положении по отношению к телескопу и освещенный прямыми лучами Солнца.
- в) Открыто расположенный горизонтальный белый экран, освещенный суммарным дневным светом (свет Солнца + свет неба) в безоблачную погоду или светом облаков в пасмурную погоду.
- г) Участок равномерно облачного неба.
- д) Внефокальные диски звезд.
- е) Лабораторный эталон, представляющий собою рассеивающую поверхность, освещенную стандартной лампой накаливания.

Кроме того, предлагалось использовать в качестве эталона отдельные участки лунной поверхности в полнолуние или при

других фазах, для которых яркость была достаточно подробно изучена раньше, а также некоторые туманности. Техника сравнения с перечисленными эталонами будет описана ниже.

§ 15. Атмосферная экстинкция

Экстинкция, или ослабление света в земной атмосфере, без сомнения, является наиболее тягостным источником погрешностей при измерении абсолютной яркости небесных объектов. Воздушная оболочка нашей планеты кроме основных газов всегда содержит в себе водяные пары и взвешенные в газовой среде твердые или жидкие частицы, как, например, водяные капли, кристаллы льда, пылинки минерального или органического происхождения, частицы дыма и молекулы различных солей. Все эти плавающие в атмосфере продукты, составляющие так называемый воздушный планктон, распределены крайне неравномерно, образуя по вертикальному направлению слои чередующейся мутности, а по горизонтальному — отдельные сгустки или острова воздуха различной степени прозрачности. Тривиальным и крайним примером, иллюстрирующим эти явления, могут служить облака. Однако и при безоблачной погоде, когда глаз не различает на небе видимых скоплений аэрозолей, картина распределения прозрачности воздуха по всем трем координатам остается столь же сложной. Следствием этого оказывается известная неопределенность явления ослабления лучей небесных светил при их прохождении через земную атмосферу, в результате которой ослабление это подчиняется теоретическим закономерностям лишь в пределах некоторого приближения. К тому же определяющие его параметры могут быстро и непрерывно меняться с течением времени. Все это делает учет атмосферной экстинкции наиболее ненадежной частью фотометрического процесса.

Напомним, что коэффициент пропускания T всей толщи атмосферы для луча света, приходящего в точку наблюдения под видимым зенитным расстоянием z , выражается общеизвестной формулой:

$$T = e^{-\tau M} = p^M, \quad (124)$$

где $p = e^{-\tau}$ — параметр, называемый коэффициентом прозрачности атмосферы, а M — оптическая толщина слоя воздуха в данном направлении, называемая обычно воздушной массой и отнесенная к оптической толщине для вертикального направления, как к единице. Таким образом, при $z = 0$ имеем $M = 1$ и $T = p$, так что p представляет собою коэффициент пропускания для луча, идущего вертикально.

Воздушная масса M по Бемпорату
Аргумент — видимое зенитное расстояние z

z	M	z	M	z	M	z	M
0°	1,000	43°	1,366 ₂₃	62,6	2,165 ₇	66,9	2,536 ₁₀
1	1,000	44	1,389 ₂₄	62,7	2,172 ₈	67,0	2,546 ₁₀
2	1,001	45	1,413 ₂₅	62,8	2,180 ₇	67,1	2,556 ₁₀
3	1,002	46	1,438 ₂₆	62,9	2,187 ₈	67,2	2,567 ₁₁
4	1,002	47	1,464 ₂₈	63,0	2,195 ₈	67,3	2,577 ₁₀
5	1,004	48	1,492 ₃₀	63,1	2,203 ₈	67,4	2,588 ₁₁
6	1,005	49	1,522 ₃₁	63,2	2,211 ₇	67,5	2,599 ₁₁
7	1,007	50	1,553 ₃₃	63,3	2,218 ₈	67,6	2,610 ₁₁
8	1,010	51	1,586 ₃₅	63,4	2,226 ₈	67,7	2,621 ₁₁
9	1,012	52	1,621 ₃₇	63,5	2,234 ₈	67,8	2,632 ₁₁
10	1,015	53	1,658 ₄₀	63,6	2,242 ₈	67,9	2,643 ₁₁
11	1,018	54	1,698 ₄₂	63,7	2,250 ₈	68,0	2,654 ₁₂
12	1,022	55	1,740 ₄₄	63,8	2,258 ₈	68,1	2,665 ₁₁
13	1,026	56	1,784 ₄₇	63,9	2,266 ₈	68,2	2,677 ₁₁
14	1,030	57	1,831 ₅₁	64,0	2,274 ₈	68,3	2,688 ₂
15	1,035	58	1,882 ₅₅	64,1	2,282 ₈	68,4	2,700 ₁₂
16	1,040	59	1,937 ₅₈	64,2	2,290 ₈	68,5	2,712 ₁₂
17	1,046	60	1,995 ₆	64,3	2,298 ₈	68,6	2,724 ₁₂
18	1,052	60,1	2,001 ₆	64,4	2,306 ₈	68,7	2,736 ₁₂
19	1,058	60,2	2,007 ₆	64,5	2,314 ₈	68,8	2,748 ₁₂
20	1,064	60,3	2,013 ₆	64,6	2,322 ₈	68,9	2,760 ₁₃
21	1,071	60,4	2,019 ₆	64,7	2,330 ₉	69,0	2,773 ₁₂
22	1,078	60,5	2,025 ₆	64,8	2,339 ₉	69,1	2,785 ₁₃
23	1,086	60,6	2,031 ₆	64,9	2,348 ₉	69,2	2,798 ₁₃
24	1,094	60,7	2,037 ₇	65,0	2,357 ₈	69,3	2,811 ₁₃
25	1,103	60,8	2,044 ₆	65,1	2,365 ₉	69,4	2,824 ₁₃
26	1,112 ₁₀	60,9	2,050 ₆	65,2	2,374 ₉	69,5	2,837 ₁₃
27	1,122 ₁₀	61,0	2,056 ₆	65,3	2,383 ₉	69,6	2,850 ₁₃
28	1,132 ₁₁	61,1	2,062 ₇	65,4	2,392 ₉	69,7	2,863 ₁₄
29	1,143 ₁₁	61,2	2,069 ₇	65,5	2,401 ₉	69,8	2,877 ₁₃
30	1,154 ₁₂	61,3	2,076 ₇	65,6	2,410 ₉	69,9	2,880 ₁₄
31	1,166 ₁₂	61,4	2,083 ₈	65,7	2,419 ₉	70,0	2,904 ₁₄
32	1,178 ₁₃	61,5	2,089 ₇	65,8	2,428 ₉	70,1	2,918 ₁₄
33	1,191 ₁₄	61,6	2,096 ₆	65,9	2,437 ₁₀	70,2	2,932 ₁₄
34	1,205 ₁₅	61,7	2,102 ₇	66,0	2,447 ₉	70,3	2,946 ₁₄
35	1,220 ₁₅	61,8	2,109 ₇	66,1	2,456 ₁₀	70,4	2,960 ₁₅
36	1,235 ₁₆	61,9	2,116 ₇	66,2	2,466 ₁₀	70,5	2,975 ₁₄
37	1,251 ₁₆	62,0	2,123 ₇	66,3	2,476 ₁₀	70,6	2,989 ₁₅
38	1,267 ₁₈	62,1	2,130 ₇	66,4	2,486 ₁₀	70,7	3,004 ₁₅
39	1,285 ₁₉	62,2	2,137 ₇	66,5	2,496 ₁₀	70,8	3,019 ₁₅
40	1,304 ₂₀	62,3	2,144 ₇	66,6	2,506 ₁₀	70,9	3,034 ₁₅
41	1,324 ₂₀	62,4	2,151 ₇	66,7	2,516 ₁₀	71,0	3,049 ₁₅
42	1,344 ₂₂	62,5	2,158 ₇	66,8	2,526 ₁₀	71,1	3,064 ₁₅

Продолжение

z	M	z	M	z	M	z	M
71,2	3,079 ₁₆	75,7	3,993 ₂₇	80,2	5,705 ₅₅	84,7	9,90 ₁₆
71,3	3,095 ₁₅	75,8	4,020 ₂₇	80,3	5,760 ₅₆	84,8	10,06 ₁₆
71,4	3,110 ₁₆	75,9	4,047 ₂₈	80,4	5,816 ₅₇	84,9	10,22 ₁₈
71,5	3,126 ₁₆	76,0	4,075 ₂₈	80,5	5,873 ₅₉	85,0	10,40 ₁₇
71,6	3,142 ₁₇	76,1	4,103 ₂₅	80,6	5,932 ₆₀	85,1	10,57 ₁₃
71,7	3,159 ₁₆	76,2	4,131 ₂₈	80,7	5,992 ₆₁	85,2	10,75 ₁₉
71,8	3,175 ₁₇	76,3	4,159 ₂₉	80,8	6,053 ₆₁	85,3	10,94 ₁₉
71,9	3,192 ₁₇	76,4	4,188 ₃₀	80,9	6,114 ₆₃	85,4	11,13 ₂₀
72,0	3,209 ₁₇	76,5	4,218 ₃₀	81,0	6,177 ₆₄	85,5	11,33 ₂₁
72,1	3,226 ₁₇	76,6	4,248 ₃₀	81,1	6,241 ₆₅	85,6	11,54 ₂₁
72,2	3,243 ₁₇	76,7	4,278 ₃₁	81,2	6,306 ₆₇	85,7	11,75 ₂₂
72,3	3,260 ₁₈	76,8	4,309 ₃₁	81,3	6,373 ₆₉	85,8	11,97 ₂₃
72,4	3,278 ₁₈	76,9	4,340 ₃₂	81,4	6,442 ₇₀	85,9	12,20 ₂₄
72,5	3,296 ₁₈	77,0	4,372 ₃₂	81,5	6,512 ₇₁	86,0	12,44 ₂₄
72,6	3,314 ₁₈	77,1	4,404 ₃₂	81,6	6,583 ₇₃	86,1	12,68 ₂₆
72,7	3,332 ₁₈	77,2	4,436 ₃₃	81,7	6,656 ₇₄	86,2	12,94 ₂₆
72,8	3,340 ₁₉	77,3	4,469 ₃₄	81,8	6,730 ₇₆	86,3	13,20 ₂₈
72,9	3,369 ₁₉	77,4	4,503 ₃₄	81,9	6,806 ₇₈	86,4	13,48 ₂₈
73,0	3,388 ₁₉	77,5	4,537 ₃₅	82,0	6,884 ₇₉	86,5	13,76 ₃₀
73,1	3,407 ₁₉	77,6	4,572 ₃₅	82,1	6,964 ₈₁	86,6	14,06 ₃₁
73,2	3,426 ₁₉	77,7	4,607 ₃₆	82,2	7,045 ₈₃	86,7	14,37 ₃₂
73,3	3,445 ₂₀	77,8	4,643 ₃₆	82,3	7,128 ₈₅	86,8	14,69 ₃₃
73,4	3,465 ₂₀	77,9	4,679 ₃₇	82,4	7,213 ₈₇	86,9	15,02 ₃₄
73,5	3,485 ₂₀	78,0	4,716 ₃₇	82,5	7,300 ₈₉	87,0	15,36 ₃₆
73,6	3,505 ₂₁	78,1	4,753 ₃₉	82,6	7,389 ₉₂	87,1	15,72 ₃₈
73,7	3,526 ₂₀	78,2	4,792 ₃₉	82,7	7,481 ₉₃	87,2	16,10 ₃₉
73,8	3,546 ₂₁	78,3	4,831 ₃₉	82,8	7,574 ₉₅	87,3	16,49 ₄₁
73,9	3,567 ₂₁	78,4	4,870 ₄₀	82,9	7,670 ₉₈	87,4	16,90 ₄₃
74,0	3,588 ₂₂	78,5	4,910 ₄₀	83,0	7,768 ₁₀₁	87,5	17,33 ₄₅
74,1	3,610 ₂₂	78,6	4,950 ₄₂	83,1	7,869 ₁₀₃	87,6	17,78 ₄₇
74,2	3,632 ₂₂	78,7	4,992 ₄₂	83,2	7,972 ₁₀₆	87,7	18,25 ₄₉
74,3	3,654 ₂₂	78,8	5,034 ₄₃	83,3	8,078 ₁₀₈	87,8	18,74 ₅₁
74,4	3,676 ₂₃	78,9	5,077 ₄₃	83,4	8,186 ₁₀₂	87,9	19,25 ₅₄
74,5	3,699 ₂₃	79,0	5,120 ₄₄	83,5	8,298 ₁₁₄	88,0	19,79 ₅₆
74,6	3,722 ₂₃	79,1	5,164 ₄₆	83,6	8,412 ₁₁₇	88,1	20,35 ₅₉
74,7	3,745 ₂₃	79,2	5,210 ₄₅	83,7	8,529 ₁₂₁	88,2	20,94 ₆₃
74,8	3,768 ₂₄	79,3	5,256 ₄₇	83,8	8,651 ₁₂	88,3	21,57 ₆₅
74,9	3,792 ₂₄	79,4	5,303 ₄₈	83,9	8,771 ₁₃	88,4	22,22 ₆₉
75,0	3,816 ₂₄	79,5	5,351 ₄₈	84,0	8,901 ₁₃	88,5	22,91 ₇₂
75,1	3,840 ₂₅	79,6	5,399 ₄₉	84,1	9,031 ₁₄	88,6	23,63 ₇₇
75,2	3,865 ₂₅	79,7	5,448 ₅₁	84,2	9,171 ₁₄	88,7	24,40 ₈₀
75,3	3,890 ₂₅	79,8	5,498 ₅₁	84,3	9,311 ₁₄	88,8	25,20 ₈₆
75,4	3,915 ₂₆	79,9	5,549 ₅₁	84,4	9,451 ₁₄	88,9	26,06 ₉₀
75,5	3,941 ₂₆	80,0	5,600 ₅₂	84,5	9,591 ₁₅	89,0	26,96
75,6	3,967 ₂₆	80,1	5,652 ₅₃	84,6	9,741 ₁₆		

В практике астрономических расчетов часто бывает удобно выражать атмосферное ослабление в звездных величинах. Пусть m — величина звезды вне атмосферы, m' — величина, наблюдаемая сквозь атмосферу, причем $m' > m$. Разность $m' - m$ дает ослабление Δm , выраженное в звездных величинах:

$$\Delta m = m' - m. \quad (125)$$

Логарифмируя формулу (124) и умножая результат на 2,5, получаем зависимость между Δm и зенитным расстоянием z :

$$\Delta m = AM, \quad (126)$$

де

$$A = -2,5 \log p \quad (127)$$

представляет собою ослабление в звездных величинах для зенита.

Функция M не должна меняться с прозрачностью атмосферы и лишь в малой степени зависит от физического состояния атмосферы и в особенности от распределения мутности по вертикали. Это позволяет составить постоянную таблицу величины M по аргументу z . Простейшее выражение для функции M было дано еще в XVIII веке Бугером:

$$M = \sec z. \quad (128)$$

Оно легко выводится, если, пренебрегая кривизной земли и рефракцией, принять атмосферу состоящей из ряда плоско-параллельных слоев, однородных по горизонтальному направлению. Распределение мутности или оптической плотности с высотой при такой схеме не играет роли.

Многие авторы работали над строгой теорией экстинкции, в которой функция M выводится с учетом кривизны атмосферных слоев и рефракции. В этом случае оказывается необходимым иметь распределение оптической плотности по высоте. Поэтому каждая теория экстинкции основана на той или иной схеме строения атмосферы, всегда упрощенной по сравнению с действительностью. Изложение таких теорий не входит в задачи этой книги; читатель найдет его в трудах по атмосферной оптике и в некоторых сочинениях по астрофизике. Здесь мы ограничимся тем замечанием, что при зенитных расстояниях, не превосходящих 70° , значения M , даваемые строгими теориями, практически совпадают с $\sec z$, а при больших зенитных расстояниях, где отклонения от закона секанса становятся значительными, сами строгие теории становятся недостаточно надежны, поскольку отступления реального строения атмосферы от принятой при расчетах схемы дают заметную погрешность и в значениях M .

В настоящее время наиболее надежными считаются значения M , полученные Бемпорадом; они даны в табл. V. Их можно считать постоянными, т. е. независимыми от температуры, давления и других свойств атмосферы в момент наблюдения. Правда, при очень больших зенитных расстояниях ($z > 85^\circ$) некоторое влияние температуры и давления на ход функции M должно иметь место, и Бемпорадом составлены таблицы соответствующих поправок. Однако при столь больших зенитных расстояниях вся теория становится настолько ненадежной, что введение таких поправок едва ли может иметь практическое значение. Несомненно, что при зенитных расстояниях, превосходящих 85° , ни одна теория экстинкции не может дать удовлетворительного результата, а потому фотометрические наблюдения светил при таких условиях не должны выполняться.

Таблица VI

Средние значения спектрального коэффициента прозрачности атмосферы и спектральные коэффициенты пропускания объектива типа „Тессар“,

λ м μ	p_λ	$t(\lambda)$	λ м μ	p_λ	$t(\lambda)$
400	0,513	0,65	550	0,735	0,99
410	0,552	0,69	560	0,740	0,99
420	0,580	0,72	570	0,744	1,00
430	0,602	0,76	580	0,747	1,00
440	0,622	0,80	590	0,752	1,00
450	0,640	0,84	600	0,760	1,00
460	0,655	0,86	610	0,768	1,00
470	0,670	0,90	620	0,777	—
480	0,680	0,91	630	0,787	—
490	0,691	0,93	640	0,797	—
500	0,700	0,94	650	0,805	—
510	0,708	0,95	660	0,814	—
520	0,717	0,97	670	0,821	—
530	0,723	0,98	680	0,823	—
540	0,730	0,99			

Коэффициент прозрачности атмосферы p , в отличие от M , представляет собою крайне изменчивую величину, которая прежде всего непрерывно изменяется со временем вместе с физическим состоянием и степенью чистоты слоев воздуха, расположенных над местом наблюдения. Кроме того, следует помнить, что формула (124) является строгой только для монохроматической радиации. Для смешанного светового потока, благодаря спектральной

селективности экстинкции, формула эта будет верной лишь приближенно, причем отклонения от нее носят систематический характер в том смысле, что с увеличением M параметр p растет. Отклонения эти, возрастающие с шириной участка спектра и с зенитным расстоянием, составляют явление, известное под названием феномена Форбса. Селективность экстинкции ведет еще к тому, что коэффициент прозрачности p будет иметь различные значения для приемников радиации с различной спектральной чувствительностью, с одной стороны, и для источников света разного спектрального состава — с другой. Поскольку ход экстинкции по спектру меняется со временем в зависимости от появления или исчезновения тех или иных примесей в воздухе, указанные выше различия и эффекты тоже не будут постоянными.

Теоретически вполне надежное значение коэффициента пропускания T для атмосферы при заданных условиях может быть получено лишь по спектральным данным, причем расчет выполняется по формуле (98) § 11. Обозначим коэффициент прозрачности атмосферы для монохроматической радиации с длиной волны λ через p_λ . Тогда коэффициент пропускания T_λ при некотором зенитном расстоянии z будет равен:

$$T_\lambda = p_\lambda^M. \quad (129)$$

Яркость dB'_λ некоторой поверхности, образуемая радиацией заключенной в элементарном участке спектра λ , $\lambda + d\lambda$, измеряемая селективным приемником со спектральной чувствительностью $S(\lambda)$ и наблюдаемая через атмосферу, выражается равенством:

$$dB'_\lambda = dB_\lambda T(\lambda) = b(\lambda) S(\lambda) p_\lambda^M d\lambda.$$

Отсюда для полной яркости B' получаем формулу:

$$B' = \int_0^\infty b(\lambda) S(\lambda) p_\lambda^M d\lambda. \quad (130)$$

Коэффициент пропускания T для смешанного света определяется как отношение яркости B' , наблюдаемой сквозь атмосферу, к истинному значению яркости. Применяя для последней формулу (66), получаем для T выражение:

$$T = \frac{B'}{B} = \frac{\int_0^\infty b(\lambda) S(\lambda) p_\lambda^M d\lambda}{\int_0^\infty b(\lambda) S(\lambda) d\lambda}. \quad (131)$$

Поскольку функция $b(\lambda)$ входит здесь в числитель и знаменатель, при практическом расчете T по этой формуле можно заменить эту функцию относительным распределением энергии в спектре $j(\lambda)$; кроме того, при расчетах необходимо ввести в формулу спектральную прозрачность объектива астрографа $t(\lambda)$. Таким образом, окончательная формула для расчета будет иметь вид:

$$T = \frac{\int_0^{\infty} j(\lambda) S(\lambda) t(\lambda) p_{\lambda}^M d\lambda}{\int_0^{\infty} j(\lambda) S(\lambda) t(\lambda) d\lambda}. \quad (132)$$

Для иллюстрации влияния спектрального состава источника света на величину p , а также для того, чтобы показать эффект Форбса, в табл. VII приводятся значения p , вычисленные по формуле (132) для звезд различных спектральных классов и для различных интервалов M .

В основу расчета положена средняя кривая p_{λ} , полученная Абботом и Фоулем для Вашингтона (см. табл. VI), распределение энергии в спектре звезд разных классов взято по данным Н. Н. Сытинской, прозрачность объектива — по Чердынцеву, а нормальная кривая видности $V(\lambda)$ была дана в табл. I. Каждое число, приведенное в табл. VII, получено по формуле:

$$p = \frac{T_{M+1}}{T_M},$$

где T_M и T_{M+1} — значения коэффициента пропускания атмосферы для двух значений воздушной массы, различающихся на единицу.

Просматривая табл. VII, мы видим, что значения p растут вдоль строк, что и является выражением эффекта Форбса. Кроме того, они увеличиваются вдоль столбцов, что иллюстрирует влияние спектрального состава радиации звезд. Естественно, что для звезд поздних спектральных классов, радиация которых относительно богаче лучами длинноволновой части спектра, значения p получаются больше, поскольку монохроматическая прозрачность атмосферы монотонно возрастает с длиной волны.

В табл. VIII даны аналогичные расчеты для нормальной фотографической системы фотометрических величин, выполненные с кривой $S(\lambda)$, приведенной во 2 столбце табл. II. Мы видим, что в этом случае те же явления проявляются значительно более резко, — обстоятельство, сильно затрудняющее освобождение фото-

графических измерений яркости от эффекта экстинкции. Для большей наглядности в табл. IX приведены выраженные в звездных величинах [формула (126)] разности ослабления света для звезд крайних спектральных классов В0 и М0 при разных значениях M . Мы видим, что для визуальной системы разности эти становятся значительными лишь при очень больших зенитных расстояниях, в то время как для фотографической — они велики даже в зените.

Таблица VII

Расчетные значения p для визуальных лучей

Спектр. класс	Воздушная масса M					
	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6
В0	0,734	0,734	0,735	0,736	0,737	0,738
А0	0,735	0,735	0,736	0,737	0,738	0,739
F0	0,735	0,736	0,737	0,738	0,739	0,740
G0	0,736	0,737	0,738	0,739	0,740	0,741
K0	0,738	0,739	0,740	0,741	0,742	0,743
M0	0,742	0,743	0,744	0,745	0,746	0,747

Таблица VIII

Расчетные значения p для фотографических лучей

Спектр. класс	Воздушная масса M					
	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6
В0	0,518	0,548	0,571	0,583	0,592	0,594
А0	0,540	0,566	0,582	0,596	0,603	0,606
F0	0,560	0,583	0,595	0,608	0,614	0,618
G0	0,582	0,598	0,609	0,618	0,625	0,630
K0	0,603	0,614	0,622	0,629	0,636	0,640
M0	0,625	0,632	0,637	0,642	0,647	0,650

Из всего сказанного следует, что коэффициент прозрачности атмосферы является величиной настолько сложной и непостоянной, что пользоваться для него какими-нибудь постоянными значениями, определенными теоретически или из наблюдений (например, средними за много лет), не представляется возможным. Поэтому всякое астрофотометрическое наблюдение, обработка которого требует расчета экстинкции, может претендовать на достаточную точность только

в том случае, если оно сопровождалось непосредственным определением p для соответствующего момента и в соответствующих условиях наблюдения. Это ведет к тому, что техника определения величины p имеет в астрофотометрии громадное значение, и каждый наблюдатель, занимающийся абсолютными измерениями яркости небесных тел, должен владеть ею в совершенстве.

Таблица IX

Разность ослабления света звезд спектральных классов B и M

(в звездных величинах)

Воздушная масса M	Визуальные лучи	Фотографические лучи
1	0,01	0,12
2	0,02	0,24
3	0,04	0,35
4	0,05	0,47
5	0,06	0,59
6	0,07	0,70
7	0,08	0,82
8	0,10	0,94
9	0,11	1,06
10	0,12	1,18

§ 16. Техника освобождения результатов фотометрических наблюдений от эффекта экстинкции

Определение коэффициента прозрачности p для данной фотометрической системы (комбинация, состоящая из селективного приемника, светофильтра и телескопа) может быть выполнено различными методами, причем выбор метода в каждом частном случае определяется теми условиями, в которые поставлен наблюдатель. Краткий перечень таких методов дается ниже.

1. Одновременное сравнение света светил, находящихся на разных зенитных расстояниях („короткий метод“). Практически в качестве объектов наблюдения при этом методе приходится выбирать звезды, причем необходимо, чтобы все они были одинакового спектрального класса, совпадающего со спектральным классом фотометрируемого светила. Пусть звезда, имеющая истинную величину m_1 , находится на зенитном расстоянии z_1 , а звезда, имеющая истинную величину m_2 , находится на другом зенитном расстоянии z_2 . Измерив видимые

величины m'_1 и m'_2 этих звезд, мы получим следующие два уравнения, вытекающие из равенств (125), (126) и (127):

$$m'_1 = m_1 - 2,5 M_1 \log p,$$

$$m'_2 = m_2 - 2,5 M_2 \log p.$$

Из этих уравнений легко находим p :

$$\log p = \frac{0,4[(m'_1 - m'_2) - (m_1 - m_2)]}{M_1 - M_2}. \quad (133)$$

Преимущество такого способа определения p состоит в том, что измерение разности $m'_1 - m'_2$ может быть сделано очень быстро, так что изменение величины p со временем не окажет на результат никакого влияния. Серьезный недостаток метода заключается в том, что в расчет входит разность $m_1 - m_2$ истинных величин, и последние приходится брать по одному из каталогов, причем случайные и систематические погрешности каталожных величин полностью входят в полученное значение p . Для уменьшения влияния таких погрешностей, а также для устранения эффекта случайных местных помутнений атмосферы в отдельных участках неба рекомендуется определять p по нескольким парам звезд, выбранным в разных азимутах и на разных альмукантаратах. Что касается техники измерения разности $m'_1 - m'_2$, то здесь применяются общие методы звездной фотометрии. Поскольку точечная фотометрия при фотографическом и визуальном наблюдении дает меньшую точность, чем поверхностная, можно посоветовать выбирать для определения p более яркие звезды и наблюдать их вне фокуса, т. е. сравнивая яркости их внефокальных дисков. Мерцание сильно затрудняет такие наблюдения и даже может стать причиной систематических погрешностей.

2. Сравнение света одного светила при разных зенитных расстояниях („долгий метод“). Надобность в применении каталожных величин отпадает, если заменить сравнение двух разных объектов наблюдением яркости или блеска одного и того же объекта при его последовательном перемещении по небесному своду. Если яркость света вне атмосферы обозначить через B_0 , а значение яркости сквозь атмосферу при зенитных расстояниях z_1 и z_2 — через B_1 и B_2 , то будем иметь систему из двух линейных уравнений:

$$\log B_1 = \log B_0 + M_1 \log p,$$

$$\log B_2 = \log B_0 + M_2 \log p,$$

решение которой дает нам как p , так и B_0 :

$$\log p = \frac{\log B_2 - \log B_1}{M_2 - M_1},$$

$$\log B_0 = \frac{M_1 \log B_2 - M_2 \log B_1}{M_2 - M_1}. \quad (134)$$

На практике обычно делается несколько измерений при различных значениях M , после чего полученная система многих уравнений с двумя неизвестными решается по способу наименьших квадратов или графическим путем.

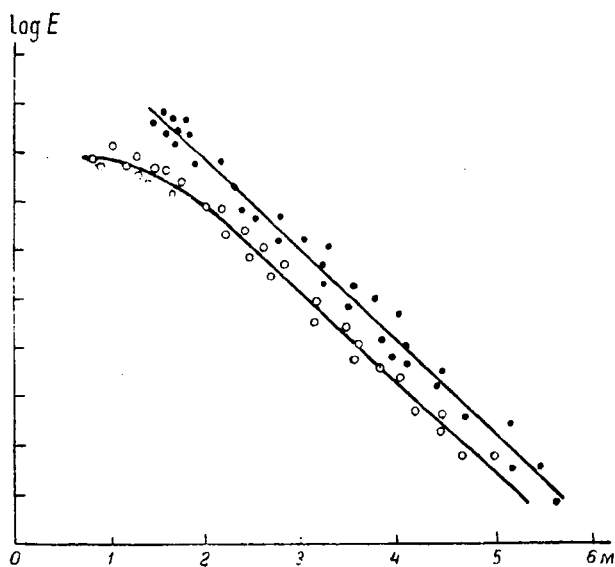


Рис. 8.

Последний способ состоит в том, что строится график, на котором по оси абсцисс откладывается M , а по оси ординат $\log B$, $\log E$ или видимая величина m' . Каждое наблюдение дает на таком графике точку, причем все точки должны лечь по прямой линии, называемой бугеровской линией. Угловым коэффициентом этой прямой, снятым с чертежа, дает $\log p$. Продолжив прямую до пересечения с осью ординат $M = 0$, мы сможем снять с графика значение $\log B_0$. Пример графика, описанного выше, приводится на рис. 8.

Способ определения p по одному объекту по сравнению с ранее описанным „коротким“ методом имеет кроме указанного еще то преимущество, что для его применения нередко удается подобрать протяженный объект (участок лунной поверхности, диск планеты и т. д.), а это позволяет полностью использовать все преимущества поверхностной фотометрии и избежать затруднений, связанных с мерцанием. В особенности целесообразно пользоваться для определения p наблюдениями самого объекта, фотометрия которого является целью работы, поскольку тогда отпадают всякие сомнения, связанные с различием в спектральном составе. Необходимо также заметить, что для определения коэффициента прозрачности днем долгий метод в большинстве случаев является единственно применимым, поскольку в дневных условиях можно наблюдать только одно светило — Солнце.

Наряду с перечисленными достоинствами долгий метод обладает и очень серьезными недостатками. Во-первых, он требует очень большой затраты труда и времени, поскольку наблюдения надо вести в течение многих часов. Во-вторых, он неприменим в тех случаях, когда наблюдатель располагает ограниченным временем (короткий просвет в облаках, наблюдения, начатые перед рассветом, и т. д.). В-третьих, — и это самое главное, — он не всегда ведет к успеху. Дело в том, что метод одного объекта предполагает строгое постоянство коэффициента прозрачности в течение всего времени наблюдения, т. е. на протяжении 6—10 часов, чего на практике часто не бывает. Изменения значений p внешне выявляются тем, что бугеровская линия получается искривленной. Таким образом, достаточное число наблюдений и построение бугеровской линии дают нам контроль постоянства условий прозрачности. Наблюдения, приводящие к искривленной бугеровской линии, безусловно должны быть отбрасываемы. На рис. 8 в качестве примера негодного дня приводится вторая кривая, загибающаяся в своей верхней части. Она получена по наблюдениям Солнца в утреннюю половину суток и может считаться типичной для северных широт, где летом около полудня часто наблюдается уменьшение прозрачности атмосферы, вызванное конденсацией влаги, испаряемой растительностью. Недавно В. Б. Никоновым было показано, что и прямолинейность бугеровской линии не всегда может служить гарантией постоянства прозрачности, поскольку возможен такой ход последней, который, изменяя наклон этой линии, не нарушает заметно ее прямолинейности.

3. Метод одного наблюдения. Если для светила, обладающего постоянной яркостью или постоянным блеском (Солнце, звезда, туманность и т. д.), из ранее выполненных измерений

известно надежное значение яркости B_0 или блеска E_0 вне атмосферы (оно может быть выражено в условных единицах данного прибора), то значение p легко получается из единичного измерения:

$$\log p = \frac{\log B_1 - \log B_0}{M_1}. \quad (135)$$

Огромное преимущество этого метода состоит в том, что он требует очень малой затраты времени и труда на данное наблюдение и потому может быть с успехом применен в случае кратковременных прояснений и даже в отдельных просветах между облаками. Поэтому можно рекомендовать каждой обсерватории, систематически ведущей работу по абсолютной фотометрии, определять значения B_0 для ряда удобных объектов, выбранных так, чтобы ими можно было воспользоваться в любой час ночи.

Если наблюдения ведутся параллельно в нескольких участках спектра и по обстоятельствам дела трудно выполнять отдельное определение p для каждого участка (точнее для каждой кривой $S(\lambda)$ $j(\lambda)$), то может оказаться удобным определение монохроматических значений коэффициента $p(\lambda)$ при помощи методов спектрофотометрии. Это имеет, в частности, то преимущество, что для монохроматических лучей эффект Форбса не имеет места. Значение T для каждой частной фотометрической системы находится путем расчета по формуле (132). Напомним, что такой способ учета экстинкции употребляется при определении солнечной постоянной по долгому методу. Однако связанная со спектрофотометрическими наблюдениями большая затрата труда и времени ведет к тому, что метод этот оправдывает себя далеко не всегда. Это обстоятельство заставляет прибегать к упрощенным приемам, из которых мы укажем следующий.

Выполняя фотометрические измерения в различных участках спектра, наблюдатель ограничивается определением коэффициента прозрачности p только для одного из этих участков, например, для того, в котором наблюдения наиболее просты или наиболее точны. Далее, определяется множитель K , позволяющий перейти от значения коэффициента прозрачности p в указанной фотометрической системе к значению p_1 в другой системе:

$$K = \frac{\log p_1}{\log p}. \quad (136)$$

Параметр K определяется либо путем параллельных определений экстинкции в двух системах, специально выполняемых в некоторые дни, либо находится путем спектрального расчета по известным значениям монохроматического коэффициента прозрачности

p_λ (формула 132). Например, взяв логарифмы чисел, приведенных в табл. VII и VIII и разделив их друг на друга, мы получим значения K для перехода от визуальной фотометрической системы к фотографической. Соответствующие числа приведены в табл. X. Мы видим, что значения K для рассматриваемого случая оказываются близкими к 2, что в действительности и получается из наблюдений в тех случаях, когда определение экстинкции выполняется параллельно в визуальных и фотографических лучах.

Таблица X

Множитель K

(отношение ослабления света в фотографических и визуальных лучах, выраженного в звездных величинах)

Спектральный класс	Воздушная масса M					
	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6
B0	2,14	1,95	1,82	1,74	1,73	1,71
A0	2,00	1,86	1,75	1,70	1,67	1,66
F0	1,88	1,77	1,70	1,65	1,62	1,60
G0	1,77	1,69	1,63	1,60	1,57	1,55
K0	1,67	1,62	1,58	1,55	1,52	1,50
M0	1,57	1,54	1,53	1,50	1,49	1,47

Переходя к практике освобождения результата фотометрического сравнения двух яркостей B_1 и B_2 (например, яркость объекта и яркость эталона) от эффекта экстинкции, мы рассмотрим здесь нижеследующие случаи.

1. Значение экстинкции для обоих сравниваемых объектов одинаково. Условия, при которых это возможно, состоят в том, что оба объекта имеют излучение одинакового спектрального состава, наблюдаются быстро один вслед за другим, и притом на строго одинаковом зенитном расстоянии. Очевидно, что в этом случае измеренное отношение видимых яркостей B'_1/B'_2 равно истинному отношению яркостей B_1/B_2 и потому никаких поправок за экстинкцию не требуется.

Условия, близкие к указанным выше, имеют место при сравнении яркостей различных точек на диске некоторого объекта — Солнца, Луны, планет и туманностей. При достаточной высоте такого объекта над горизонтом различия в экстинкции для отдельных его частей настолько незначительны, что ими можно пренебрегать. Если речь идет о сравнении двух объектов, расположенных в удаленных участках неба, то необходимо предварительно

вычислить специальную эфемериду, дающую моменты прохождения сравниваемых светил через один и тот же альмукутантарат. Измерения яркости выполняются точно в моменты, указанные в эфемериде. Выбор альмукутантарата, на котором выполняют сравнение, производится так, чтобы по возможности были удовлетворены следующие два не всегда совместимых условия. Во-первых, желательно, чтобы этот альмукутантарат лежал возможно выше над горизонтом и, во-вторых, чтобы моменты прохождения через него первого и второго светила различались не больше того, что необходимо для перехода от одного наблюдения к следующему. Впрочем, последнее условие не имеет особого значения в тех местностях, где прозрачность атмосферы отличается большим постоянством во времени.

2. Светила наблюдаются на разных зенитных расстояниях z_1 и z_2 , но коэффициент прозрачности имеет для них одинаковое значение. Это мы будем иметь в том случае, когда спектральный состав излучения этих светил одинаков и наблюдаются они вскоре одно вслед за другим. При этом необходимо определить p для момента наблюдения и с ним выполнить редукцию измеренного отношения яркостей B'_1/B'_2 за дифференциальную экстинкцию по формуле:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{B'_1}{B'_2} p^{M_2 - M_1} \quad (137)$$

или, в звездных величинах:

$$m_1 - m_2 = m'_1 - m'_2 + A (M_1 - M_2). \quad (138)$$

Наивыгоднейшими условиями при таких наблюдениях будут те, при которых значения множителя $p^{M_2 - M_1}$ меньше всего отличаются от единицы, что чаще всего соответствует условию минимального значения разности зенитных расстояний $z_2 - z_1$.

3. Значение коэффициента прозрачности для сравниваемых светил не является одинаковым и равно p_1 для объекта с яркостью B_1 и p_2 для объекта с яркостью B_2 . Это имеет место как в том случае, когда объекты наблюдаются в разное время (например, в разные ночи), так и в том случае, когда они наблюдаются одновременно, но имеют сильно различный спектральный состав. В этом случае приходится производить отдельное определение коэффициентов прозрачности p_1 и p_2 для каждого объекта и пользоваться для редукции формулой:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{B'_1}{B'_2} \cdot \frac{p_2^{M_2}}{p_1^{M_1}}. \quad (139)$$

Очевидно, что такой расчет представляет собою приведение видимых яркостей к границе атмосферы. Поэтому наиболее выгодным условием наблюдения, при котором погрешность в определении p менее всего сказывается на результате, будет не равенство зенитных расстояний z_1 и z_2 (как это может показаться с первого взгляда), а их минимальные возможные значения для каждого из светил.

4. Сравнение небесного объекта с лабораторным эталоном. Поскольку яркость последней атмосферной экстинкцией не искажается, необходимо привести видимую яркость небесного объекта F'_1 к истинному значению B_1 , для чего служит формула:

$$\frac{B_1}{B_s} = \frac{B'_1}{B_s p^M}. \quad (140)$$

Правила учета экстинкции, изложенные выше, являются достаточно строгими, и потому желательно, чтобы обработка всех астрофотометрических наблюдений велась в соответствии с ними. К сожалению, специфические условия астрономических наблюдений позволяют это не всегда. Бывают случаи, когда невозможность определить коэффициент прозрачности p заставляет довольствоваться приближенным результатом, лишь частично освобожденным от эффекта экстинкции. Например, в работах по астрофотометрии эффект экстинкции иногда считается исключенным тем, что наблюдения сравниваемых светил выполнены на одинаковом зенитном расстоянии, несмотря на то, что светила эти обладают радиацией существенно различного спектрального состава, а самые наблюдения выполняются в разные дни или ночи. В других случаях редукция за дифференциальную экстинкцию, выражаемая формулой (137), для всех объектов, всех дней и разных мест земного шара делается с одним и тем же значением p , например с тем, которое было определено в Потсдаме и которое послужило для составления таблиц поправок за экстинкцию, приведенных во многих изданиях. Прибегая к подобным методам редукции измерений, наблюдатель всегда должен быть готов к тому, что полученный им результат будет отягощен весьма значительными погрешностями, происходящими от неточного расчета экстинкции. Каковы погрешности, происходящие от различия в спектральном составе, было показано в табл. IX. Поэтому здесь остается сказать о том, что дают колебания прозрачности атмосферы, происходящие из-за дня в день.

Изучение серии ежедневных определений коэффициента p для некоторых местностей показывает, что среднее квадратичное отклонение от средней величины A формулы (126) для мест

с устойчивой прозрачностью воздуха (Средняя Азия, Закавказье) составляет $\pm 0,05$, а для мест с неустойчивой прозрачностью (Ленинградская область) $\pm 0,08$, отдельные же случаи отклонений в любом месте могут доходить до 0,2. Этими цифрами и определяются пределы погрешностей, происходящих от замены истинного значения A средним. Так, если разность значений M , для которой делается редукция, составляет 5, то последнее число дает погрешность на целую величину, или в 2,5 раза, что и является иллюстрацией опасности рассматриваемых приемов.

§ 17. Техника освобождения результатов фотометрических измерений от эффекта рассеянного света

Посторонний свет, поступающий в наблюдательный аппарат вместе с лучами фотометрируемого светила и образующий некоторую дополнительную яркость b , прибавляющуюся к измеряемой яркости, может быть весьма различного происхождения. В общем, образующие его источники можно разделить на следующие четыре группы.

I. Свет космического происхождения. Сюда относятся зодиакальный свет, противосияние и общее свечение космического фона мирового пространства. Перечисленные источники дают яркость, очень незначительную по абсолютной величине. Поэтому принимать их во внимание приходится лишь в редких случаях, а именно, при фотометрировании наиболее слабых объектов, какими являются, например, туманности и хвосты комет.

II. Яркость, создаваемая земной атмосферой. Сюда относится яркий фон дневного и сумеречного неба, а также небо при лунном свете. Яркость неба в темные ночи также в значительной части образуется за счет света, рассеянного и испускаемого атмосферой. В некоторых случаях, как, например, при наличии полярных сияний или зари от земных огней, атмосферный свет и ночью может достигать значительной интенсивности. Особую форму атмосферного света составляют так называемые ореолы, наблюдаемые около края диска ярких светил. Быстрый ход яркости по небу в области ореола является источником больших погрешностей в фотометрии, о чем будет сказано ниже.

III. Паразитическая яркость оптической системы. У поверхности каждой линзы происходит частичное отражение луча наблюдаемого объекта, причем лучи, отражаемые последующими поверхностями, попадают на поверхности, расположенные ближе к объективному концу, и ими отражаются обратно к приемнику. Лучи, падающие на последний, в результате таких отражений дают сильно внефокальные изображения наблюдаемых объектов. Такие изобра-

жения, накладываясь одно на другое, дают общий фон неравномерной яркости. Этот эффект сказывается тем интенсивнее, чем сложнее оптическая система, т. е. чем больше в ней стеклянных поверхностей, граничащих с воздухом. Уничтожение свободных плоскостей путем склеивания частей оптики (там, где это возможно) канадским бальзамом и применение специальных покровов, уменьшающих коэффициент отражения от поверхности стекла, позволяет уменьшить и рассматриваемый эффект.

Кроме прямых рефлексов в оптике, паразитический свет в инструменте может создаваться еще и рассеянием лучей, что наблюдается, например, при загрязнении поверхности линз, а также при наличии внутри стекла и других оптических сред свилей, пузырьков и других включений. Последнее особенно часто наблюдается в желатиновых светофильтрах, а фотографический фильм, использованный в качестве светофильтра, всегда дает значительное рассеяние и потому при фотометрических работах не должен применяться. Известную роль могут играть также отражение и рассеяние света оправками линз, стенками тубусов и другими механическими частями аппаратуры.

IV. Рассеяние света в самом приемнике. Непроявленный фотографический фильм представляет собою сильно мутную среду, в которой происходит интенсивное рассеяние лучей, следствием которого является распространение света за пределы оптического изображения. Аналогичные явления происходят в глазу, в фотоэлементах и т. д. Все это ведет, во-первых, к кажущемуся расширению изображения, известному под общим названием и р а д и а ц и и, и, во-вторых, к появлению различного рода ореолов у края яркого объекта.

На практике обычно нет возможности отделять или изолировать перечисленные источники постороннего света друг от друга и потому приходится иметь дело с некоторой общей паразитической яркостью, как-то распределенной по полю зрения инструмента и налагающейся на изображения наблюдаемых объектов. Выполняя измерение яркости B последних, мы будем получать искаженное значение яркости $B' = B + b$. Редукция такого измерения за посторонний рассеянный свет, очевидно, должна сводиться к вычитанию добавочной яркости b из измеренной яркости B' :

$$B = B' - b. \quad (141)$$

Нахождение этой яркости b на практике нередко наталкивается на очень большие затруднения и не всегда может быть сделано уверенно. Рассмотрим различные случаи, возникающие в этой задаче.

1. Яркость b создается посторонними источниками света, одинакова для всех частей поля зрения и вызывается средой, расположенной между приемником и объектом. В этом, наиболее простом, случае эта яркость может быть непосредственно измерена на черном фоне мирового пространства как яркость поля зрения у края объекта. Это мы имеем, например, в том случае, когда приходится наблюдать диск Луны или планеты в сумерки или днем. Единственным затруднением, которое здесь возникает, является увеличение случайной погрешности результата, которая возрастает с яркостью b . В тех случаях, когда b значительно превосходит B , результат может оказаться вообще негодным из-за недостатка точности, что, например, бывает при попытках фотометрии планетных дисков днем.

2. Равномерный по яркости фон лежит полностью или частично за измеряемым объектом, но последний может считаться вполне прозрачным. Этот случай по технике редукиции не отличается от предыдущего. Его примером может служить измерение яркости кометного хвоста на фоне Млечного пути или зодиакального света.

3. Равномерный по яркости фон образуется за счет источников, лежащих частью перед наблюдаемым объектом, а частью — за ним. Учет рассеянного света в этом случае очень сложен, так как здесь необходимо знать, во-первых, коэффициент пропускания T наблюдаемого объекта и, во-вторых, отдельные значения компонентов яркости b_1 и b_2 , образуемых источниками света, лежащими перед объектом и за ним. Имея эти данные, можем найти исправленное значение B по формуле:

$$B = B' - b_1 - Tb_2. \quad (142)$$

Примером такого случая является наблюдение тех туманностей, для которых часть яркости фона, создаваемая звездным светом, лежит за объектом.

4. Добавочная яркость b распределена по полю зрения неравномерно. В этом случае значение b , измеренное за пределами изображения объекта, не будет соответствовать тому значению b , которое наложено на измеряемое изображение. Надежное исправление результатов измерения за рассеянный свет в этом случае возможно лишь тогда, когда известен закон распределения яркости по полю зрения.

На практике рассматриваемый случай чаще всего встречается в связи с учетом яркости ореола. Под термином „ореол“ понимается быстрое повышение яркости фона неба с приближением к краю яркого светила — Солнца, Луны, планеты. Ореол является следствием особенности рассеяния света в атмосфере и появляется при такой индикатриссе рассеяния (см. § 11), которая очень

сильно вытянута вперед по лучу. В этом случае рассеяние в направлениях, составляющих очень малые углы с направлением первичного луча, оказывается исключительно интенсивным, что и дает повышенную яркость неба подле яркого диска светила. Естественно, что интенсивность ореола и распределение яркости в последнем сильно меняются изо дня в день в зависимости от состояния атмосферы.

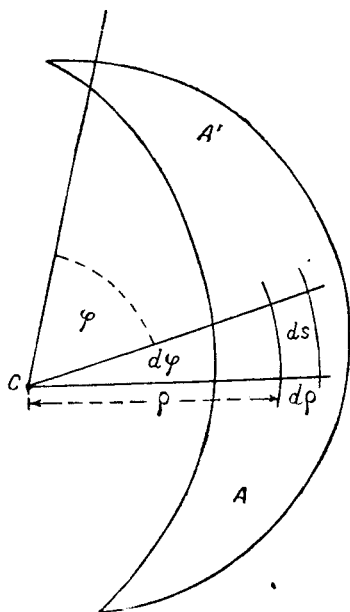


Рис. 9.

Наиболее интенсивные ореолы наблюдаются при наличии перистых облаков, мглы, тумана и дымки. Фотометрические наблюдения при таких условиях выполняться, конечно, не могут. При безоблачной погоде очень яркий ореол является следствием наличия в воздухе большого количества пылевых частиц. Поэтому интенсивные ореольные явления характерны для сухих степных и пустынных районов, где запыленность атмосферы всегда велика. С другой стороны, повышенная влажность также может повести к образованию ореолов, в особенности при начинающейся конденсации водяных паров.

Если наблюдения яркого диска светила ведутся в удовлетворительных атмосферных условиях, то яркость ореола оказывается в сотни и даже тысячи раз меньше яркости самого диска, что позволяет эффектом ореола пренебрегать. Иначе обстоит дело в том случае, когда измеряется яркость слабого объекта, расположенного рядом с ярким. Это мы имеем, например, при измерении яркости пепельного света Луны, частных фаз лунного затмения, ядер солнечных пятен и т. п. В этом случае яркость ореола, создаваемая светом яркого светила и накладываемая на изображение слабого объекта, не может быть оставлена без внимания. Расчет величины b в этом случае требует применения специальной теории, дающей распределение яркости по ореолу при заданных условиях наблюдения.

Общие основы теории ореолов могут быть изложены в следующей форме. Пусть на небесном своде имеется яркий объект AA' (рис. 9). Рассчитаем яркость ореола, создаваемого этим объектом в точке неба C , которая может быть расположена как за пре-

делами объекта A , так и на его фоне. Будем считать для простоты участок небесной сферы, представленный на рис. 9, плоским. Возьмем систему полярных координат — полярное расстояние ρ и дирекционный угол φ с полюсом в точке C . Некоторый элемент ds светящейся площади A вызывает в точке C рассеянную яркость dh , которая будет пропорциональна яркости B этого элемента:

$$db = Bf(\rho) ds, \quad (143)$$

где $f(\rho)$ — функция, зависящая от закона рассеяния света в атмосфере. Яркость B является функцией координат ρ , φ , что мы выразим равенством: $B = B_0\psi(\rho, \varphi)$. Полная яркость b ореола в точке C получается как сумма яркостей, порождаемых всеми элементами площади A . Поэтому, интегрируя равенство (143) и вспоминая, что $ds = \rho d\rho d\varphi$, получаем:

$$b = B_0 \int_{\varphi} \int_{\rho} \psi(\varphi, \rho) f(\rho) \rho d\rho d\varphi. \quad (144)$$

Применение этого выражения к практическому расчету ореола возможно лишь в том случае, если известны функции ψ и f .

Для функции $f(\rho)$ обычно приходится пользоваться разного рода эмпирическими выражениями. Так, в некоторых случаях применяют формулу

$$f(\rho) = \frac{K}{\rho^2 + a^2}, \quad (145)$$

где K и a^2 — постоянные, определяемые из наблюдений.

Эта формула была подтверждена результатами, полученными на обсерваториях Маунт-Вильсон и харьковской. Однако в обоих случаях речь идет не столько об атмосферном ореоле, сколько об эффекте рассеяния в фотографической пластинке. В. Г. Фесенковым и его сотрудниками были опубликованы подробные таблицы и графики для вычисления яркости ореола на фоне лунного диска, основанные на приведенной выше формуле и на предположении, что яркость лунной поверхности при всех фазах может быть выражена так называемой формулой Ломмера-Зеелигера.

Крайне приближенный характер расчетов и редукиций, связанных с ореолом, влечет за собою малую достоверность получаемых результатов, а потому необходимо стремиться, там, где это только возможно, вести наблюдения так, чтобы эффектом ореола можно было бы пренебречь.

Глава IV

ТЕХНИКА СРАВНЕНИЯ ЯРКОСТИ ВИЗУАЛЬНЫМ ПУТЕМ

§ 18. Общие принципы

Поскольку глаз из всех световых величин воспринимает только одну и притом именно яркость, измерение яркости визуальным путем представляется сравнительно простым и сводится к оценке или сравнению ощущения яркости объекта, видимого в поле зрения телескопа или иного оптического прибора. Однако зрение неспособно количественно сравнивать соотношение между двумя различными яркостями. Если цвет сравниваемых объектов одинаков, то мы всегда уверенно можем сказать, который из этих объектов ярче, но оценить, во сколько раз ярче, мы неспособны. Поэтому сколько-нибудь надежное количественное измерение яркости требует наличия специального прибора, называемого визуальным поверхностным фотометром.

При измерении яркости небесных светил, различных предметов земного ландшафта и вообще далеких предметов малого углового размера применяется сочетание такого фотометра с телескопической оптической системой, называемое телефотометром.

Для астрономических наблюдений изготавливаются астрофотометры, рассчитанные на применение в сочетании с астрономическим телескопом — рефрактором или рефлектором. Астрофотометр вместе с телескопом составляют телефотометр, отличающийся большим фокусным расстоянием и позволяющий измерять яркости объектов, видимых в поле зрения телескопа.

Определение яркости при помощи таких приборов основано на принципе равенства или фотометрического равновесия.

Принцип этот состоит в том, что яркость одного из сравниваемых объектов при помощи соответствующего оптического приспособления изменяется до тех пор, пока она не будет казаться равной яркости второго объекта.

Пусть яркости сравниваемых объектов составляют B_1 и B_2 , причем эти яркости не равны друг другу. Действуя оптической системой фотометра, мы изменяем яркость B_2 в N раз и достигаем того, что измененное значение, равное NB_2 , представляется

наблюдателю равным яркости B_1 первого объекта:

$$NB_2 = B_1.$$

Зная из соответствующего отсчета по шкале фотометра число N , легко находим нужное нам отношение яркости объекта:

$$\frac{B_1}{B_2} = N.$$

На практике осуществить эксперимент в описанной форме удается лишь в редких случаях, поскольку трудно изменять яркость одного из объектов поля зрения, оставляя яркость другого объекта без изменения. Все же в некоторых приборах это осуществляется. Так, например, в некоторых клиновых фотометрах фотометрический клин располагается в главной фокальной плоскости объектива телескопа. В этом случае наблюдатель видит в поле зрения телескопа резкое изображение клина, которое занимает лишь часть поля зрения, например, его половину. Если нужно сравнить яркости двух объектов, то телескоп направляется так, чтобы более яркий объект находился в части поля, покрытой клином, а менее яркий — в свободной части поля. При таком расположении можно, вдвигая клин, ослабить яркость светлого объекта в такой мере, чтобы она казалась равной яркости темного объекта. Однако такой способ сравнения яркостей оказывается очень неточным, и потому он применяется лишь в приборах, предназначенных для самых грубых оценок яркости. В качестве примера можно привести „диафаноскоп Шаронова“, устроенный на принципе, близком к описанному выше, и с успехом применяемый для приближенных сравнений яркости далеких предметов ландшафта с яркостью неба на горизонте.

Более совершенный прием визуального сравнения яркости основан на использовании поля сравнения. Так называется площадка тех или иных размеров и формы, видимая в поле зрения телескопа на фоне рассматриваемого участка неба и освещенная посторонним световым потоком, поступающим либо от специальной лампы, либо от естественных источников света. Фотометрическая система фотометра позволяет изменять яркость этой площадки в желаемом и притом строго известном отношении.

Обозначим, как и выше, яркости сравниваемых объектов через B_1 и B_2 , а яркость поля сравнения при некотором предельном положении фотометрической системы через B_0 . Действуя фотометром, находим такие два положения, при которых яркость поля сравнения оказывается равной сначала B_1 , а потом B_2 . Это

дает нам равенства:

$$\begin{aligned} N_1 B_0 &= B_1; \\ N_2 B_0 &= B_2. \end{aligned}$$

Имея из отсчетов фотометра значения чисел N_1 и N_2 , получаем нужное нам отношение яркости:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{N_1}{N_2}.$$

Такой способ сравнения яркости обладает значительными преимуществами, которые сводятся к следующему:

1. Сравнение получается значительно точнее, поскольку поле сравнения можно располагать желаемым образом по отношению к наблюдаемому объекту и, в частности, помещать непосредственно на его фоне.

2. Возможно сравнение объектов, одновременно в поле зрения телескопа не находящихся (например, диска Луны с диском планеты, туманности с внефокальным изображением звезды и т. д.).

3. Возможно выполнять сравнение яркости того же самого объекта или разных объектов через большие промежутки времени (например, яркость солнечной короны с яркостью полной Луны, яркость диска планеты с яркостью экрана, освещенного Солнцем, и т. д.).

Точность сравнения яркости визуальным способом определяется свойствами зрения наблюдателя, условиями наблюдения и устройством инструмента. С психофизиологической стороны вопрос решается так называемым законом Вебера-Фехнера. Содержание этого закона сводится к следующему. Пусть B_1 и B_2 — сравниваемые яркости, и будем изменять одну из них так, чтобы их разность $B_1 - B_2 = \Delta B$ последовательно уменьшалась. При некотором, достаточно малом значении ΔB различие в яркости перестанет восприниматься зрением, и оба объекта будут казаться по яркости одинаковыми. Закон Вебера-Фехнера указывает, что отношение того предельного значения ΔB , начиная с которого ощущение различия яркости исчезает, к самой величине B сравниваемых яркостей постоянно:

$$\frac{\Delta B}{B} = \varepsilon = \text{const.} \quad (146)$$

Число ε принято называть порогом контрастной чувствительности зрения или фехнеровской дробью.

Очевидно, что все значения яркости, лежащие в интервале от $B - \epsilon B$ до $B + \epsilon B$, представляются зрению равными с яркостью B . Этим определяется и точность визуальной фотометрии, поскольку погрешность измерения будет заключаться в указанном выше интервале. Многочисленными опытами установлено, что при наиболее благоприятных условиях значение ϵ составляет около 0,01. Из этого следует, что точность единичного сравнения двух яркостей визуальным фотометром в лучшем случае характеризуется относительной погрешностью порядка одного процента от измеряемой величины.

Для получения этой, почти предельной для визуальной фотометрии, точности фотометрическое сравнение должно быть обставлено целым рядом условий, которые сводятся к следующему:

1. Яркость измеряемого объекта, видимая в поле зрения прибора, должна заключаться в пределах от 0,0001 до 0,1 стильба. При более высокой яркости глаз начинает испытывать неприятное и даже болезненное ощущение чрезмерно сильного раздражения, называемое слепимостью или блескостью, что сопровождается уменьшением способности к различению малых разностей яркости и, следовательно, — повышением ϵ . При меньших значениях яркости глаз, не испытывая болезненных ощущений, также теряет способность видеть малые различия яркости, что ведет к прогрессивному росту ϵ с уменьшением B .

2. Достаточные угловые размеры сравниваемых объектов. В лабораторной фотометрии за оптимальный угловой поперечник сравниваемых фотометрических полей принимается 8° , что в условиях телефотометрических измерений трудно достижимо. Впрочем, с уменьшением углового размера сравниваемых полей до $1-2^\circ$ точность измерения почти не снижается, однако ниже этой границы начинается прогрессивный рост ϵ с уменьшением углового поперечника. При угловых размерах, меньших $1'$, значение ϵ возрастает беспредельно, чем определяется абсолютный порог остроты зрения, т. е. предельный минимальный размер темного объекта на светлом фоне, воспринимаемый глазом.

3. Отсутствие всякого промежутка, а также зоны постепенного перехода между сравниваемыми полями. Раздел между последними должен быть совершенно резким, и при выравнивании яркости должен исчезать, так чтобы оба сравниваемых поля сливались в одну сплошную равномерную поверхность. При таких условиях вместо суждения о равенстве или неравенстве двух яркостей на глаз возлагается более простое суждение о том, виден или не виден раздел между сравниваемыми полями. Наличие между последними самой тонкой линии раздела сразу заменяет этот простой

критерий менее удобным понятием равенства или неравенства разделенных этой линией полей, что значительно повышает ϵ , доводя его, примерно, до 5%. Сравнение яркости двух объектов, разделенных широким промежутком другой яркости, связано с еще большей погрешностью, которая может доходить до 15—20%.

Два поля с исчезающей границей между ними осуществляются при помощи оптического приспособления, называемого фотометрическим кубом. Оно будет описано в параграфе 19.

4. Строго одинаковый цвет. Малейшее различие в окраске исключает возможность исчезновения границы между полями и слияния последних в одну равномерную поверхность. Поэтому даже незначительная разность в цвете сильно снижает точность фотометрического сравнения. При очень сильной разнице в цвете даже простая оценка равенства или неравенства двух яркостей становится очень неуверенной. Например, если одно поле имеет красный цвет, а другое зеленый, то при большой разности в яркостях можно сказать, что красный цвет ярче зеленого или наоборот. Однако в очень широком интервале яркостей различие в цвете настолько превосходит различие в яркости, что сказать, которое из полей ярче — не представляется возможным. Поэтому визуальные фотометрические сравнения разноцветных объектов противопоказаны¹. Однако и малые различия в цвете могут значительно снижать точность измерений, поскольку дело усугубляется тем, что в условиях наблюдения двух полей, изолированно рассматриваемых в поле зрения прибора, кажущееся различие в окраске сильно возрастает, и то, что в других условиях воспринимается лишь как незначительная разница оттенков желтоватого цвета, в фотометре может представиться двумя совершенно различными цветами, например, розовым и зеленым — эффект, аналогичный кажущейся окраске двойных звезд.

В условиях астрономической работы полное устранение различия цвета между объектами и полем сравнения фотометра крайне затруднительно и требует введения в прибор специального оптического приспособления, называемого колориметром. В простейшем случае это будет синий светофильтр, помещенный на пути лучей электрической лампы, свет которой всегда представляется красным по сравнению с голубоватыми оттенками небесных тел. Более совершенными будут колориметрические приспособления, дающие непрерывное изменение цвета. Таковы: синий клин, пере-

¹ Сравнение двух полей разного цвета может быть выполнено уверенно при помощи так называемого мигающего фотометра. В условиях астрономической фотометрии этот прибор еще никогда не применялся.

мещаемый на пути лучей лампы, и поляризационные системы, устроенные на принципе спектральной дисперсии вращения плоскости поляризации в кварце. В других случаях колориметр, представляющий собой золоченое зеркало, желтый светофильтр или клин из оранжевого стекла, располагается на пути лучей небесного объекта.

5. Отсутствие в поле зрения участков, по яркости сильно отличающихся от сравниваемых объектов. Особенно вредны яркие объекты, вызывающие слепящее действие. Однако и черные предметы, создающие пестроту поля зрения, также ведут к увеличению порога контрастной чувствительности зрения. Поэтому идеальным будет тот случай, когда после выравнивания все поле зрения, видимое наблюдателем, превращается в однородную поверхность равномерной яркости. Желательно, чтобы глаз наблюдателя был адаптирован именно к этой яркости, что в особенности существенно при наблюдении объектов малой яркости.

Вопрос об изменении порога контрастной чувствительности в зависимости от условий наблюдений был многократно и тщательно исследован как физиологами, так и фотометристами. Не входя в подробности, которые читатель может найти в руководствах по физиологической оптике, мы приведем здесь таблицу значений ϵ при различных значениях яркости и углового размера (табл. XI). Эта таблица дает средние результаты для 6 лиц; яркости даны в лабораторных единицах — апостильбах. Для ориентировки в табл. XII приводятся значения яркости некоторых небесных объектов, выраженные в таких единицах.

Таблица XI

Средние значения порога контрастной чувствительности зрения по данным шести наблюдателей

δ В	120'	61'	30'	15'	8'	4'	2'	1'
2,0	0,012	0,012	0,013	0,015	0,019	0,026	0,036	0,053
1,5	0,012	0,012	0,013	0,015	0,019	0,026	0,036	0,053
1,0	0,012	0,012	0,014	0,016	0,021	0,030	0,044	0,066
0,5	0,012	0,014	0,016	0,020	0,026	0,038	0,057	0,084
0,0	0,013	0,016	0,020	0,028	0,039	0,056	0,080	0,120
— 0,5	0,018	0,022	0,028	0,039	0,056	0,079	0,116	—
— 1,0	0,023	0,030	0,040	0,056	0,069	0,115	—	—
— 1,5	0,028	0,038	0,055	0,081	0,118	—	—	—
— 2,0	0,035	0,050	0,078	0,120	—	—	—	—
— 2,5	0,044	0,067	0,120	—	—	—	—	—
— 3,0	0,055	0,100	—	—	—	—	—	—
— 3,5	0,077	—	—	—	—	—	—	—
— 4,0	0,134	—	—	—	—	—	—	—

Яркость некоторых объектов

Объект	Яркость (апостильбы)
Рассеивающая абсолютно белая поверхность, освещенная Солнцем	$9,4 \times 10^4$
Поверхность Солнца, видимая через земную атмосферу	4×10^9
Поверхность полной Луны, видимая через земную атмосферу	8×10^3
Ясное небо	5×10^3
Ночное безлунное небо	3×10^{-4}
Наименьшая различимая яркость	3×10^{-6}

В тех предельно благоприятных условиях, которые могут быть осуществлены при сравнении яркости в лаборатории, средняя относительная квадратичная погрешность единичного измерения может снижаться до $0,2\%$, что и составляет предел точности визуальной фотометрии. Это достигается лишь при использовании особого устройства поля зрения, осуществляемого в так называемом контрастном фотометрическом кубе. При измерении яркости небесных тел погрешность всегда бывает больше указанной из-за многочисленных обстоятельств, нарушающих условия, перечисленные выше. В наиболее благоприятных случаях здесь удается достигать точность в $2-3\%$. Это получается тогда, когда яркость и угловые размеры объекта достаточно велики, а устройство фотометра обеспечивает должное качество границы поля сравнения. В этих именно случаях и целесообразно пользоваться визуальной фотометрией, предоставляя объекты малой яркости фотометрии фотографической.

§ 19. Устройство полей сравнения

Для получения хорошего поля сравнения, проектирующегося на наблюдаемый объект и по возможности свободного от всякой линии раздела, применяют приспособления разной степени сложности. Схема наиболее простого из них дана на рис. 10.

В фокусе окуляра $У$ укреплена диафрагма $Д_1$ с остро заточенными краями. Эта диафрагма может иметь отверстия весьма различной формы. Ее поверхность, обращенная к наблюдателю, выкрашена в белый цвет и освещается тем или иным способом при помощи лампы сравнения $Л$. Так, на рис. 10 представлен телефотометр Ричардсона, в котором лампа $Л$ через окошко $К$, закрытое молочным стеклом $М$, освещает внутренность шара $Ш$, в которой свет равномерно рассеивается и после этого освещает поверхность диафрагмы $Д_1$. Количество света, поступающее в шар, а с ним и яркость краев диафрагмы регулируются второй диафрагмой $Д_2$, расположенной перед стеклом $М$.

Изображение наблюдаемого объекта, образуемое объективом $О$ телескопа, также получается в плоскости диафрагмы. Поэтому при надлежащей фокусировке окуляра наблюдатель видит изображение объекта и края диафрагмы одинаково резко и, действуя фотометрическим приспособлением прибора $Д_2$, может добиваться равенства их яркостей.

Другой простой способ устройства полей сравнения состоит в том, что в фокальной плоскости телескопа укрепляют плоскопараллельную стеклянную пластинку, образующую с оптической осью телескопа угол в 45° . Часть этой пластинки (например, ее половина) посеребрена, другая часть ее оставлена прозрачной,

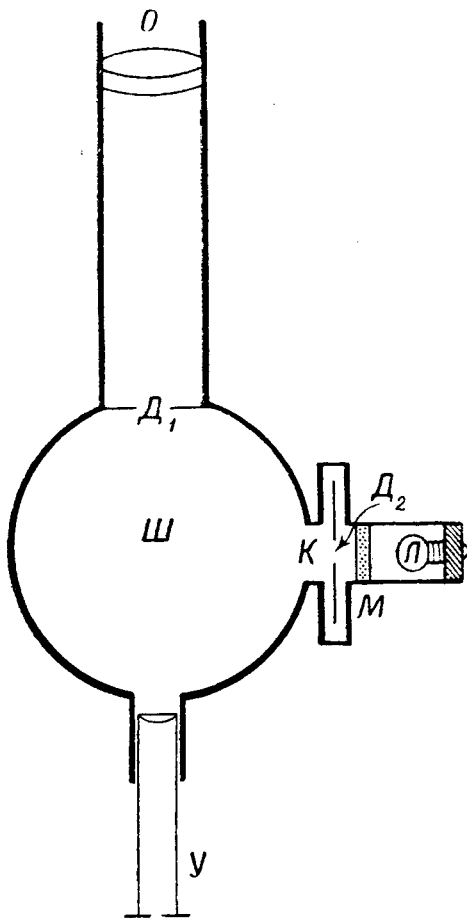


Рис. 10. Схема телефотометра Ричардсона.

окуляр фокусируется на линию раздела этих частей. В посеребренной части пластинки отражается рассеивающий экран, освещаемый лампой сравнения, что и образует поле сравнения. Поскольку от непосеребренной части пластинки также происходит некоторое отражение света, необходима тщательная регулировка инструмента в том смысле, чтобы край изображения освещенного экрана точно совпадал с границей серебрения.

При измерении очень ярких поверхностей (фотосфера, солнечные пятна) в качестве поверхности сравнения может применяться

раскаленная нить электрической лампы накаливания. В этом случае лампа устанавливается в фокальной плоскости телескопа. Такое устройство применяется, в частности, в оптических пирометрах, употребляемых для определения температуры в печах, а потому детальное описание техники его применения читатель найдет в руководствах по пирометрии.

Все приспособления, описанные выше, дают поле сравнения лишь посредственного качества и потому не обеспечивают должной точности измерения. Последняя может быть достигнута лишь в случае применения особых оптических приспособлений, из которых наиболее распространенным является фотометрический куб.

Схема фотометрического куба в его классическом варианте дана на рис. 11. Прибор состоит из двух прямоугольных стеклянных призм Π_1 и Π_2 . Гипотенузная поверхность призмы Π_1 шлифуется в виде точной плоскости, гипотенузная поверхность призмы Π_2 делается слегка выпуклой, за исключением средней части ab , которая шлифуется на плоскость. Эта плоскость ab тщательно пришлифовывается к плоскости AB до получения оптического контакта, т. е. до полного удаления воздуха, разделяющего эти поверхности. Когда это достигнуто, то на плоскости ab отражения и преломления лучей не происходит, и луч света, направленный по линии SO , свободно проходит сквозь куб, совершенно так, как

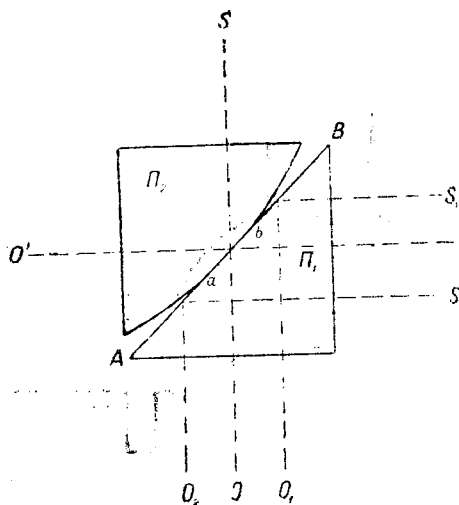


Рис. 11. Схема фотометрического куба.

если бы это был сплошной кусок стекла. В краевых частях aA и bB гипотенузной поверхности призмы P_1 происходит полное внутреннее отражение, и потому в сторону окуляра O направляются лучи света S_1O_1 и S_2O_2 , поступающие в куб со стороны его боковой грани. Поэтому, глядя со стороны O , наблюдатель увидит поле зрения куба составленным из двух частей: внутреннего кружка или овала, освещенного светом, идущим со стороны S_1 и наружного поля, заполненного светом, идущим со стороны S_1S_2 . При равенстве яркостей граница между этими частями совершенно исчезает, и наблюдатель видит перед собой сплошное поле равномерной яркости.

Если поместить окуляр сбоку, т. е. по направлению O' , то картина будет та же самая, с тем отличием, что теперь внутренний овал будет заполнен светом, идущим со стороны S_1S_2 , а наружный — со стороны S . Во многих фотометрических приборах (микрофотометр Гартмана, астрофотометр Розенберга и др.) устраивается два окуляра, что позволяет наблюдателю по его желанию получать либо исчезновение маленького поля сравнения на фоне общего изображения объекта, либо, напротив, видеть маленький участок объекта, ограниченный овалом, на фоне большого поля сравнения.

Другой способ приготовления куба, более простой и в некоторых случаях более удобный, состоит в том, что гипотенузные поверхности обеих призм P_1 и P_2 делаются плоскими. Одна из них серебрится и в серебре выскабливается фигура желаемой формы, например, весь серебряный фильм удаляется и только в самом центре поля оставляется небольшой его участок в форме кружка, квадрата, узкой полоски и т. п. После этого призмы склеиваются гипотенузными плоскостями при помощи канадского бальзама. В этом случае через все свободные от серебра части поверхности склейки свет проходит свободно, и только у посеребренного участка имеет место полное отражение лучей в сторону. Таким образом, посеребренный участок играет роль маленького зеркальца, в котором отражается поверхность сравнения, расположенная сбоку. Такой способ приготовления куба легко может быть освоен в каждой лаборатории. Кроме того, он позволяет получать поля сравнения любой формы, что и обеспечивает ему широкое распространение на практике.

В заключение укажем, что наивысшая точность визуального фотометрического сравнения достигается в так называемом контрастном кубе. Схема устройства такого куба показана на рис. 12. Призмы P_1 и P_2 здесь склеены таким образом, что незначительные углубления или посеребренные участки на гипотенузной поверхности одной из них образуют четыре поля сравне-

ния, из которых два — b и c — пропускают свет, идущий прямо, а два других — a и d — отражают свет, направляемый сбоку. Форма получаемых полей представлена на рис. 13. Наблюдатель видит перед собой овал, разделенный прямолинейной границей на две половины b и a , освещенные одна — прямым светом, другая — боковым. На фоне этих полукругов выступают поля c и d , имеющие форму трапеций и освещенные: c — прямым, а d — боковым светом. Перед кубом расположены тонкие стеклянные пластинки n_1 и n_2 (см. рис. 12), сквозь которые проходят лучи, освещающие внутренние трапеции. В прозрачном стекле, благодаря эффектам отражения, теряется около 8% света. Поэтому поля c и d будут

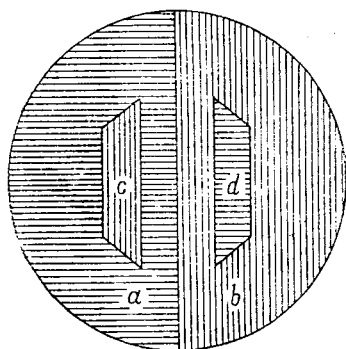
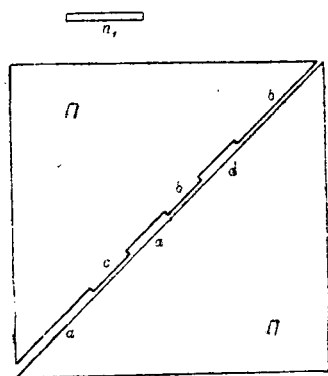


Рис. 12. Схема фотометрического куба с контрастными полями.

Рис. 13. Схема фотометрического поля при контрастном кубе.

на 8% темнее соответствующих им полей b и a . При фотометрическом равновесии поля a и b сливаются в одно сплошное поле равномерной яркости, а поля c и d выделяются на этом фоне в виде темных трапеций. Задача наблюдателя состоит в том, чтобы добиться такого положения, при котором обе трапеции выделялись бы с одинаковой резкостью. Оказывается, что глаз более чувствителен к этому „равенству контрастов“, нежели к „равенству яркостей“, и потому фотометрическое сравнение оказывается более точным. Однако применение контрастного куба в условиях астрономической телефотометрии во многих случаях оказывается затруднительным и потому встречается редко.

§ 20. Приборы, употребляемые для изменения яркости поля сравнения

Различные системы поверхностных фотометров отличаются одна от другой главным образом устройством того приспособления, которое служит для приведения яркости поля сравнения к равенству с яркостью наблюдаемого объекта. Подробный разбор таких приспособлений относится к области общей фотометрии и потому не входит в задачи этой книги. Здесь мы ограничимся тем, что дадим сжатый перечень основных вариантов приспособлений этого рода.

1. Изменение расстояния между источником света и экраном, основанное на законе квадратов расстояния, выражаемом формулой (19), в астрономических фотометрах применяется редко, поскольку для получения значительной градации яркостей необходимо менять расстояние в очень широких пределах, что требует применения длинной скамьи. Условиями правильной работы метода являются достаточно малые размеры светового тела лампы по сравнению с расстоянием до экрана, что проверяется по формулам, приведенным в § 7, а также надежная защита экрана от всякого постороннего света, в частности, от света самой лампы, отражаемого различными частями аппаратуры. Последнее заставляет помещать лампу и экран в закрытый металлический тубус, снабженный рядом диафрагм внутри. На принципе изменения расстояния устроен поверхностный фотометр, сконструированный советским конструктором Сорокумовским, и прибор голландского астронома Интэма, предназначенный для измерения яркости ночного неба. Последний прибор неудовлетворителен тем, что в нем экран не имеет защиты от постороннего света.

2. Изменение угла наклона экрана к освещающим его лучам. Поскольку всякий реальный экран дает рассеяние, значительно отличающееся от ортотропного, изменение яркости с углом наклона i пропорционально $\cos i$ не будет и потому должно определяться из специальной фотометрической градуировки. Метод часто применяется в небольших переносных фотометрах, из которых здесь мы назовем люксметр Государственного Оптического института и колориметр Шаронова, неоднократно находившие применение также и в поверхностной астрофотометрии.

3. Диафрагмы переменного отверстия. Существует большое количество конструкций диафрагм, у которых можно плавно менять площадь отверстия. Наиболее простыми являются раздвижная щель и раздвижной квадрат (так называемый „кошачий глаз“), позволяющие весьма точно получать площадь отвер-

ствия при данном отсчете шкалы. Из других форм назовем секторную диафрагму, площадь отверстия которой пропорциональна углу раскрытия сектора, и ирисовую, дающую отверстие приблизительно круглой формы.

Наиболее целесообразное применение диафрагмы состоит в том, что ее помещают перед светящейся поверхностью равномерной яркости и участком этой поверхности, ограниченным диафрагмой, освещают экран. При достаточном расстоянии между диафрагмой и экраном сила света этого участка, а с нею и освещенность будут пропорциональны площади отверстия диафрагмы [формула (37)]. Справедливость этого закона проверяется расчетом по формулам § 7.

Из поверхностных астрофотометров на описанном принципе был основан первый лунный фотометр А. В. Маркова.

Заметим, что применение диафрагмы перед объективом телескопа, столь широко применяемое в фотографической фотометрии, в визуальной поверхностной фотометрии не должно иметь места, ибо оно сводится к изменению зрачка выхода одной из двух оптических систем. Это ведет к тому, что в том случае, когда диаметр зрачка глаза меньше зрачка выхода телескопической системы (что часто бывает в условиях употребления поверхностного фотометра), яркость объекта, видимая в поле зрения телескопа, от диаметра объектива вообще не зависит, если же зрачок глаза больше зрачка телескопа, то возникает фотометрический параллакс (см. § 21).

4. Поляризационные приспособления. Как известно, коэффициент пропускания T системы, состоящей из двух поляризационных призм (призмы Николя, Глэзбрука и другие), расположенных так, что их оси совпадают с направлением луча, связан с углом β , образуемым плоскостями поляризации этих призм, выражением:

$$T = c \cos^2 \beta, \quad (147)$$

что составляет так называемый закон Малюса. Цифры на круге прибора, по которому выполняется отсчет угла поворота призмы-анализатора, наносятся обычно так, что отсчитывается угол $\alpha = 90^\circ - \beta$. В силу этого формула для расчета T принимает вид:

$$T = c \sin^2 \alpha. \quad (148)$$

Закон Малюса, выражаемый равенствами (147) и (148), выполняется вполне точно, а потому поляризационная система представляет собою весьма надежное средство получать строго нейтральное изменение яркости поля сравнения в весьма больших пределах. Если же эти пределы все же недостаточны, то приме-

няют три последовательно расположенных призмы, из которых две крайних неподвижны и имеют параллельные плоскости поляризации, а средняя вращается. Такое устройство дает изменение коэффициента пропускания по закону:

$$T = c \sin^4 \alpha.$$

Другой вариант устройства поляризационного фотометра состоит в том, что свет от двух сравниваемых объектов пропускается через призму с двойным лучепреломлением. Обыкновенное изображение одного объекта помещается в поле зрения рядом с необыкновенным изображением второго объекта, причем надлежащий контакт двух изображений осуществляется при помощи бипризмы Френеля или другого аналогичного приспособления. Оба изображения наблюдаются через призму-анализатор. Поскольку плоскости их поляризации взаимно перпендикулярны, при вращении анализатора яркость одного из них меняется пропорционально $\sin^2 \alpha$, а другого — пропорционально $\cos^2 \alpha$. Если яркости объектов равны B_1 и B_2 , то они будут казаться равными при значении угла поворота α , соответствующем условию:

$$B_1 \sin^2 \alpha = B_2 \cos^2 \alpha,$$

откуда имеем:

$$\frac{B_2}{B_1} = \operatorname{tg}^2 \alpha. \quad (149)$$

На принципе поляризации основаны очень многие поверхностные фотометры, из которых мы назовем приборы, построенные Гельгофом и Шерингом, Шенбергом, Розенбергом, А. В. Марковым (второй лунный фотометр), В. Г. Фесенковым и другими.

5. Применение поглощающей среды. Поглощающие свет пластинки, называемые светофильтрами, находят самое широкое применение во всевозможных фотометрических приборах. Коэффициент пропускания T такой пластинки, выражаемый формулами, выведенными в § 11, на практике определяется из фотометрической градуировки.

Для получения непрерывного изменения яркости употребляют светофильтры в виде длинной плоскости, устроенной так, что коэффициент пропускания T плавно меняется от одного конца полоски к другому. Такое приспособление называется фотометрическим клином. Чаще всего оно действительно представляет собой клин, т. е. призму, изготовленную из серого стекла или иного нейтрально ослабляющего свет материала (рис. 14). Одна из плоскостей этой призмы, называемая катетной, располагается нормально к лучу, а другая, называемая гипотену з-

ной, составляет с ней малый угол φ . Если расстояние $АН$ точки A вступления луча в клин от начала клина (ребро призмы) H обозначить через y , то длина x пути луча в клине, очевидно, будет равна:

$$x = y \operatorname{tg} \varphi.$$

Подставляя это значение в формулу (92), получаем нижеследующую зависимость между T и y :

$$T = (1 - \rho)^2 e^{-2y \operatorname{tg} \varphi} = PQ^y, \quad (150)$$

где P и Q — две постоянные, определяемые из градуировки клина. Переходя к логарифмам и вводя обозначения

$$p = -\log P; \quad q = -\log Q,$$

получим формулу для изменения оптической плотности D с расстоянием y :

$$D = p + qy. \quad (151)$$

Клин, изготовленный в форме одиночной призмы, удобен только при очень малом значении угла φ , что имеет место, например, в желатиновых клиньях. Если этого нет, то будет происходить отклонение луча и даже его спектральная дисперсия. В этом случае устраивают компенсированный клин, для чего к гипотенузной плоскости серого клина HMN приклеивают такой же клин HKN из бесцветного стекла (на рис. 14

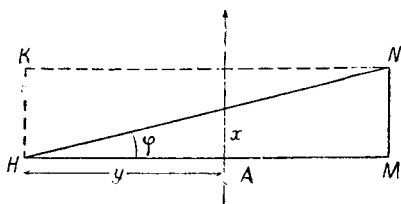


Рис. 14. Схема фотометрического клина.

изображен пунктиром), так что получается плоско-параллельная пластинка.

Клин представляет собою весьма удобное и компактное устройство, позволяющее получать изменение яркости поля в больших (теоретически — в любых) пределах. Его недостатком является неизбежность селективного поглощения света, которое влечет за собой появление эффекта Форбса (см. § 15), проявляющегося в отклонениях от формул (150) и (151) в плотных участках клина. На применении клина основаны очень многие поверхностные астрофотометры, в том числе астрофотометр Розенберга, фотометр Граффа, лунный и универсальный фотометры Шаронова и др.

§ 21. Визуальные астрофотометры

Астрономические фотометры, предназначенные для сравнения поверхностной яркости протяженных объектов, по принципу устройства в общем однотипны и различаются преимущественно техническим оформлением. Общая схема такого прибора представлена на рис. 15.

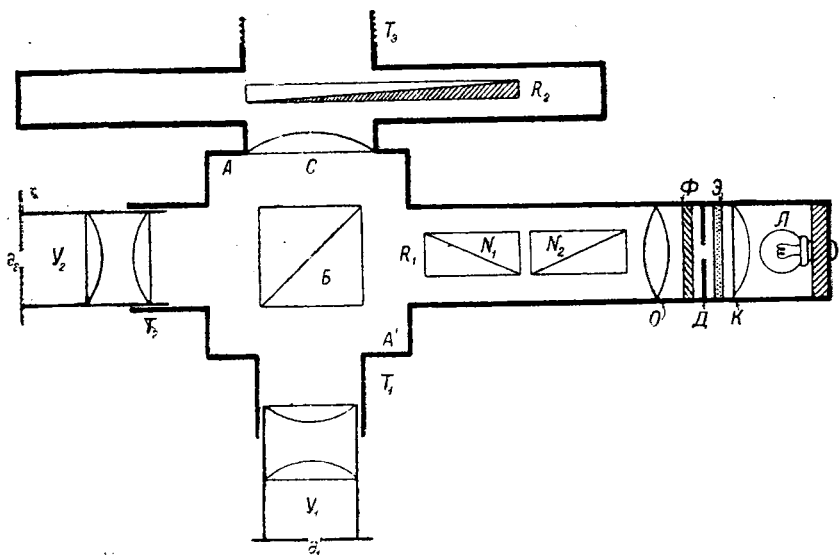


Рис. 15. Общая схема поверхностного визуального астрофотометра.

Основу инструмента составляет коробка AA' той или иной формы, в центре которой помещается фотометрический куб B . Последний должен иметь по возможности большие размеры, дабы его оправа не ограничивала поле зрения окуляра V_1 . Внутреннее зеркальце куба должно представлять собою весьма маленькую площадку круглой или прямоугольной формы. Чем меньше линейные размеры этой площадки, тем меньше угловые размеры объекта, доступного для измерения этим фотометром. С другой стороны, при измерении объекта большого углового протяжения маленькое поле невыгодно тем, что снижает точность сравнения. Выходом из этой дилеммы является наличие при фотометре двух или нескольких сменных кубов, что позволяет для каждого наблюдения выбрать поле сравнения наиболее подходящего типа.

Крепление куба в коробке AA' должно предусматривать возможность его надлежащей регулировки. Для этого в известных

пределах необходима свобода передвижения по трем направлениям (в плоскости рис. 15 и нормально к ней), а также поворота вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа.

Стенки коробки AA' имеют четыре отверстия. Из них одно обращено к объективу телескопа, и за ним следует патрубок T_3 , оканчивающийся нарезкой или иным приспособлением для прикрепления всего прибора к окулярному концу трубы. Два других отверстия ведут к трубкам T_1 и T_2 , в которые вставляются окуляры $У_1$ и $У_2$. Окуляры должны быть положительны и с достаточно длинным фокусом, поскольку необходимо, чтобы главный фокус окуляра совпадал с центром куба B . Последнее условие может оказаться невыгодным в том отношении, что окуляр с большим фокусным расстоянием дает небольшое увеличение. В случае необходимости это затруднение обходится тем, что устраивают дополнительную оптическую систему, помещая ее перед кубом, т. е. в трубке T_3 . Например, в фотометре Граффа в этой трубке помещена плоско-выпуклая линза C , которая вместе с линзами окуляра $У_1$ составляет короткофокусный отрицательный окуляр. В других случаях в трубке T_3 помещается объектив микроскопа, который вместе с окуляром $У_1$ составляет микроскопическую систему, при помощи которой рассматривается изображение объекта, образуемое объективом телескопа. Заметим, что боковой окуляр $У_2$ на многих фотометрах отсутствует.

Четвертое боковое отверстие коробки служит для освещения поля сравнения. Это освещение создается посредством оптической системы, которая состоит из следующих частей. Электрическая лампа накаливания L непосредственно или при помощи конденсатора K освещает рассеивающий экран $Э$ (молочное или матовое стекло). Участок последнего, ограниченный диафрагмой D , при помощи объектива O проектируется в центр куба B . Там его изображение для окуляра $У_1$ заполняет внутреннее поле сравнения, а для окуляра $У_2$ — наружное. Фотометрическое приспособление R помещается либо на пути лучей лампы сравнения (например, между кубом B и объективом O), либо в трубке T_3 . В первом случае им ослабляется яркость поля сравнения, что выгодно при наблюдениях объекта малой яркости. Во втором случае изменяется яркость наблюдаемого объекта, что выгодно при большой величине этой яркости. Лучше всего, конечно, иметь два фотометрических приспособления R_1 и R_2 , из которых в зависимости от обстоятельств выбирается либо то, либо другое. На рис. 15 приспособление R_1 изображено в виде поляризационной системы, составленной из призм N_1 и N_2 , а приспособление R_2 — в виде клина.

На пути лучей лампы устанавливается колориметрическое приспособление Φ (в простейшем случае — синий светофильтр),

при помощи которого красноватый цвет лампы подгоняется под цвет наблюдаемого объекта.

Необходимым условием правильной работы фотометра является надлежащее расположение зрачков его оптической системы. Напомним, что зрачком выхода телескопической системы называется изображение объектива телескопа, образованное окуляром. Всякий луч света, вступающий в объектив, проходит через соответствующую точку его изображения, т. е. зрачка выхода. В фотометре имеются две оптические системы: система объектива телескопа и система, освещающая поле сравнения (объектив O) и, соответственно, два зрачка выхода. В идеальном фотометре эти зрачки должны обладать одинаковым диаметром и должны строго совпадать. На практике это важное условие в той или иной мере нарушается, так как объектив телескопа, обладая длинным фокусом, лежит от окуляра значительно дальше объектива O фотометрической системы, вследствие чего изображения объективов получаются на разных расстояниях от окуляра и, следовательно, зрачки выхода лежат в разных плоскостях. В других случаях бывает, что зрачки имеют неодинаковый диаметр (рис. 16 *a*). В этом случае наблюдатель увидит яркости объекта и поля сравнения в надлежащем соотношении только в том случае, если зрачок его глаза Γ не превосходит меньший из двух зрачков выхода и расположен концентрично с последним. При эксцентричном положении зрачка глаза Γ' по отношению к окуляру глаз будет захватывать различные площади обоих зрачков, соответственно с чем яркости сравниваемых полей будут пропорциональны захваченным площадям. В результате этого соотношение сравниваемых яркостей будет меняться с положением глаза около окуляра — явление, называемое фотометрическим параллаксом, и исключающее возможность успешного фотометрирования. Фотометрический параллакс появляется также в том случае, когда оба зрачка выхода, будучи одинакового размера, сдвинуты один по отношению к другому (рис. 16, *б*). Очевидно, что если зрачок глаза находится в положении Γ_1 , то наблюдатель видит только свет первой оптической системы, в положении Γ_2 — только свет второй системы. В положении Γ_3 воспринимается правильное соотношение яркостей, а в положении Γ_4 — неправильное.

Для устранения фотометрического параллакса необходима прежде всего тщательная центрировка и регулировка всей оптической системы, для чего и служат приспособления, позволяющие перемещать куб и другие оптические детали фотометра. Однако этого в большинстве случаев бывает недостаточно, и потому приходится прибегать к диафрагме d (рис. 15 и 16), ограничи-

вающей совпадающую часть зрачков и этим исключая неверную установку глаза.

Детальное описание отдельных конструкций поверхностных астрофотометров не входит в задачу этой книги, и потому мы здесь ограничимся перечислением некоторых наиболее употребительных и удачных вариантов.

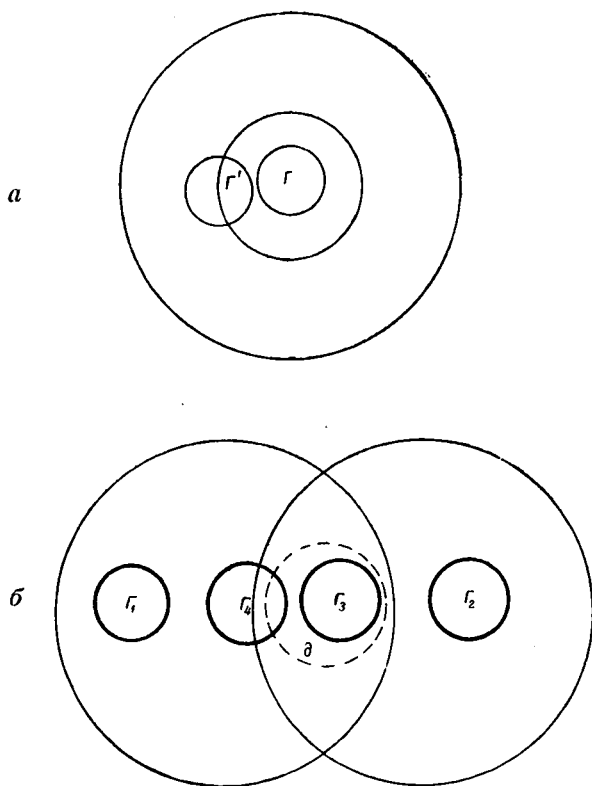


Рис. 16.

1. Фотометр Граффа. В этом фотометре в качестве фотометрической системы R использован серый клин, а в качестве оптической системы O — объектив от микроскопа. Особенностью является положение куба между первой и второй линзами окуляра, составленного из трех линз. Такое расположение выгодно тем, что общее увеличение окуляра больше увеличения той его

части, сквозь которую рассматривается куб. Прибор вообще предназначен для точечной фотометрии звезд, и куб *Б* вставляется в него лишь в качестве частной модификации.

2. Фотометр Розенберга. В этом приборе имеются две фотометрические системы, из которых одна представляет собою три поляризационные призмы (в более старых выпусках — две призмы), а другая — серый клин. Это дает возможность изменять яркость в очень широких пределах. Кроме того, к прибору прилагаются три серых светофильтра, устанавливаемых перед кубом со стороны объекта. В качестве колориметра использован синий клин, перемещаемый на пути лучей лампы сравнения.

3. Биноклярный фотометр Фесенкова предназначен для измерения больших объектов весьма малой яркости. В качестве фотометрического приспособления использован клин. Поверхности сравнения составляют матовые пластинки, видимые в поле зрения под углом в 3° и освещаемые светом лампы, прошедшим через синий фильтр, молочное стекло и клин. Регистрация отсчетов автоматическая, на ленте. Биноклярное наблюдение имеет то значение, что значительно помогает наблюдениям при очень малой яркости.

4. Лунные фотометры Маркова. В первом варианте этого прибора в качестве источника света использована поверхность молочного стекла, освещенная с обратной стороны несколькими лампами накаливания. Перед молочным стеклом помещалась ирисовая диафрагма, которая регулировала площадь участка стекла, освещавшего второе стекло, служившее поверхностью сравнения и отражавшееся в одном из полей фотометрического куба. В качестве окуляра был использован небольшой микроскоп.

Второй лунный фотометр Маркова отличался от описанного главным образом тем, что для изменения яркости поля сравнения в нем была использована поляризационная система. Марковым был также описан поверхностный астрофотометр, устроенный на принципе мигающего фотометра.

5. Лунный фотометр Шаронова. Основным фотометрическим приспособлением этого прибора является фотометрический клин, перемещающийся перед кубом *Б* со стороны объекта. Линза *О* отсутствует, и лампа *Л* прямо освещает пластинку молочного стекла, расположенную около куба сбоку, причем яркость этой пластинки может быть варьируема изменением расстояния лампы от экрана. Дальнейшим развитием этого прибора явился универсальный клиновый фотометр, представляющий собою сочетание ломаного телескопа с фотометрической системой и с теодолитной монтировкой, позволяющей отсчитывать горизонтальные

координаты. Прибор снабжен рядом фотометрических приспособлений, которые могут переставляться и применяться в различных комбинациях, что и определяет его „универсальность“. В частности, коробка с фотометрическим клином может располагаться как на пути лучей от объекта, так и на пути лучей от лампы.

§ 22. Питание лампы сравнения фотометра

В прежнее время для освещения поля сравнения в астрономических фотометрах применялись источники света, представлявшие собою керосиновые или бензиновые лампы той или иной конструкции. В настоящее время такие источники света совершенно вытеснены электрическими лампами накаливания. К такой лампе, при ее использовании в фотометре, предъявляется требование постоянства силы света на протяжении того или иного промежутка времени, охватывающего данную серию наблюдений.

Сила света лампы накаливания остается постоянной при соблюдении двух следующих условий: а) строгое постоянство электрического режима питания лампы, характеризуемого постоянным напряжением на борнах лампы, и постоянной силой тока в цепи и в) отсутствие каких бы то ни было изменений в самой лампе.

Необходимость поддерживать постоянное питание лампы заставляет включать в цепь последней электроизмерительный прибор — амперметр или вольтметр — и реостаты, что позволяет непрерывно следить за питанием лампы и управлять последним. Сила света меняется с электрическим режимом очень быстро: обычно изменение силы тока в цепи на 1% дает изменение силы света на 6%, а изменение напряжения на 1% сопровождается изменением силы света на 4%. Отсюда следует, что электрический режим в цепи, питающий лампу, должен поддерживаться постоянным с точностью, по крайней мере в 5 раз превосходящей требуемую степень постоянства силы света. Так, если последняя должна быть постоянной в пределах 1%, то сила тока в цепи должна поддерживаться неизменной по крайней мере с точностью до 0,2%, надежнее до 0,1%. Этим определяются требования к электроизмерительному прибору, употребляемому при фотометре. Это должен быть прибор класса точности не ниже I, снабженный шкалой с зеркалом. Такая шкала, исключая параллакс кончика стрелки по отношению к делениям (при наблюдении за прибором глаз устанавливается так, чтобы кончик стрелки покрывал свое изображение в зеркале), позволяет удерживать кончик стрелки на выбранном делении шкалы в пределах точности не ниже 0,1 интервала между делениями. Если шкала, как обычно, имеет 100—150 делений и выбранное

деление лежит на ее высоком конце, то это и обеспечивает точность отсчета, указанную выше. Следует иметь в виду, что установка стрелки между делениями шкалы делается с меньшей точностью, чем на совпадение с делением, и потому в качестве стандартного показания прибора следует выбирать точное совпадение стрелки с одним из делений. Всегда полезно проверить, путем установки стрелки на различные деления и измерения фотометром поверхности постоянной яркости, чему соответствует изменение яркости поля сравнения, связанное с неточностью установки стрелки.

Весьма опасным источником систематических ошибок является изменение чувствительности электроизмерительного прибора с температурой. Хотя в приборах высоких классов точности предусматривается устройство специальной температурной компенсации, однако оно может оказаться недостаточным при тех огромных различиях в температуре, с которыми приходится сталкиваться в практике обсерваторской и полевой работы, где случается иметь дело с температурами от -40° до $+40^{\circ}$. Поэтому полезно проверить применяемый прибор и в этом отношении.

В астрономических фотометрах обычно применяются низковольтные лампы сравнения с малым патроном (так называемые лампы для карманных фонарей). Для питания такой лампы лучше всего применять постоянный ток от аккумуляторной батареи, тем более что электроизмерительные приборы, которыми располагает наблюдатель, обычно бывают предназначены именно для постоянного тока. Для регулирования силы тока и напряжения в цепь включаются надлежащим образом подобранные реостаты переменного сопротивления. Реостатов желательно иметь два, причем один из них служит для грубой регулировки, а другой для тонкой. Первый подбирается так, чтобы его движок при заданном электрическом напряжении находился приблизительно на середине, второй реостат подбирается двойным образом. Во-первых, это может быть реостат, общее сопротивление которого превосходит сопротивление первого в 4—8 раз; он приключается параллельно с первым. Во-вторых, это может быть реостат с сопротивлением в 5—10 раз меньшим первого; он приключается последовательно с первым. В обоих случаях значительным перемещением второго реостата соответствуют очень медленные и плавные передвижения стрелки прибора.

При наиболее точных фотометрических работах рекомендуется применять вольтметр и амперметр одновременно. В этом случае при постоянном отсчете на первом должен получаться постоянный отсчет и на втором, что служит контролем постоянства состояния лампы. В практике астрофотометрической работы обычно пользуются одним прибором и предпочитают амперметр, как более

удобный при включении. Вся схема управления должна быть устроена удобно и прочно и расположена на отдельном столе. Полезно, чтобы наблюдение за ней было поручено помощнику наблюдателя.

В тех случаях, когда приходится питать лампу от городского переменного тока, применяется понижающий трансформатор, причем прибор, контролирующий питание лампы, устанавливают во вторичной цепи, а в случае невозможности этого — в первичной. Неожиданные и неправильные колебания напряжения в городской сети требуют непрерывной работы помощника наблюдателя по исправлению накала. Большие затруднения, связанные с этим, могут быть устранены применением баретра или трансформатора-стабилизатора, дающего строго постоянное напряжение на клеммах вторичной обмотки даже при значительных колебаниях в первичной цепи.

Неизменность состояния самой лампы в основном находится вне контроля наблюдателя. Низковольтные лампы, применяемые в фотометрах, как правило, обладают очень низким качеством, следствием чего являются неожиданные и неправильные изменения силы их света со временем. Лампы из одной партии могут обладать весьма различными качествами, а потому подбор хорошей рабочей лампы есть дело удачи.

Всякая лампа накаливания довольно быстро меняет силу своего света в первый период своей работы. Поэтому, до применения в фотометре лампу надо подвергнуть отжигу, т. е. непрерывному горению в течение срока, составляющего около 0,1 от общего срока службы лампы. Для низковольтных ламп, типа карманных фонарей, отжиг должен продолжаться от 8 до 12 часов.

Сила света лампы оказывается тем более постоянной, чем ниже накал. Поэтому с точки зрения постоянства выгодно, чтобы лампа фотометра работала на недокале, что, однако, связано с неудобствами, обусловленными слишком красным светом лампы. Как норму — можно рекомендовать напряжение или силу тока, равную 75% от показанного.

В заключение укажем, что в фотометрах, предназначенных для измерений очень слабых объектов, в качестве поля сравнения применяют экран, покрытый светящимся радиоактивным составом постоянного действия. Яркость такого экрана не зависит от температуры и лишь крайне медленно меняется со временем (1—2% в год), что делает такое устройство очень удобным и выгодным.

Недостатками являются слишком малая яркость свечения и зеленый цвет последнего.

Глава V

ТЕХНИКА СРАВНЕНИЯ ЯРКОСТИ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ ПУТЕМ И ДРУГИМИ ОБЪЕКТИВНЫМИ МЕТОДАМИ

§ 23. Общие принципы фотографической фотометрии

Как известно, почернение некоторого участка фотографической пластинки при данных условиях проявления определяется освещенностью E в данной точке светочувствительного слоя во время экспозиции и продолжительностью t последней. В качестве меры почернения обычно применяют оптическую плотность D , которая была определена в § 11 и которая выражается формулой:

$$D = \log \frac{\Phi_0}{\Phi},$$

здесь Φ_0 — световой поток, направляемый на пластинку при ее последующем измерении на микрофотометре или денситометре, а Φ — поток, прошедший через пластинку при указанных условиях.

Функция

$$D = f(E, t), \quad (152)$$

выражающая зависимость плотности от освещенности и продолжительности выдержки, не может быть дана аналитически, а потому ее приходится выражать эмпирически, что чаще всего делается графическим путем. Именно, строят график, на котором по оси абсцисс откладывают $x = \log E$, а по оси ординат $y = D$. Для каждого значения t на таком графике получается отдельная кривая, которая носит название характеристической кривой. Семейство таких кривых и служит графическим представлением функций (152).

Опыт показывает, что при $t = \text{const}$ и надлежащих условиях работы (отсутствие чрезмерной передержки, влекущей соляризации) плотность D является однозначной функцией. Из этого следует, что при соблюдении указанных условий равным значениям D соответствуют равные значения E в момент экспозиции. Это позволяет применить к фотографической фотометрии нулевой метод или метод фотометрического равновесия, описанный в § 2. Практика применения этого метода здесь сводится к тому, что

при помощи специальной методики, основанной на применении некоторого источника сравнения, строится характеристическая кривая для данной пластинки, дающая зависимость между $y = D$ и $x = \log E$. Затем для двух участков пластинки, подвергшихся действию сравниваемых освещенностей E_1 и E_2 , измеряются соответствующие значения плотности D_1 и D_2 . С этими значениями входят в график характеристической кривой и с него берут соответствующие значения $x_1 = \log E_1$ и $x_2 = \log E_2$. Разность снятых значений дает логарифм искомого отношения:

$$\log \frac{E_1}{E_2} = x_1 - x_2. \quad (153)$$

Такой процесс сам по себе является источником значительных погрешностей, поскольку характеристическую кривую проводят на графике по отдельным точкам от руки. Другим источником погрешностей является неоднородность как самого светочувствительного слоя пластинки, так и условий проявления различных участков этого слоя, что влечет за собою неодинаковый ход функции (152) для разных мест одной и той же пластинки. Во многих случаях к этому добавляется неточное соблюдение условия $t = \text{const}$, связанное с погрешностями в продолжительности выдержек при одновременных экспозициях. Перечисленные здесь источники погрешности ведут к тому, что точность фотографической фотометрии при оптимальных для нее условиях не превышает $5-7\%$ и, следовательно, значительно ниже точности визуальной фотометрии.

Фотографическое сравнение разноцветных источников света, т. е. лучистых потоков разного спектрального состава, не связано с теми затруднениями, которые создаются в визуальной фотометрии различиями в ощущении цвета. Однако взамен этого тут возникают новые затруднения. Так, функция (152) оказывается различной для излучения различного спектрального состава, так что наклон характеристической кривой для лучей различного цвета оказывается различным. Далее, есть повод для сомнения относительно степени применимости в фотографии принципа спектральной аддитивности, в особенности для лучей, лежащих около границы области спектральной чувствительности. Все это и в фотографической фотометрии заставляет требовать одинакового спектрального состава сравниваемых освещенностей.

Общий ход работ по сравнению двух яркостей фотографическим путем сводится к следующим операциям.

А. На ограниченных участках пластинки при помощи оптического приспособления того или иного рода получают освещенности E_1 и E_2 , пропорциональные яркостям B_1 и B_2 сравни-

ваемых объектов. Коэффициенты пропорциональности могут быть одинаковы или различны; во втором случае необходимо знать точное их отношение.

Б. Одновременно или разновременно делаются экспозиции для света обоих объектов.

В. Выполняется фотометрическое калибрование пластинки, состоящее в том, что на чистом участке светочувствительного слоя экспонируется фотометрическая шкала. Последняя представляет собой ряд участков, подвергаемых действию света от некоторого источника сравнения при таких обстоятельствах, чтобы освещенности E на этих участках составляли последовательность значений, идущих дискретно или непрерывно и включающих в себя сравниваемые значения E_1 и E_2 .

Г. Пластика подвергается проявлению, фиксированию, промывке и сушке в возможно более однородных условиях.

Д. Плотности D измеряются при помощи специального прибора — микрофотометра или денситометра — как для засветок от сравниваемых источников, так и для полей фотометрической шкалы.

Е. По результатам измерений полей шкалы строится характеристическая кривая.

Ж. В характеристическую кривую входят со значениями $y = D$ для сравниваемых объектов и снимают соответствующие им значения x_1 и x_2 , что позволяет найти отношение E_1/E_2 согласно формуле (153).

Перечислим те условия, при которых описанный процесс дает результаты наибольшей точности.

1) Все сравниваемые между собою изображения располагаются на одной пластинке или пленке.

2) Используемые пластинки или пленки по всей площади обладают достаточной однородностью светочувствительного слоя и проявляются так, что действие проявителя во всех точках этого слоя строго одинаково. Последнее условие при обычном проявлении в кювете с покачиванием часто не достигается, а потому желательна применение специальных проявительных машин.

3) Экспозиция всех засветок постоянна в пределах, превышающих ожидаемую точность измерений, т. е. не ниже $\pm 10\%$.

4) Все экспозиции непрерывны, поскольку перерывы в экспозиции нарушают тождественность в условиях съемки, даже при строгом постоянстве суммарной продолжительности каждой из экспозиций.

5) Все экспозиции, включая получение фотометрической шкалы, выполняются, во-первых, достаточно быстро одна вслед за другой, а во-вторых, при одинаковых условиях температуры и влаж-

ности светочувствительного слоя. Если экспозиции сравниваемых объектов отделены большим промежутком времени, то это ведет к неоднородности получаемого на пластинке эффекта, связанной с так называемым аккумулятивным эффектом (см. § 29). Аналогичная неоднородность может быть следствием различия в температуре и влажности, если, например, один объект снимается на морозе, а другой в теплой комнате.

6) Спектральный состав лучей сравниваемых объектов, а также источника света, используемого при получении фотометрической шкалы, одинаков.

7) Коэффициент, связывающий яркость объекта с освещенностью на пластинке, либо строго постоянен, либо хорошо известен. Последнее следует иметь в виду не только в тех случаях, когда этот коэффициент умышленно варьируется в широких пределах (например, при выравнивании сильно разнящихся по яркости объектов при помощи светофильтров разной плотности), но и в тех случаях, когда незначительные изменения этого коэффициента происходят независимо от желания наблюдателя (например, различие этого коэффициента для изображений, находящихся на разных расстояниях от центра поля зрения астрографа, составляющее так называемую фотометрическую ошибку поля).

Перечисленные условия являются оптимальными. На практике обстоятельства иногда заставляют идти на сознательное их нарушение. Например, при работах по абсолютному измерению яркости сравниваемые изображения нередко невозможно поместить на одной пластинке и потому приходится выполнять сравнение на разных негативах, для чего используются специальные приемы, описанные в § 26.

§ 24. Способы получения фотометрической шкалы

Для получения ряда засветок при различных значениях освещенности E могут применяться и действительно применяются все те способы градации света, которые были описаны в § 20. Например, можно, последовательно отодвигая пластинку от источника света, получить ряд засветок, освещенность которых убывает обратно пропорционально квадрату расстояния. Однако для практики те методы, в которых экспозиции различных ступеней шкалы получаются одновременно, менее удобны, так как, с одной стороны, они требуют большой затраты времени, а с другой — сопровождаются погрешностями, связанными с неточным равенством экспозиций и колебаниями силы света источника освещения. Поэтому наибольшее распространение получили те методы, в которых засветка всех полей шкалы осуществляется одновременно

от одного и того же источника света. Из приборов, предназначенных для получения такого рода шкалы, мы укажем трубочный фотометр, ступенчатый фильтр и клин.

1. Трубочный фотометр (его называют также трубчатым фотометром или диафрагменным сенситометром) был построен впервые еще в прошлом столетии. Он представляет собою кассету с рядом трубок на крышке, закрытых с наружного конца диафрагмами различных отверстий. Если перед всеми диафрагмами располагается поверхность одной и той же яркости B , то освещенность, получаемая эмульсионным слоем пластинки в каждой из трубок, будет зависеть от радиуса диафрагмы ρ , причем значение освещенности E определяется формулой (53):

$$E = \pi B \frac{\rho^2}{L^2 + \rho^2},$$

где L — расстояние диафрагмы от эмульсионного слоя.

Если, как это обычно бывает на практике, ρ достаточно мало по сравнению с L , то можем принять:

$$E = \pi B \frac{\rho^2}{L^2}. \quad (154)$$

Поскольку L для всех диафрагм одинаково, освещенности оказываются пропорциональны квадратам диаметров диафрагм. Поэтому градуировка трубочного фотометра сводится к точному измерению диаметров диафрагм при помощи хорошего микрометра. Если диафрагма обнаруживает отступление от строго круговой формы, то измерения выполняются по нескольким диаметрам. Для устранения эффекта иррадиации желательно иметь на столике измерительной машины такое освещение, при котором разница в яркости между краями диафрагмы и ее отверстием невелика.

Из сказанного выше вытекают основные преимущества трубочного фотометра перед другими методами получения градационной шкалы. Они сводятся к следующему.

1) Абсолютная шкала. Отношение освещенностей находится из линейных измерений диаметров, которые могут быть сделаны с точностью, значительно превосходящей потребности фотометрии, а не путем фотометрической градуировки посредством каких-либо других фотометрических приборов.

2) Нейтральность. Отношение освещенностей для всех лучей спектра является одинаковым.

3) Постоянство. В приборе не происходит каких-либо заметных изменений со временем (в отличие от желатиновых фильтров и клиньев, которые непрочны).

Что касается источников погрешностей, свойственных трубочному фотометру, то из них важнейшими будут нижеследующие.

1) Рассеянный свет, в первую очередь свет, отраженный от стенок трубок и после отражений попадающий на пластинку.

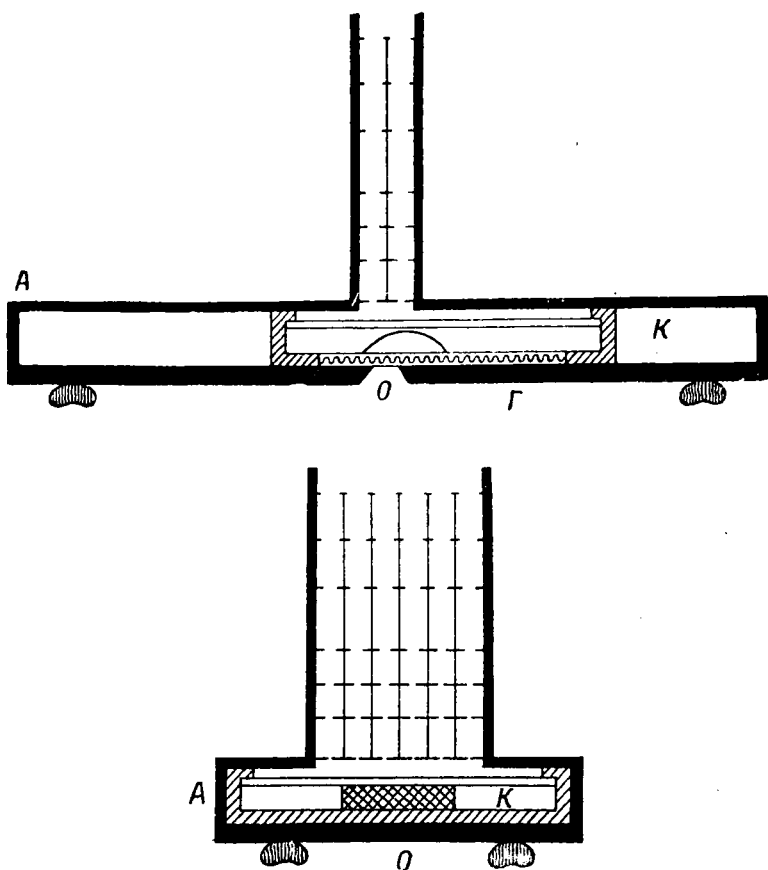


Рис. 17. Схема трубочного фотометра.

Для его устранения в каждой трубке должна быть устроена специально рассчитанная экранировка, состоящая из ряда кольцевых диафрагм. Как эти диафрагмы, так и стенки трубок должны быть выкрашены черной матовой краской.

2) Неодинаковая яркость перед разными диафрагмами. Создание больших поверхностей равномерной яркости

далеко не просто, и потому необходимо, чтобы к трубочному фотометру прилагался специально устроенный осветитель. При длительных экспозициях полезно вращать или покачивать прибор по отношению к освещающей поверхности, чем сглаживаются случайные неравномерности яркости последней.

3) Неравенство экспозиции в различных трубках. Для прекращения доступа света к пластинке трубочный фотометр снабжается затвором, на открытие и закрытие которого уходит некоторое время, которое, вообще говоря, неодинаково для диафрагм разного отверстия. При коротких выдержках это может дать чувствительную погрешность. Поэтому желательно, чтобы затвор располагался не в плоскости рабочих диафрагм (как это делается часто), а возможно ближе к плоскости светочувствительного слоя и чтобы фазы открытия и закрытия затвора были возможно короче. Применение автоматического затвора, например шторного, желательно.

В качестве примера технического оформления трубочного фотометра приведем описание прибора этого рода, построенного фотометрической лабораторией АОЛГУ. Главной его особенностью является то обстоятельство, что кассета *K* (рис. 17), несущая пластинку, в нем сделана подвижной. Это позволяет перемещать пластинку форматом 13×18 см по всей длине и, следовательно, получать фотометрическую шкалу на любом месте пластинки. Кассета *K* находится внутри светонепроницаемой коробки *A*, оклеенной внутри черным бархатом. Перемещение пластинки и отсчет его по миллиметровой шкале производятся снаружи через небольшое отверстие *O* в задней стенке коробки *A*. Перед этим отверстием проходит деревянная гребенка *G*, укрепленная на тыловой поверхности кассеты. Перемещение кассеты производится просто пальцем, упираемым в гребенку *G*. Фотометр имеет 12 трубок, каждая из которых снабжена специально рассчитанной экранировкой, состоящей из ряда внутренних черных кольцевых диафрагм. Диафрагмы эти расположены так, чтобы при минимальном их числе стенки трубки не были видны от пластинки. Рабочие диафрагмы фотометра выточены в одной общей пластинке из нержавеющей стали посредством специальных калибров. Эта пластинка устроена так, что ее можно быстро вынимать из фотометра и вставлять обратно, что позволяет прочищать диафрагмы при каждом применении фотометра.

Как было указано выше, установка для получения фотометрической шкалы, помимо собственно фотометра, включает еще осветительную часть в виде равномерно яркой поверхности, на которую направлены трубки фотометра. Для устранения эффекта Пуркини необходимо, чтобы по спектральному составу свет экрана был близок к свету изучаемых объектов.

Удобно пользоваться для получения шкалы дневным светом. Для этой цели применяется большой белый гипсовый экран Э, освещаемый суммарной освещенностью при ясной погоде или рассеянной при облачности (рис. 18). Трубочный фотометр Ф направляется на экран под углом 45° . Селеновый фотоэлемент С, расположенный под молочным стеклом М, установленным в одной плоскости с экраном, служит для непрерывного контроля яркости экрана. Это позволяет не только подбирать нужную

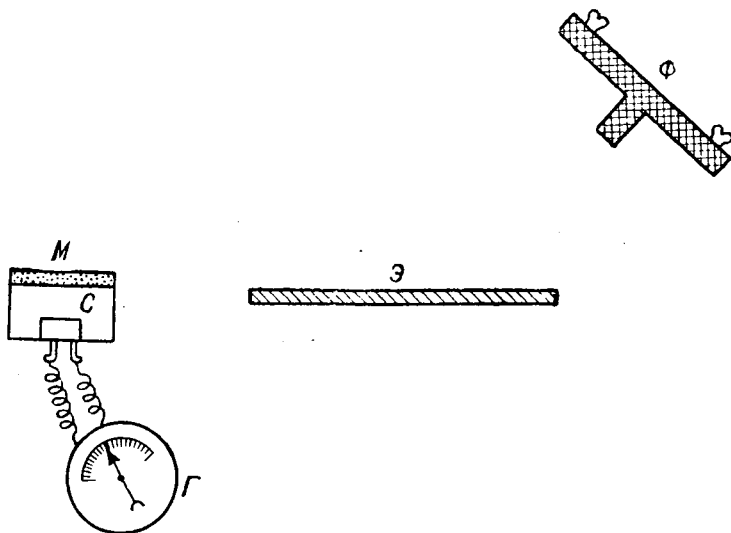


Рис. 18. Схема аппаратуры для получения фотометрической шкалы при помощи естественного света.

экспозицию, но и пользоваться напечатанной шкалой для фотометрической связи между разными пластинками, по крайней мере в тех случаях, когда спектральный состав дневного света не меняется. Техника такого метода получения шкалы, правда, для целей сенситометрии, а не фотометрии, была разработана Г. М. Максимовичем и С. С. Гилевым.

На рис. 19 дана схема установки, в которой используется искусственный свет при коротких выдержках. Мощная кинопроекторная лампа Л (1000—3000 ватт) помещается внутри хорошо вентилируемого железного фонаря А. Свет лампы направляется на гипсовый экран Э через боковое отверстие. Это отверстие закрыто матовым стеклом М, способствующим равномерности освещения. За этим стеклом помещен голубой светофильтр Ф, посредством

которого свет лампы приближается к дневному, и далее цветной фильтр \mathcal{C} (если съемка объекта производилась с ним). Расстояние фонаря от экрана может быть изменяемо, что позволяет регулировать яркость экрана. Напряжение на борнах лампы контролируется прецизионным вольтметром, что позволяет поддерживать постоянную силу света.

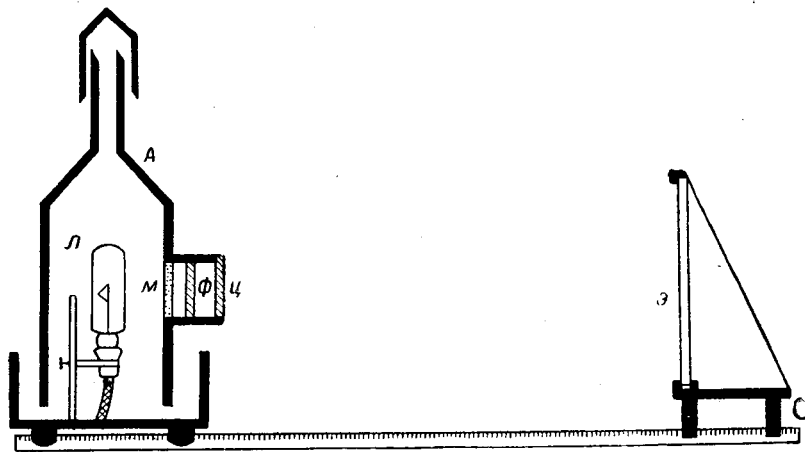


Рис. 19. Схема осветителя для получения фотометрической шкалы при помощи искусственного света.

На рис. 20 показана схема осветителя несколько иного устройства. Кубическая камера AA со сторонами 50—100 см покрыта внутри матовой белой краской. На дне помещается экран, сделанный из смеси гипса с магнезией, выполняющий роль стандартной поверхности. На боковых стенках камеры AA расположены лампы накаливания L . Щитки \mathcal{C} защищают фотометр от прямого света лампы, что устраняет опасность засветок от паразитического света. Фотометр Φ направляется на экран через отверстие в верхней грани O куба AA . Постоянство яркости экрана обеспечивается надлежащим контролем накала ламп.

II. Ступенчатый фильтр (абшвехер, ступенчатый ослабитель) представляет собою пластинку той или иной формы, разделенную на участки, отличающиеся различной оптической плотностью D . В простейшем случае такой фильтр изготавливается фотографическим путем и представляет собою негатив (пластинку или пленку), подвергнутый на разных участках освещению либо разной интенсивности, либо разной продолжительности, что дает после проявления серию участков с различным

потемнением. Удобство таких фильтров состоит в том, что фотографическим путем легко получать поля шкалы любого размера и формы. Широкое применение находят также ступенчатые фильтры, изготовленные из окрашенной желатины, серого стекла и других материалов. Весьма высокими качествами и, в частности, нейтральностью и стойкостью отличаются фильтры, полученные

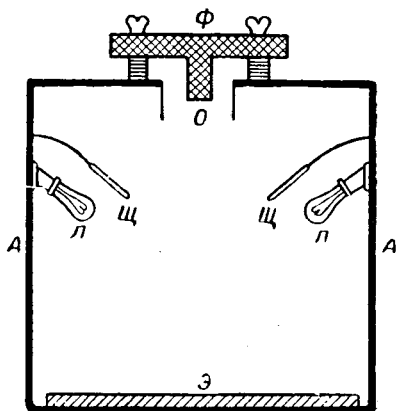


Рис. 20. Осветитель к трубчатому фотометру в виде кубической камеры.

путем нанесения на поверхность стекла или кварца весьма тонких металлических пленок (серебро, алюминий, платина) различной плотности.

Техника применения ступенчатого фильтра состоит в том, что он вставляется в крышку надлежащим образом устроенной кассеты и под ним помещается калибруемый негатив. Поверхность последнего освещается при помощи источника света, дающего в плоскости пластинки равномерную освещенность. Очевидно, что освещенность E , получаемая светочувствительным слоем под каждым из полей шкалы, будет

пропорциональна коэффициенту пропускания T соответствующего поля.

Градуировка фильтра состоит в измерении T для каждого поля. Поскольку неизбежная селективность ведет к изменению значения T со спектральным составом, а кроме того, значение T может зависеть и от таких факторов, как расстояние пластинки от светофильтра и устройство освещающего источника (вследствие эффектов рассеяния в материале фильтра и различного рода вторичных отражений), желателно выполнять градуировку фильтра точно в тех условиях, в которых он применяется, т. е. фотографическим путем, и притом именно на данном фотоматериале, что, с другой стороны, является невыгодным из-за низкой точности фотографической фотометрии вообще.

Основными источниками погрешностей при пользовании методом фильтра будут следующие.

1) Отступление реальных значений T от полученных при градуировке, происходящее от различий в спектральном составе света, спектральной чувствительности пластинки, неодинакового влияния рассеянного света и паразитических отражений, изменений

прозрачности фильтра со временем и других причин. Эффекты, связанные со спектральной селективностью, особенно опасны при работе в инфракрасном участке спектра.

2) Неравномерность светового поля, создаваемого источником освещения.

III. Фотометрический клин. Применяется аналогично ступенчатому фильтру, но имеет по сравнению с последним то преимущество, что вместо ряда дискретных значений дает непрерывный ход освещенности на некотором участке пластинки. Такая непрерывная шкала является необходимой при некоторых специальных методах фотометрии, как, например, для предложенного А. В. Марковым метода фотометрии без помощи характеристической кривой.

Технические требования к клину и связанные с его применением погрешности те же, что и для ступенчатого фильтра. Дополнительным источником погрешностей здесь будут эффекты ореола и галации (см. § 29), связанные с влиянием сильнее освещенных участков светочувствительного слоя на менее освещенные, что может повлечь за собою искажение шкалы при крутом клине.

§ 25. Техника измерений плотности на негативе

В настоящее время построено громадное количество микрофотометров различных систем, предназначенных для фотографической фотометрии. По устройству приемника излучения, используемого в таком приборе, их разделяют на визуальные, фотоэлектрические и термоэлектрические. Два последних типа, в свою очередь, могут быть разделены на обыкновенные, в которых измеряемый негатив перемещается от руки при помощи того или иного приспособления, и саморегистрирующие, в которых негатив перемещается автоматически и параллельно с этим производится автоматическая запись показаний прибора.

При всем разнообразии в техническом оформлении микрофотометра, схема любого прибора этого рода может быть сведена к следующему. Мощный источник света C (рис. 21) создает поверхность Π постоянной и равномерной яркости. Эта поверхность может представлять собою либо рассеивающий экран (молочное стекло, матовое стекло, белая отражающая поверхность), либо отверстие линзы, фокус которой совпадает со зрачком входа оптической системы микрофотометра (Максвелловская яркость). Уменьшенное, действительное изображение D' участка поверхности Π , ограниченное отверстием диафрагмы D , при помощи оптической системы O_1 (короткофокусного объектива), падает на плоскость

измеряемого негатива H . Вторая оптическая система O_2 , обычно одинаковая с O_1 , передает это изображение на приемную поверхность фотометра D'' . Для визуального микрофотометра плоскость D'' представляет собою середину фотометрического куба, для фото- или термоэлектрического — поверхность фотоэлемента или термоэлемента. Очевидно, что интенсивность света, поступившего в фотометрирующий узел, будет пропорциональна коэффициенту пропускания T участка негатива H в точке изображения D' . В некоторых микрофотометрах, для получения на принимающей свет поверхности равномерно освещенной площади, в точке D'' располагается объектив O_3 , который образует на приемной поверхности изображение O'_2 объектива O_2 , имеющее вид равномерно освещенного круга при любой структуре изображения D'' . Негатив H укрепляется на особом столике, позволяющем выполнять микрометрическое его перемещение по одной или по двум координатам и делать отсчеты этих координат с нужной точностью.

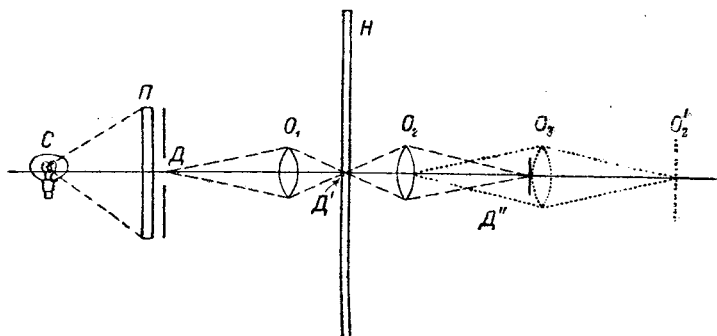


Рис. 21. Общая схема микрофотометра.

В саморегистрирующих микрофотометрах столик H перемещается при помощи электрического мотора и синхронно с этим перемещается фотографическая пленка или пластинка, на которой записывается показание гальванометра или электрометра, регистрирующего фото- или термоток.

Переходя к сравнению принципов устройства микрофотометров, необходимо заметить, что для задач поверхностной астрофотографии визуальные фотометры оказываются удобнее, чем фото- и термоэлектрические, так как для них точность измерений не зависит от плотности измеряемого участка. В автоматических микрофотометрах это, вообще говоря, не имеет места, поскольку отброс гальванометра в таком приборе пропорционален поступающему в прибор световому потоку. Но абсолютная линейная погрешность Δx

отсчета отброса x постоянна, и потому относительная погрешность $\frac{\Delta x}{x}$ меняется обратно пропорционально x . В результате оказывается, что малые плотности измеряются с точностью даже превосходящей потребности фотографической фотометрии, зато большие плотности измеряются недостаточно точно. Выход из положения может быть найден в применении устройства, позволяющего изменять чувствительность аппаратуры при переходе к участкам негатива большой плотности. Такое устройство может состоять либо из системы шунтов при гальванометре, либо из усилительной схемы для фототока с несколькими каскадами. Однако на практике такие системы распространения пока не получили. Поэтому ниже мы ограничимся описанием лишь микрофотометров визуального типа.

Наиболее распространенным в наших лабораториях микрофотометрическим прибором является визуальный микрофотометр системы Гартмана. Его схема представлена на рис. 22.

Электрическая лампа накаливания L освещает молочное стекло M . От этого стекла идут две взаимноперпендикулярные трубки T_1 и T_2 . В основании трубки T_1 расположена выдвижная диафрагма D , на другом конце этой трубки находится призма полного внутреннего отражения P_1 , за которой следует вертикальная трубка T_3 , в верхней части снабженная выдвижным тубусом T_4 . Этот тубус несет короткофокусную оптическую систему — объектив микроскопа O_1 , которая дает уменьшенное действительное изображение диафрагмы D в плоскости C_1C_2 . В этой плоскости располагается измеряемый негатив, укрепленный на специальном столике, устроенном так, что обеспечивается надлежащее перемещение негатива по двум координатам и отсчет этих координат с требуемой степенью точности.

Над плоскостью C_1C_2 располагается второй объектив O_2 , также укрепленный в подвижном тубусе T_5 , перемещающемся в неподвижном тубусе T_6 . Далее следует коробка с фотометрическим кубом B , а над нею призма полного внутреннего отражения P_3 . Окуляры U_1 и U_2 направлены — один на куб, другой на призму.

Куб устраивается так, что большая часть его диагональной плоскости прозрачна, и только в самом центре имеется очень маленькое посеребренное поле в форме кружка или прямоугольника. Поэтому, глядя в окуляр U_2 , наблюдатель через микроскопическую систему $U_2P_3O_2$ видит сильно увеличенный участок негатива, помещенного в плоскости C_1C_2 , а на его фоне маленький черный квадрат или кружок — внутреннее зеркальце куба. Кроме того, он видит резкое изображение диафрагмы D , поданное на плоскость C_1C_2 системой P_1O_1 . Если же наблюдатель смотрит в нижний

окуляр $У_1$, то он видит очень маленький участок пластинки, ограниченный размерами внутреннего поля куба.

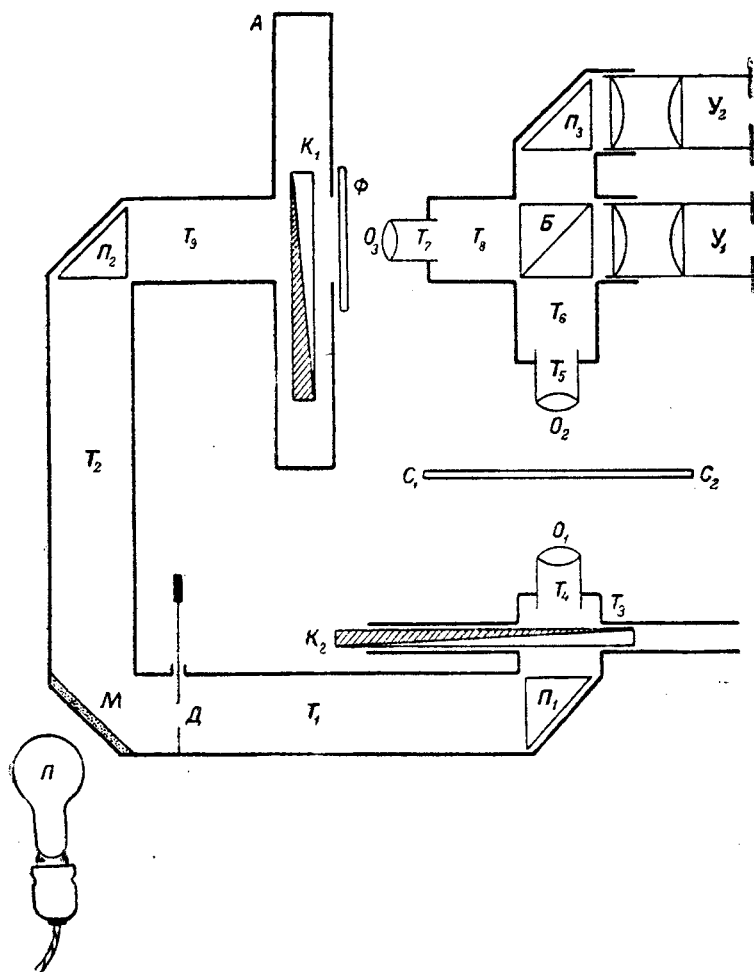


Рис. 22. Схема микрофотометра Гартмана.

Свет, направляющийся от стекла $М$ по трубке $Т_2$ кверху, встречает призму полного внутреннего отражения $П_2$, отражается ею в горизонтальном направлении и после этого проходит через серый фотометрический клин $К_1$, передвигаемый посредством спе-

циальной кремальеры внутри коробки А. К этому клину обращен объектив O_3 , одинаковый с объективами O_1 и O_2 и перемещаемый при помощи тубуса T_7 , входящего в тубус T_8 . Этот объектив подает в центр куба изображение некоторой точки клина, которое для окуляра $У_1$ окружает маленький кусочек изображения негатива, отраженного зеркальцем, а для окуляра $У_2$, наоборот, заполняет внутреннее поле куба. Таким образом, в поле зрения окуляра $У_1$ наблюдатель видит, маленький участок негатива на фоне большого участка клина, а в окуляре $У_2$ — маленький участок клина на фоне большого участка негатива.

Перемещая клин взад и вперед, отыскивают тот его участок, который по видимой яркости одинаков с измеряемым местом негатива. В этом положении и делается отсчет по шкале клина.

Поскольку оптические пути T_1 и T_2 не равноценны, может получиться, что для светлых частей негатива фотометрическое равновесие не достигается. Для того чтобы избежать этого, микрофотометр обычно снабжается вторым дополнительным клином K_2 , перемещаемым между D и $П_1$ или между $П_1$ и O_1 . Этот клин устанавливается на подходящее деление и на протяжении данной серии наблюдения не передвигается.

Практика измерения на микрофотометре Гартмана сводится к следующему. Прежде всего наблюдатель, перемещая окуляры $У_1$ и $У_2$ в их тубусах, устанавливает их так, чтобы внутреннее зеркальце куба было видно с полной резкостью (фокусировка на куб). Затем пластинка помещается на столике C_1C_2 , после чего перемещением объектива O_2 достигают резкости изображения негатива. Затем перемещением объектива O_1 добиваются резкости изображения диафрагмы D . Наконец, если надо, то объектив фокусируют на клин. После всех этих операций приступают непосредственно к измерениям.

Назначение диафрагмы D состоит в том, что она ограничивает участок негатива, рассматриваемый в поле зрения. Это важно в том случае, когда снятый объект содержит ряд мелких темных и светлых деталей. В этом случае при измерении темной детали свет от близлежащих светлых участков, рассеиваясь в оптических частях прибора, искажает получаемые результаты. При наведении на нужный объект диафрагма отодвигается, что позволяет наблюдателю видеть все поле, а перед измерением она вдвигается на место.

Техническое оформление микрофотометра Гартмана бывает различным. В особенности это относится к устройству столика. В одних образцах прибора он допускает только грубые перемещения по обеим координатам, в других — грубое передвижение по одной координате сочетается с микрометрическим перемещением

по другой. Некоторые приборы позволяют поворачивать столик в плоскости C_1C_2 и отсчитывать угол поворота по кругу с градусным делением. Наиболее совершенной следует признать конструкцию столика, разработанную фотометрической лабораторией АОЛГУ, которая позволяет отсчитывать прямоугольные координаты с точностью до 0,001 мм и полярные координаты с точностью до 0,°1.

При работе с микрофотометром Гартмана большое затруднение представляет зернистость проявленного фотографического фильма, резко видимая при сильном микроскопическом увеличении. Предложено три метода обойти это затруднение.

1. Метод клина. Клин K_1 изготавливается фотографическим путем и на том же самом материале, на котором снят измеряемый негатив. В этом случае характер зернистости в сравниваемых между собою полях будет одинаковым, и, таким образом, удастся устанавливать клин на равенство не только яркости, но и общего вида изображения. Недостаток метода — большая затрата времени и труда, связанная с изготовлением хорошего клина для каждого сорта применяемых пластинок отдельно.

2. Метод отрезка пластинки. Кусочек пластинки нужного сорта равномерно засвечивается до небольшой плотности и после этого вставляется перед коробкой A в положении Φ (рис. 22). Объектив O_3 фокусируется не на клин, а на плоскость Φ , благодаря чему поле сравнения приобретает необходимую степень зернистости. Этот способ значительно уступает предыдущему, так как зерно меняется с плотностью измеряемого участка негатива, в то время как зерно пластинки Φ остается без изменения. Кроме того, пластинка Φ значительно ослабляет яркость поля сравнения и этим заставляет сильнее вдвигать клин K_2 , в результате чего создаются неблагоприятные условия для фотометрирования (темное поле).

3. Метод выдвигания из фокуса. Зерно пластинки быстро исчезает уже при незначительном выведении объектива O_2 из фокуса, так что получается равномерное, удобное для фотометрирования поле. Этим приемом и пользуются чаще всего. Необходимыми условиями его применения являются: минимально возможное выведение из фокуса (иначе создается опасность нарушения резкости самого измеряемого изображения) и точная фокусировка на диафрагме D .

Затруднения, связанные с зернистостью пластинки, полностью устраняются применением метода так называемой „Максвелловской яркости“. Как известно, если глаз поместить так, чтобы изображение, образуемое некоторой линзой, оказалось на зрачке, то поверхность линзы будет представляться диском равномерной

яркости при любом характере создаваемого изображения. На применении этого принципа основан визуальный микрофотометр А. В. Маркова, схема которого дана на рис. 23.

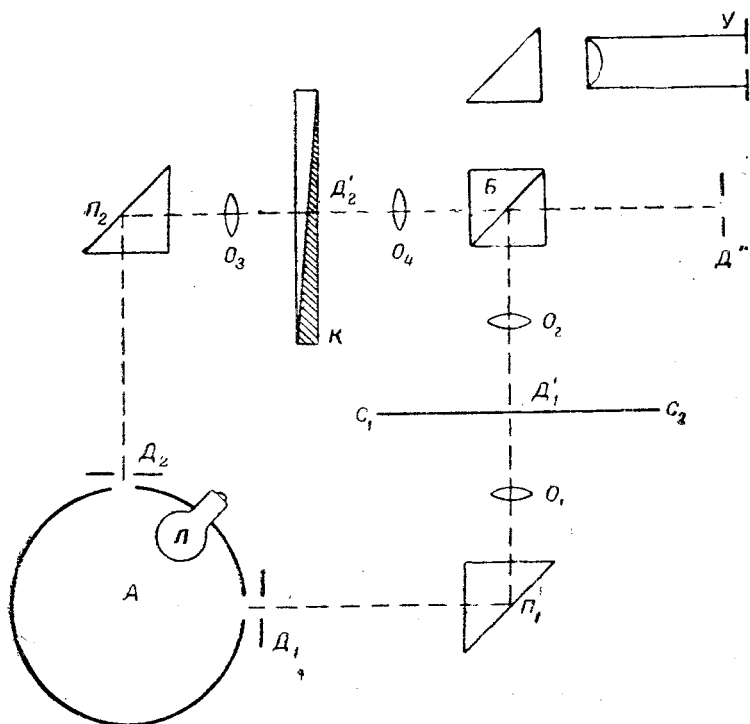


Рис. 23. Схема микрофотометра Маркова.

Поверхность выбеленной внутри полости A , освещенная лампой накаливания L , подает свет на оба оптических пути микрофотометра через диафрагмы D_1 и D_2 . Изображение D_1' диафрагмы D_1 при помощи оптической системы P_1O_1 получается на плоскость столика C_1C_2 , после чего при помощи объектива O_2 передается на плоскость глазной диафрагмы D'' , куда таким же путем при помощи объективов O_3O_4 подается изображение диафрагмы D_2 . В точке фокуса D_2' перемещается фотометрический клин K . При таких условиях наблюдатель, поместивший свой глаз в плоскости D'' , видит оба поля фотометрического куба B равномерно освещенными. Это выгодно не только тем, что отпадают все затруднения, связанные с зернистостью, но и тем, что оба сравниваемых поля

могут быть сделаны большими (например, две половины круглого поля) — обстоятельство, значительно повышающее точность измерения, особенно при малых яркостях. Боковой окуляр $У$, позволяя видеть непосредственно изображение измеряемого участка пластинки, служит для наведения на нужный объект. Прибор действительно дает возможность производить измерения с большой точностью, но требует весьма точной юстировки.

Совершенно симметричная схема обоих оптических путей, примененная в микрофотометре Маркова, позволила автору прибора разработать оригинальный метод фотографической фотометрии, позволяющий обходиться без построения характеристической кривой. Для этой цели фотометрическая шкала получается по методу клина на краю предназначенного к измерению негатива. После проявления полоса пластинки со шкалой отрезается и вставляется в микрофотометр на месте клина $К$. Благодаря полной тождественности обеих оптических систем фотометрическое равновесие получается в том случае, когда плотности участков клина и негатива, расположенные в точках D_1 и D_2 , равны между собою. Таким образом, сравнение плотностей изображения и шкалы производится непосредственно, и остается только использовать зависимость между отсчетом на шкале клина и соответствующим значением освещенности e , которое должно быть известно из градуировки клина.

§ 26. Техника сравнения изображений, полученных на разных негативах

Как было указано в § 25, при выполнении работ по абсолютной фотометрии часто приходится фотометрически сравнивать изображения, полученные на различных негативах. В этом случае необходимо иметь возможность связывать пластинку с пластинкой фотометрически.

Самый простой, но и самый ненадежный способ состоит в том, что для некоторой группы пластинок сенситометрические характеристики (абсолютная чувствительность, фактор контрастности, так называемая гамма) принимаются одинаковыми. В этом случае изображения, полученные на различных пластинках при строго одинаковых условиях проявления, могут сравниваться между собою совершенно так же, как если бы они были получены на одной пластинке. В частности, можно было бы получить фотометрическую шкалу и стандартизационные засветки на одной пластинке и дальше пользоваться ими для обработки целой серии негативов. К сожалению, фотографические пластинки, выпускаемые фабриками, как правило, не обладают необходимой стандартностью;

кроме того, создание строго стандартных условий проявления также связано с большими, а иногда и непреодолимыми затруднениями. Поэтому указанный способ сравнения изображений на разных пластинках на практике приводит к очень плохим результатам, и связанные с ним погрешности могут доходить до 50% (0,5 зв. величины) и выше. Поэтому такой прием может применяться только для приближенных оценок яркости; применение его при измерениях, претендующих на высокую точность, безусловно недопустимо.

Выходом из положения является замена сенситометрической связи между негативами связью фотометрической. В этом случае на каждый из сравниваемых негативов печатается засветка от источника излучения, обладающего строго постоянной интенсивностью. Такую засветку мы в дальнейшем будем называть „маркой“. Яркости изображений на всех негативах данной серии приводятся к яркости марки и через нее сравниваются между собою.

Наиболее надежным способом фотометрической связи негативов является получение на каждом из последних фотометрической шкалы трубочного фотометра, ступенчатого фильтра или клина при строго постоянных условиях освещения. В этом случае каждое поле дискретной фотометрической шкалы или каждая точка полосы засветки, полученной под клином, является стандартной фотометрической маркой, а вся совокупность таких полей или точек дает надежную связь между негативами целой серии. Практика обработки таких негативов сводится к тому, что яркость наиболее слабого поля шкалы принимают за единицу и, пользуясь характеристической кривой, выражают в этой временной единице яркости всех объектов, заснятых на данном негативе. Для того чтобы эта временная единица сохранялась неизменной в течение промежутков времени, составляющих месяцы и даже годы, необходимо пользоваться надежными проверенными лампами и вполне стандартными установками для получения засветок. Примеры таких установок, разработанных применительно к трубочному фотометру, были описаны в § 24, а техника работы со стандартными лампами накаливания была изложена в § 22. Необходимо добавить, что желательно иметь при установке не одну лампу, а целую серию однотипных ламп, тщательно сравненных между собою и с рабочей лампой, применяемой для повседневной работы. Это позволяет путем сравнений, производимых через известные промежутки времени, контролировать постоянство рабочей лампы и, в случае выхода последней из строя, восстановить воспроизводимую ею основную единицу.

Для целей фотометрической связи может быть также использована фотометрическая шкала, полученная от дневного света при-

помощи установки, изображенной на рис. 18, при условии, что измерения дневной освещенности экрана производятся достаточно надежно. В этом случае яркость, соответствующая единице шкалы, меняется пропорционально освещенности экрана, и потому, имея значения этой освещенности, нетрудно сделать пересчет всех шкал на некоторую постоянную единицу.

Установка для стандартного печатания шкалы трубчатого фотометра требует наличия хорошо оборудованной и обеспеченной электрическим током лаборатории. В условиях полевой и экспедиционной работы и даже на многих обсерваториях применять такие установки нет возможности, а потому приходится связывать негативы посредством специальной марки, получаемой при помощи переносного устройства.

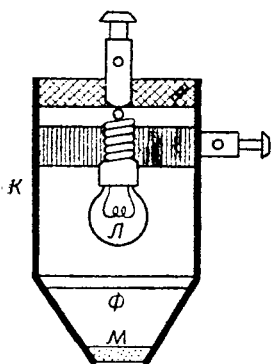


Рис. 24. Осветитель для печатания стандартной марки.

вольтовой лампы накаливания L внутри. Лампа питается током сухих элементов или аккумуляторов, причем сила тока поддерживается постоянной при помощи реостата и прецизионного вольтметра, чем обеспечивается постоянство силы света. Свет лампы проходит через синий светофильтр Φ и после этого освещает молочное стекло M , которое, таким образом, служит поверхностью стандартной яркости. При пользовании прибором молочное стекло непосредственно приставляется к одной из диафрагм трубчатого фотометра. Это дает на помещенной внутри фотометра пластинке некоторую освещенность, которая постоянна в той мере, в какой сохраняется постоянство силы света лампы L .

На рис. 25 изображено приспособление, предназначенное специально для применения на трубчатом фотометре, описанном в § 24. Оно состоит из стальной пластины A , по размерам в точности

Приспособление для получения марки может быть устроено весьма различно. Здесь описываются два варианта, практически примененные фотометрической лабораторией АОЛГУ. Оба они рассчитаны на использование трубчатого фотометра, описанного в § 24. Первый вариант представляет собою небольшую камеру K (рис. 24) с низко-

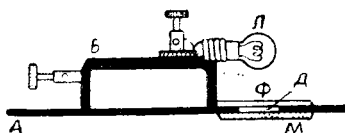


Рис. 25. Осветитель для печатания стандартной марки.

одинаковой с той пластиной фотометра, в которой выточены рабочие диафрагмы. Пластина имеет одно отверстие D , которое покрыто с одной стороны синим фильтром Φ , а с другой — молочным стеклом M . Лампа L укреплена в небольшом патрончике на дуге B . При пользовании этим приспособлением обычная пластина с диафрагмами снимается с фотометра и на ее место вставляется пластина A . Отверстие D при этом приходится как раз против одной из трубок, где и получается засветка стандартной яркости. Удобство этого приспособления состоит в том, что, поскольку все неработающие трубки фотометра закрыты пластиной A , лампу L во время экспозиции можно оставлять совершенно открытой, что позволяет пользоваться ее светом для наблюдения за вольтметром во время самой экспозиции.

§ 27. Сравнение яркости через освещенность

Наиболее точный способ сравнения яркости двух поверхностей состоит в непосредственном применении трубчатого фотометра. При этом предполагается, что каждая из этих поверхностей имеет неизменную яркость на протяжении площади, достаточной для заполнения всех диафрагм фотометра. Самый процесс измерения состоит в том, что фотометр направляется сначала на первую поверхность, и на вставленной в нем пластинке делается засветка с некоторой выдержкой продолжительности t . Затем пластинка несколько смещается и фотометр направляется на вторую поверхность, от света

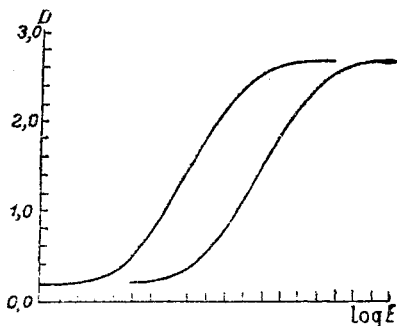


Рис. 26.

которой при той же выдержке t делается вторая, точно такая же, засветка. После проявления негатив измеряется на микрофотомере и по полученным плотностям D засветок строятся две характеристические кривые (рис. 26). Если, как обычно, по оси абсцисс откладывать логарифмы освещенностей, определяемые отверстиями трубчатого фотометра, а по оси ординат — плотности D , то обе кривые будут идти параллельно, но будут сдвинуты одна относительно другой вдоль оси абсцисс на некоторый отрезок Δ . Не трудно видеть, что этот отрезок прямо дает логарифм иско-

мого отношения B_1/B_2 сравниваемых яркостей:

$$\Delta = \log \frac{B_1}{B_2}.$$

Такой способ измерения яркости имеет ряд преимуществ. Благодаря тому, что яркости сравниваются между собою не по отдельным точкам, а по целым кривым, случайная погрешность сильно снижается и при аккуратной работе не превосходит 3—5% — точность при других методах недостижимая. Кроме того, всякого рода недостатки измерительного процесса, как то: неравномерность проявления или чувствительности пластинки, различие яркости в разных частях исследуемых областей, наличие фотографического эффекта Пуркиньи и т. д., сейчас же обнаруживаются неправильным ходом кривых или их непараллельностью.

Применение двух характеристических кривых становится затруднительным в тех случаях, когда отношение сравниваемых яркостей слишком велико и превосходит широту фотоматериала. В этом случае приходится или пользоваться двумя трубочными фотометрами, отверстия которых значительно различаются между собою (проф. Г. А. Тиховым для таких сравнений построен в Пулковке трубочный фотометр с раздвижными трубками, длину которых можно менять), или пользоваться разного рода ослабителями. Менее надежно, хотя и весьма удобно, изменение продолжительности выдержки t .

Необходимость выполнять фотометрическое сравнение изображений, полученных при разной продолжительности выдержки, возникает не только при рассматриваемом методе измерений, но и при других методах. Поэтому рассмотрим технику этого дела несколько подробнее.

В наиболее примитивных случаях приведение к постоянной выдержке выполняется на основе так называемого закона обратных отношений. Согласно этому закону все сочетания освещенности E и продолжительности выдержки t , дающие на негативе одну и ту же плотность D , связаны соотношением

$$Et = \text{const.} \quad (155)$$

Пусть освещенность E_1 при выдержке t_1 дала на негативе плотность, соответствующую плотности изображения фотометрической шкалы, полученного при освещенности e_1 ; равным образом другая освещенность E_2 при выдержке t_2 дала плотность, соответствующую освещенности шкалы e_2 . Исходя из закона обратных

отношений, мы в этом случае можем вычислить значение освещенностей E_1/E_2 по следующей формуле:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{e_1}{e_2} \cdot \frac{t_2}{t_1}. \quad (156)$$

В дальнейшем было выяснено, что изменение продолжительности выдержки не всегда эквивалентно пропорциональному изменению освещенности, вследствие чего расчеты, основанные на законе обратных отношений, могут приводить к весьма значительным погрешностям. Астроном Шварцшильд показал, что во многих случаях комбинация значений E и t , дающих заданное значение плотности D , соответствует формуле:

$$Et^p = \text{const}, \quad (157)$$

где p — специальный параметр, называемый показателем Шварцшильда и зависящий от сорта пластинок, способа проявления и условий съемки. На основании формулы Шварцшильда отношение освещенностей E_1/E_2 через полученное по шкале отношение e_1/e_2 вычисляется по формуле:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{e_1}{e_2} \cdot \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^p. \quad (158)$$

Эта формула находит широкое применение в фотографической фотометрии и действительно оправдывает себя при сравнительно небольшой разнице между t_1 и t_2 и при том обязательном условии, что параметр p непосредственно определяется из опыта для различных условий работы.

Наиболее удобный способ получения показателя Шварцшильда p состоит в том, что трубочный фотометр направляется на поверхность неизменной яркости и на пластинке получаются два отпечатка шкалы при различных выдержках t_1 и t_2 . Обработка полученного негатива дает две характеристических кривых, параллельных между собою, но сдвинутых вдоль оси абсцисс на некоторый отрезок, равный $\Delta = \log \frac{E_2}{E_1}$. Найдя этот отрезок по чертежу, легко получаем значение p из равенства

$$p = \frac{\Delta}{\log t_2 - \log t_1}. \quad (159)$$

Лучше всего, если значения t_2 и t_1 прямо равны экспозициям, с которыми сняты сравниваемые объекты, если же этого нет, то результат будет тем надежнее, чем ближе эти экспозиции к экспозициям, использованным при съемке объектов. Если интервал t широк и в нем заключается ряд различных значений сравниваемых

экспозиций, то желательно проверить, в какой мере эмпирическая формула (157) оправдывается для данных условий. Для этой цели необходимо снять шкалу трубчатого фотометра несколько раз для ряда последовательно изменяемых экспозиций $t_1, t_2 \dots t_n$ и, построив n характеристических кривых, найти сдвиги $\Delta_1, \Delta_2 \dots \Delta_{n-1}$ каждой из них по отношению к первой. После этого строится график, представляющий зависимость сдвига Δ_i от разности логарифмов выдержек $\log t_i - \log t_1$. Если точки на таком графике ложатся по прямой линии, то закон Шварцшильда оправдывается, и значение p получается весьма точно, как угловой коэффициент построенной прямой.

При больших различиях в продолжительности выдержки формула Шварцшильда перестает действовать. Многочисленные исследования вопроса о том, какие комбинации значений E и t дают в этом случае одно и то же значение плотности D , привели к нижеследующему результату. Если построить график, на котором по оси ординат отложить значения логарифма произведения, дающего одну и ту же плотность, а по

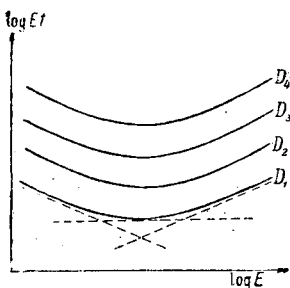


Рис. 27.

оси абсцисс — соответствующее значение $\log E$, то получается семейство кривых, представленное на рис. 27. Эти кривые в области малых E линейно снижаются, потом загибаются и проходят через минимум, лежащий на некотором значении $E = E_0$, после чего опять симметрично возрастают, давая ветвь, асимптотически приближающуюся к прямой. Из этого следует, что существует некоторое оптимальное значение освещенности E_0 , при котором данная плотность достигается при минимальном расходе лучистой энергии Et . Было показано, что кривые полученного типа удовлетворительно представляются уравнениями цепной линии:

$$Et = \frac{E_0 t_0}{2} \left[\left(\frac{E}{E_0} \right)^\alpha + \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \right], \quad (160)$$

где α — эмпирический параметр, характеризующий данную кривую, а t_0 — то значение экспозиции, которое дает заданную плотность при освещенности E_0 . Эксперимент дает для α значения от 0,1 до 0,3. При значениях освещенности, близких к E_0 , формула (160) приводит к выражению:

$$Et = E_0 t_0, \quad (161)$$

из чего следует, что в этих условиях будет справедлив закон обратных отношений, на рис. 27 представленный прямой линией,

параллельной оси абсцисс и касательной к кривой в точке минимума. При очень больших освещенностях $E \gg E_0$ вторым членом формулы (160) можно пренебречь, что после ряда несложных преобразований приводит к выражению:

$$Et^{1-\alpha} = E_0 \left(\frac{t_0}{2} \right)^{1-\alpha} = \text{const.} \quad (162)$$

Это представляет собой закон Шварцшильда при значениях показателя $p = \frac{1}{1-\alpha}$. Равным образом при очень малых освещенностях $E \ll E_0$ можно пренебречь первым членом, что приводит к равенству:

$$Et^{1+\alpha} = E_0 \left(\frac{t_0}{2} \right)^{1+\alpha} = \text{const.}, \quad (163)$$

выражающему закон Шварцшильда при значении $p = \frac{1}{1+\alpha}$. Оба последних равенства представляют собою уравнение асимптот цепной линии. Следовательно, закон Шварцшильда может быть применен лишь в далеких от минимума частях кривой. Из сказанного видно, что применение этого закона к сильно различающимся выдержкам, как, например, лежащим по разные стороны от t_0 , приведет к грубейшим ошибкам, и полученный результат может оказаться значительно хуже того, что дал бы расчет по закону обратных отношений. Поскольку наблюдателю положение оптимальной освещенности E_0 , а также и выдержки t_0 обычно неизвестно, применение закона Шварцшильда нужно обставлять предосторожностями, указанными выше. Для ориентировки укажем, что для фотографических материалов средней чувствительности значение t_0 лежит в пределах от одной секунды до нескольких минут, а потому именно в этой области применение закона Шварцшильда особенно нежелательно. Область моментальных выдержек (t от 0,1 сек. до 0,01 сек. и меньше) обычно лежит уже в области прямолинейного участка кривой, и там закон Шварцшильда оправдывается хорошо, причем $p > 1$. При долгих выдержках (t от 10 мин. до нескольких часов), часто применяемых в астрономии, этот закон также хорошо оправдывается, но $p < 1$. Фотометрическое сопоставление экспозиций, продолжительность которых лежит по разные стороны от t_0 , не может дать сколько-нибудь надежного результата даже в том случае, если выполнено детальное исследование фотоматериала, позволяющее получить параметры α , t_0 и E_0 , поскольку эти параметры меняются с плотностью D , спектральным составом излучения и другими обстоятельствами.

§ 28. Измерение яркости по негативам фокальных изображений

Наиболее часто измерение яркости производится по фокальным изображениям объектов на негативе, полученном при помощи фотографического аппарата той или иной конструкции. По точности этот метод уступает методу трубчатого фотометра, так как объектив камеры вносит некоторые искажения в результат, но зато он позволяет измерять яркость объектов, имеющих весьма малые угловые размеры, по крайней мере, при наличии камеры с достаточно длинным фокусом.

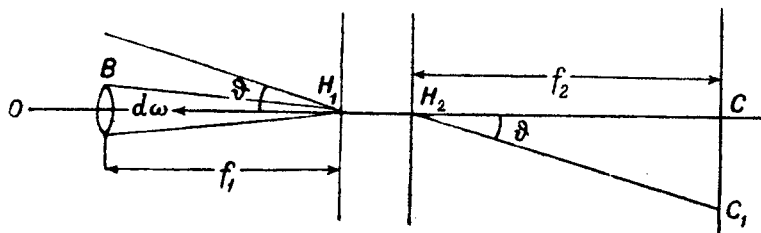


Рис. 28.

Общая теория, связывающая освещенность E в фокальной плоскости камеры с яркостью фотографируемого объекта B , кратко может быть изложена в следующем виде.

Пусть H_1 и H_2 (рис. 28) представляют собой первую и вторую главные точки объектива астрографа. Построим в направлении главной оптической оси элементарный телесный угол $d\omega$ с вершиной в точке H_1 , направленный в пространство объекта. Как известно из геометрической оптики, в пространстве изображения ему будет соответствовать равный по величине телесный угол $d\omega$ с вершиной в точке H_2 . Пусть оптическая ось в направлении H_1O встречает яркость B . Тогда в фокальной плоскости объектива, пересекающей оптическую ось в точке C и отстоящей от H_2 на расстояние f_2 , мы получим некоторую освещенность e , которую мы можем рассчитать следующим образом.

Пусть диаметр входного зрачка объектива равен D . Освещенность dE , которую получает первая главная плоскость объектива из телесного угла $d\omega$, будет равна $B d\omega$. Световой поток $d\Phi$, который проходит сквозь объектив, будет равен:

$$d\Phi = TB \frac{\pi}{4} D^2 d\omega, \quad (164)$$

где через T обозначена прозрачность стекол объектива, определяемая потерями на отражение и поглощение. Поток $d\Phi$ распределяется по площади изображения $d\sigma$, которая равна $f_2^2 d\omega$. Поэтому освещенность e в точке пластинки, находящейся на оптической оси, будет равна:

$$e = \frac{d\Phi}{d\sigma} = TB \frac{\pi}{4} \frac{D^2}{f_2^2} = KB. \quad (165)$$

Это равенство составляет основу фотометрической теории изображения, получаемого в фокальной плоскости астрографа.

Если изображение приходится на побочной оптической оси, составляющей угол ϑ с главной оптической осью, то коэффициент K , связывающий e с B , будет меньше. Отношение

$$\varphi(\vartheta) = \frac{e_\vartheta}{e_0} = \frac{K_\vartheta}{K_0}, \quad (166)$$

где e_ϑ и e_0 — освещенности, создаваемые поверхностью одной и той же яркости B на угловых расстояниях ϑ и 0 от оптической оси, в технической оптике называется светораспределением объектива, а в астрономической практике — фотометрической ошибкой поля. Теоретический расчет его чрезвычайно труден. Задача оказывается элементарной только для идеального случая, когда объектив представляет собой бесконечно тонкую линзу, совершенно свободную от потерь на поглощение и отражение света. В этом случае световой поток $d\Phi$, вступающий в отверстие линзы, будет равен:

$$d\Phi = B \frac{\pi}{4} D^2 \cos \vartheta d\omega. \quad (167)$$

Площадь изображения $d\sigma$, которое теперь будет находиться в точке C_1 на расстоянии $f_2' \cos \vartheta$, будет увеличена еще в отношении $\cos \vartheta$ тем, что угол падения луча на плоскость фотографической пластинки будет также равен ϑ . Отсюда следует, что освещенность e_ϑ будет равна:

$$e_\vartheta = B \frac{\pi}{4} D^2 \cos^4 \vartheta. \quad (168)$$

Этот закон косинуса четвертой степени был дан еще Ламбертом и нередко называется его именем. Для объектива, лишенного угловой дисторсии, закон этот представляет собой минимальное падение освещенности к краю поля зрения. На практике он осуществляется только для камеры-обскуры, у которой изображение создается отверстием без оптики. Во всяком реальном объективе падение освещенности к краю поля зрения происходит

быстрее, чем $\cos^4 \vartheta$, уже по одному тому, что потери, определяемые множителем T , быстро растут с ϑ (формула Френеля). Кроме того, в сложных объективах значительная часть косо падающих лучей перехватывается оправами и диафрагмами. Явление это в практической фотографии называется „виньетированием“.

Практика сравнения яркостей объектов по их фокальным снимкам заключается в том, что на одном и том же негативе получают изображения сравниваемых объектов при одинаковых выдержках. На том же негативе при той же выдержке печатается шкала при помощи трубчатого фотометра, клина или иного градационного приспособления. Плотности засветок шкалы и изображения объектов измеряются на денситометре или микрофотометре. По плотностям изображений шкалы строится характеристическая кривая. Входя в нее с плотностями изображения объекта, мы находим отношение e_2/e_1 освещенностей, которые получал эмульсионный слой в точках изображений сравниваемых объектов.

Нахождение отношения B_2/B_1 яркостей сравниваемых объектов по измеренному на негативе отношению освещенностей e_2/e_1 весьма просто в том случае, если фокусное расстояние f_2 и угловое расстояние от оптической оси ϑ для обоих объектов одинаково. В этом случае, очевидно, имеем:

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{e_2}{e_1}. \quad (169)$$

Если объекты находились на неодинаковых расстояниях от оптической оси ϑ_1 и ϑ_2 , то приходится вводить поправку за ошибку поля:

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{e_2}{e_1} \cdot \frac{\varphi(\vartheta_1)}{\varphi(\vartheta_2)}. \quad (170)$$

Если фотографировались объекты, расстояния которых до камеры различны и притом невелики по сравнению с главным фокусным расстоянием объектива, то и задние фокусные расстояния f'_2 и f''_2 будут неодинаковы. В этом случае отношение яркостей определяется из равенства:

$$\frac{B''}{B'} = \frac{e''}{e'} \cdot \left(\frac{f''_2}{f'_2} \right)^2. \quad (171)$$

Согласно известному соотношению:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F},$$

где f_1 — расстояние от фотографируемого объекта до H_1 , а F — главное фокусное расстояние объектива, имеем:

$$\frac{f_2''}{f_2'} = \frac{(f_1' - F)}{(f_1'' - F)} \cdot \frac{f_1''}{f_1'}$$

откуда следует:

$$\frac{B''}{B'} = \frac{e''}{e'} \cdot \frac{(f_1' - F)^2 f_1''^2}{(f_1'' - F)^2 f_1'^2} \quad (172)$$

В практике абсолютной астрономической фотометрии иногда приходится сравнивать небесные объекты с предметами, находящимися на земле. Для первых очевидно имеем $f_1 = \infty$ и $f_2 = F$, так что в этом случае яркость небесного объекта B_1 находится по яркости земного объекта B_2 через равенство:

$$B_1 = B_2 \frac{e_1}{e_2} \left[\frac{f_1'' - F}{f_1''} \right]^2 \quad (173)$$

Заметим, что фокусное расстояние f_2 с удобством может быть найдено по известному F и отсчету ΔF на шкале кассетной части астрографа, указывающему то смещение от главного фокуса, при котором изображение близкого объекта получается наиболее резким.

§ 29. Вуаль и ореолы

В фотографической фотометрии весьма серьезным источником ошибок является разного рода вуаль на негативе. Специальных исследований этого вопроса здесь приведено не будет (кроме вопроса о рассеянном свете в фотоаппарате), а потому в этом параграфе будет дана сжатая сводка основных данных, касающихся вуали и способов устранения ее влияния на результат фотометрического сравнения двух яркостей.

Под термином вуаль в его наиболее широком смысле можно понимать всякое почернение негатива, отличное от того, которое дает само изображение изучаемого объекта. Паразитическое почернение часто бывает особенно интенсивно вокруг изображений объектов большой интенсивности, как-то: ярких звезд, диска планет и т. п. Такое местное почернение около ярких объектов называется ореолом. Из сказанного следует, что ореол можно рассматривать как частный случай вуали; во всяком случае, провести резкую границу между явлениями вуали и ореола нет возможности, почему их и удобно рассматривать совместно. Вблизи изображений, обладающих большой плотностью, обычно обнару-

живается уменьшение общей плотности вуали или соседних слабых изображений. Это угнетающее действие участков большой плотности на окружающие части негатива можно рассматривать как своего рода отрицательную вуаль.

Рассмотрим основные источники общей вуали негативов и ореолов раздельно.

Общая вуаль, более или менее равномерно покрывающая всю поверхность негатива, образуется в результате совместного влияния целого ряда различных эффектов, главнейшими из которых являются следующие:

1) Минимальная вуаль негатива. Даже в том случае, когда эмульсионный слой не содержит зерен металлического серебра, в нем, а также в веществе подложки (стекло, пленка) происходит некоторая потеря света. Главную роль здесь играют потери на отражение у передней и у задней поверхности негатива. Вызванная этим плотность совершенно чистых участков пластинки может быть названа предельной минимальной плотностью негатива.

2) Физическая вуаль объекта. Во многих случаях изучаемый объект виден сквозь некоторую среду, испускающую свет и потому накладывающую на объект и окружающий его фон некоторую дополнительную яркость. Например, на изображение туманностей всегда бывает наложен свет ночного неба, изображения далеких земных предметов бывают подернуты светом воздушной дымки и т. д. (об этом было уже сказано в § 17). Дополнительно наложенная яркость, фотографируясь вместе с объектом, дает на негативе вуаль. Эта вуаль, будучи помехой для изучения самого объекта, является в то же время его фотометрической особенностью, за которую фотографический процесс ответственности не несет.

3) Рассеянный свет фотоаппарата. Световые лучи, образующие изображение в фотографическом аппарате, при прохождении через объектив в какой-то мере рассеиваются в разных направлениях, и часть этого рассеянного света также попадает на пластинку. Лучи, образующие изображение, отражаются белым эмульсионным слоем пластинки обратно в камеру и, претерпев там вторичные отражения, в некоторой доле возвращаются обратно на пластинку. Наконец, боковые лучи от ярких источников света, падающие на объектив со стороны, также частично рассеиваются к пластинке. Все это вместе дает на негативе дополнительную засветку одновременно с засветкой объекта. Явление это будет подробно описано в следующем параграфе.

4) Общая химическая вуаль негатива. Нередко бывает, что после длительного проявления в частях негатива, совер-

шенно не подвергавшихся действию света (края, закрытые упорами кассеты и т. п.), все же образуются зерна восстановленного серебра. Это означает, что некоторая вуаль, не связанная с действием света, появляется по всей пластинке. Обычно это является следствием слишком сильного проявления, или слишком теплого проявителя, а в некоторых случаях — результатом плохого приготовления эмульсии на фабрике.

5) Вуаль от предварительных или последующих засветок. Нередко причиной вуали является действие света на пластинку при ее изготовлении, упаковке, хранении, при зарядке кассеты или во время проявления. В таких случаях интенсивность света бывает чаще всего очень малой, но действие его — очень долгим, так что в итоге получается заметный вуалирующий эффект.

Переходим к краткому обзору вопроса об ореолах, окружающих яркое изображение на снимках. Главные источники возникновения этого явления сводятся к следующему:

1. Собственный ореол объекта. Под таким названием понимают действительное повышение яркости фона вблизи объекта высокой интенсивности, не связанное с процессом получения его фотографического изображения. Сюда в первую очередь следует отнести атмосферный ореол, описанный в § 17.

2. Паразитические изображения, даваемые объективом. Лучи света, проходящие через объектив фотоаппарата, отражаются поверхностями задних линз, попадают на передние линзы и отражаются обратно на пластинку. Благодаря кривизне отражающих поверхностей, это дает на пластинке внефокальные изображения объекта. В короткофокусных многолинзовых объективах число таких паразитических изображений может быть очень велико. Налагаясь друг на друга, они дают вокруг изображения объекта, расположенного на оптической оси, светлый ореол.

3. Специфического вида ореол получается за счет света, отраженного от задней стороны стеклянной подложки пластинки. Около ярких звезд такой ореол имеет вид темных колец; у края светила, имеющего диск, это дает монотонно убывающий ореол. Ореолы этого рода уничтожаются нанесением на обратную сторону подложки специального противореального слоя.

4. Эффект галации. Под таким названием понимают распространение почернения на негативе за пределы оптического изображения, что ведет к образованию ореолов вокруг изображений большой плотности. Основной причиной галации является рассеивание света в мутном желатиновом слое, что вызывает распространение света внутри этого слоя за пределы изображения. Высказывалось предположение, что здесь действует также своего

рода химическая индукция, состоящая в том, что разложение галлоидных солей серебра распространяется за пределы области, непосредственно подвергающейся действию световых квант. Однако существование такого явления не доказано.

5. Распространение света за пределы идеального изображения вследствие размытости последнего. Размывание изображения, даваемого оптической системой, может быть следствием целого ряда причин. Сюда в первую очередь следует отнести дифракцию и разного рода aberrации оптической системы, вследствие которых изображение точки (объект бесконечно малого углового поперечника) получается в виде диска конечных размеров, окруженного системой дифракционных колец. Затем идет расширение изображения из-за погрешностей в фокусировке. Однако при съемке небесных объектов все эти источники размывания обычно перекрываются двумя другими, а именно: смещениями изображения на пластинке вследствие неточного гидрирования и его дрожанием из-за беспокойства атмосферы.

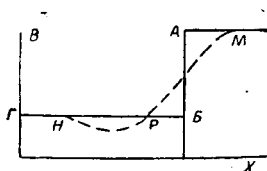


Рис. 29.

В результате этих явлений происходит перераспределение яркости у края изображения, состоящее в том, что появляется свет за пределами идеального изображения, получаемый за счет ослабления самого изображения около края. Схематически это представлено на рис. 29. На линии раздела AB , отделяющей яркое изображение A от слабого изображения Γ , получается постепенный переход яркости, на рисунке представленный кривой MPH . В области H плотность может опускаться и ниже общей вуали негатива, что является следствием угнетающего эффекта соседнего плотного участка.

Наличие вуали и ореолов на предназначенном к фотометрическому измерению негативе может повести к большим ошибкам. Для устранения последних надлежит придерживаться следующих правил.

1. Минимальная вуаль негатива, будучи не связанной с химическими процессами образования изображения и равномерная по всему полю пластинки, не оказывает никакого влияния на результат фотометрического измерения, так как входит в виде постоянного слагаемого в плотности всех изображений. Иногда рекомендуют вычитать ее из измеренных плотностей засветок, однако единственное преимущество, которое этим достигается, состоит в том, что построенная после этого характеристическая кривая на конце недодержек асимптотически приближается к нулю.

2. Собственные вуаль и ореол объекта, рассеянный свет фотоаппарата, паразитические изображения, даваемые

объективом, и часть галации, вызываемая рассеянием света в желатиновом слое, должны быть рассматриваемы вместе, поскольку влияния всех этих эффектов фотометрически одинаковы, а разделение их на практике весьма затруднительно. Во всех перечисленных случаях к освещенности e , создаваемой светом изображения объекта, добавляется некоторая новая освещенность e' , представляющая собой сумму всех перечисленных источников паразитического света. Действуя одновременно со светом объекта, эта освещенность e' сказывается на негативе как некоторая прибавка яркости b' к истинной яркости b . Поэтому она должна быть исключена из результатов согласно общему правилу вычитания яркостей (см. § 17).

Необходимо, чтобы шкала трубчатого фотометра была напечатана на совершенно чистом, т. е. лишенном вуали, участке пластинки. Тогда, пользуясь измеренными на микрофотометре значениями плотности объекта и вуали, можно по характеристической кривой найти суммарную яркость b'' света объекта и света вуали вместе и света b' одной вуали. Истинная яркость объекта b находится путем вычитания:

$$b = b'' - b'.$$

Описанный процесс, будучи сравнительно прост в отношении равномерной вуали (например, света ночного неба), становится затруднительным в отношении ореола с быстро меняющейся яркостью, поскольку последняя на объекте будет не такой, как рядом с ним. В этом случае необходимо знать закон распределения яркости в ореоле. Методика расчета этой яркости была изложена в § 17.

3. Вуали и ореолы, полученные в результате действия света, не одновременного с экспозицией объекта, представляют собой тягостный дефект снимка, который делает невозможным его использование для точной фотометрии. В некоторых случаях пытаются все же получать яркости по измерению снимков, обладающих этим недостатком, причем, если вуаль равномерна, то с нею поступают, как с минимальной вуалью негатива, т. е. просто вычитают ее из всех измеренных плотностей. В некоторых случаях это может дать удовлетворительный результат, а именно в тех, когда действие предварительной или последующей экспозиции, обуславливающей вуаль, можно считать одинаковым как для полей фотометрической шкалы, так и для всех сравниваемых изображений. Однако все же такой процесс следует признать ненадежным. Безусловно недопустимо фотометрическое сравнение изображений на пластинках с различной вуалью или на различно завуалированных участках одной и той же пластинки.

Не могут быть использованы для фотометрических целей также и те негативы, у которых фотометрическая шкала напечатана не на чистом участке пластинки, а на собственной вуали объекта.

§ 30. Техника учета фотометрической ошибки поля и эффектов, связанных с разновременностью экспозиции

Необходимым условием получения точного результата при измерении яркости фокальных изображений является введение надлежащих поправок за фотометрическую ошибку поля, выражаемую функцией $\varphi(\vartheta)$, приведенной в § 28. Нахождение этой функции расчетным путем хотя и возможно, но недостаточно надежно, а для наблюдателя, точными конструктивными данными объектива не располагающего, — невозможно. Поэтому наиболее практично находить функцию $\varphi(\vartheta)$ из опыта, осуществляемого следующим путем.

Небольшая поверхность постоянной яркости B располагается на достаточно большом расстоянии от объектива и фотографируется при постоянной выдержке несколько раз на одной и той же пластинке на различных расстояниях от ее центра. В качестве такой поверхности может быть использовано, например, окошко предназначенного для получения фотометрической марки приспособления, изображенного на рис. 24, или один из эталонов яркости, описанных в § 37. Необходимо, чтобы фотографируемая площадка была видна на совершенно черном фоне и участки пластинки между изображениями были свободны от вуали. На чистое место пластинки печатается фотометрическая шкала. Микрофотометрическая обработка негатива позволяет непосредственно получить отношение e_{ϑ}/e_0 освещенности e_{ϑ} от объекта на угловом расстоянии ϑ от оптического центра к освещенности e_0 от того же объекта на главной оптической оси. После этого остается построить график функции $\varphi(\vartheta)$ по аргументу ϑ . На рис. 30 в качестве образца приводятся такие графики для некоторых объективов.

Следует иметь в виду, что функция $\varphi(\vartheta)$ меняется с отверстием диафрагмы, а потому при пользовании различными значениями последнего приходится выполнять эксперимент, описанный выше, для каждого значения отверстия отдельно. В качестве иллюстрации на рис. 31 приводятся две кривые для объектива „ортагоз“.

Светораспределение $\varphi(\vartheta)$, полученное только что описанным путем, можно назвать истинным. Оно не будет совпадать с кривой фотометрической ошибки поля для фокальных изображений точечных объектов (звезд). Кроме того, его следует отличать от того эффективного светораспределения, которое

получается по пластинке при фотографировании однородной поверхности яркости B , занимающей все поле зрения камеры. Разница получается оттого, что при фотографировании такой поверхности большую роль играет паразитический рассеянный свет фотоаппарата, распределение которого по полю зрения отлично от $\varphi(\vartheta)$.

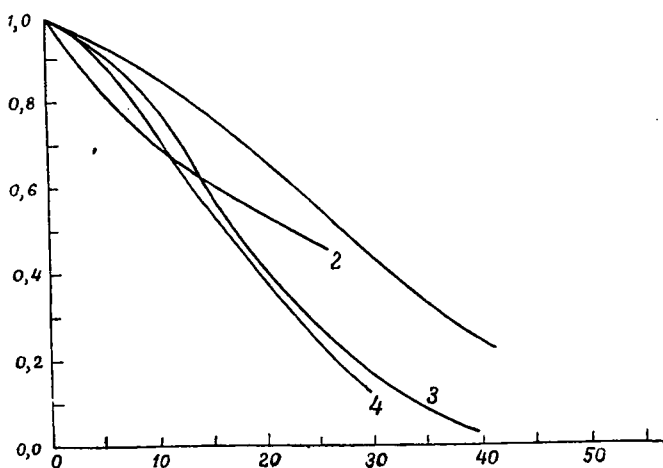


Рис. 30. Светораспределение некоторых объективов: 1 — „Лиар-6“; 2 — „Ортагоз“; 3 — „Росс-Х-пресс“; 4 — „Тессар“.

Обозначим освещенность рассеянным светом всякого происхождения через e' . Очевидно, что эта освещенность будет пропорциональна яркости B фотографируемой поверхности:

$$e' = \bar{x}(\vartheta)B, \quad (174)$$

где $\bar{x}(\vartheta)$ — коэффициент передачи. Освещенность e , получаемая элементом светочувствительного слоя, расположенным на угловом расстоянии ϑ от оптической оси, очевидно, будет выражаться равенством [см. формулы (165) и (166)]:

$$e = e_{\vartheta} + e'_{\vartheta} = B[K_0\varphi(\vartheta) + \bar{x}(\vartheta)]. \quad (175)$$

Отсюда следует, что эффективное распределение $\psi(\vartheta)$ должно быть выражено равенством:

$$\psi(\vartheta) = \frac{K_0\varphi(\vartheta) + \bar{x}(\vartheta)}{K_0 + \bar{x}(0)}. \quad (176)$$

Исследованием функции $\psi(\theta)$, путем измерения распределения освещенности по негативу, засвеченному при фотографировании большой яркой поверхности, занимались многие авторы, в том числе А. А. Михайлов и С. С. Гилев. На рис. 31 приводятся кривые $\psi(\theta)$, полученные автором для объектива „Ортагоз“ при двух значениях отверстия диафрагмы.

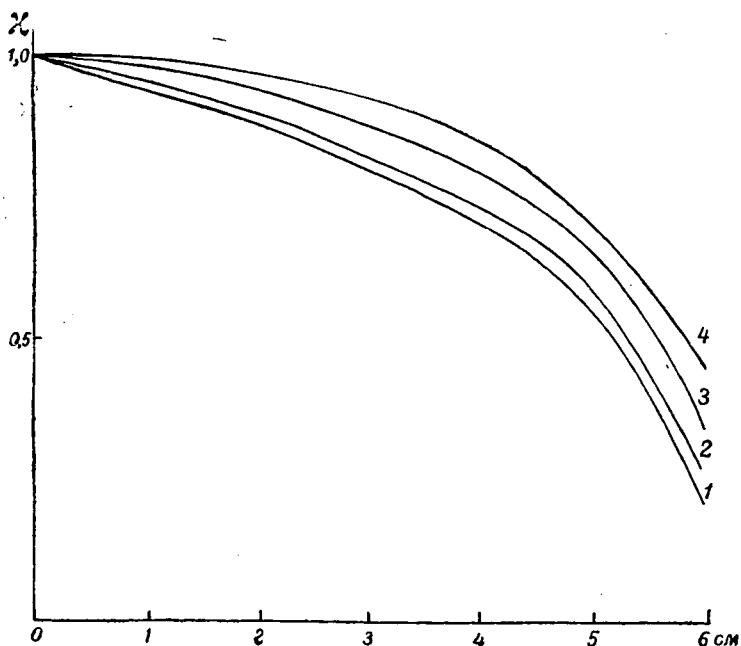


Рис. 31. Кривые светораспределения объектива „Ортагоз“:

1 — истинное для $\frac{F}{D} = 9,0$; 2 — то же, для $\frac{F}{D} = 12,5$; 3 —
 эффективное для $\frac{F}{D} = 9,0$; 4 — эффективное для $\frac{F}{D} = 12,5$.

Значение $\chi(0)$ некоторыми авторами принимается за характеристику рассеянного света в данном фотоаппарате. Поскольку рассеянный свет является недостатком не только с точки зрения фотометрии, но и с точки зрения получения хорошего контрастного снимка вообще, отсутствие рассеянного света составляет качество объектива, к достижению которого необходимо стремиться и которое в практической фотографии называется терми-

ном бриллиантность. Для качественного выражения бриллиантности Гольдберг применяет величину:

$$R = \log \frac{1}{z(0)}. \quad (177)$$

Практические методы измерения бриллиантности разработаны Е. Гольдбергом и В. В. Шароновым.

Если яркость, сплошь заполняющая поле зрения камеры, неравномерна, то проблема учета светораспределения и рассеянного света становится чрезвычайно сложной, поскольку в этом случае нет возможности измерить рассеянный свет e'_9 непосредственно. Общая теория этого случая может быть изложена в следующей форме.

Возьмем систему сферических координат с полюсом в направлении главной оптической оси и будем всякое направление определять углом ϑ_1 , образуемым данным направлением с этой осью, и двугранным углом γ , составляемым плоскостью, проходящей через данное направление и ось, с плоскостью, проходящей через ось и элемент фокальной плоскости, освещенность которого изучается. В направлении, определяемом углами ϑ_1 и γ , строим элементарный телесный угол $d\omega$. Содержащаяся в этом угле яркость $B(\vartheta_1, \gamma)$ дает рассеянную освещенность de' , определяемую равенством:

$$de' = z(\vartheta, \vartheta_1, \gamma) B(\vartheta_1, \gamma) d\omega,$$

где ϑ — угловое расстояние освещаемого элемента от главной оптической оси, а z — некоторый коэффициент, для данного фотоаппарата определяемый взаимным расположением освещаемого и освещающего элементов. Вся рассеянная освещенность e' будет определяться как сумма освещенности от отдельных элементов полусферы, что позволяет написать:

$$e' = \int z(\vartheta, \vartheta_1, \gamma) B(\vartheta_1, \gamma) d\omega. \quad (178)$$

Следует иметь в виду, что паразитический свет в поле зрения могут давать также и объекты, находящиеся вне предела поля зрения фотоаппарата, как, например, падающие сбоку солнечные лучи, отражаемые оправами или рассеянные стеклами объектива. Поэтому интеграл в равенстве (178) следует полагать распространенным по крайней мере на всю полусферу.

Если яркость поверхности, на которую направлен фотоаппарат, во всех точках одинакова, то $B(\vartheta_1, \gamma) = \text{const}$, и формула (178)

принимает вид:

$$e' = B \int z(\vartheta, \vartheta_1, \gamma) d\omega = \bar{z}(\vartheta) B, \quad (179)$$

где $\bar{z}(\vartheta)$ есть функция, введенная нами в формуле (174).

Формулы, приведенные выше, представляют преимущественно теоретический интерес. Определение паразитической освещенности e' для случая неравномерной яркости, необходимое для редукции измерений при таких условиях, проще всего может быть сделано путем эксперимента. Последний состоит в том, что в направлении объекта на достаточно большом расстоянии от фотоаппарата устанавливается небольшая абсолютно черная поверхность. Технически это может быть небольшое отверстие вычерченной внутри камеры. Черная поверхность фотографируется вместе со всеми окружающими предметами, и освещенность e' , полученная светочувствительным слоем в точке ее изображения, определяется через характеристическую кривую, что и дает материал для расчета необходимых поправок.

В фотографической фотометрии известное значение имеет то обстоятельство, что измеряемое изображение, фотометрическая шкала, марка и стандартизационная засветка получают одновременно. Это может иметь влияние на результат фотометрического сравнения в том смысле, что в него входят дополнительные систематические ошибки.

Во-первых, на чувствительность эмульсионного слоя оказывают влияние температура и влажность окружающего воздуха. Имеющиеся в литературе данные относительно характера этого влияния недостаточны и противоречивы: в то время как Кинг на Гарвардской обсерватории и астрономы Ликской обсерватории не обнаружили заметного влияния температуры на чувствительность, Н. П. Барабашев и Б. Е. Семейкин в Харькове получили весьма заметный ход чувствительности с температурой. Причину таких противоречий надо искать в том, что, во-первых, при выполнении эксперимента трудно отделять влияние температуры от влияния влажности, и, во-вторых, в установленном Веббом любопытном явлении, состоящем в том, что действие температуры на чувствительность различно при различной продолжительности выдержки. Оказывается, что при коротких выдержках (меньше одной секунды) чувствительность с температурой сильно растет, в то время как при длинных выдержках чувствительность при низких температурах возрастает, достигает максимума при температурах между 0° и -40° , а затем с ростом температуры понижается. Не входя в оценку достоверности этих результатов, полученных по небольшому материалу, мы можем констатировать, что фотометрическое сравнение фотографических изображений, полученных

при различной температуре, недопустимо. Это обстоятельство особенно нужно иметь в виду зимою, когда разница в температуре между наблюдательным павильоном и лабораторией бывает особенно большой. Очевидно, что при таких условиях печатание фотометрической шкалы и марки следует производить на месте наблюдения, а не в отапливаемых помещениях.

Во-вторых, полученное в результате экспозиции латентное изображение в течение промежутка времени, протекающего между экспозицией и проявлением, не остается постоянным, но медленно меняет свою интенсивность в сторону увеличения. Это явление, которое по предложению Н. П. Барабашева иногда называют аккумулятивным эффектом, исследовано весьма мало. Гейзенбергер нашел, что в первые часы после экспозиции интенсивность латентного изображения несколько возрастает, а в последующие дни либо продолжает расти, либо снижается. Н. Н. Сытинская, изучившая аккумулятивный эффект на протяжении интервала в 38 дней, нашла, что в первые часы и дни после засветки заметных изменений в интенсивности латентного изображения не обнаруживается. По прошествии нескольких дней становится заметным некоторое увеличение интенсивности, которое прогрессирует на протяжении всего срока испытания. Этот ход оказался наиболее заметным для пластинок нормальной цветочувствительности и „Инфрахром“, у которых по истечении 10—12 дней кажущаяся яркость изображения возрастает на 10⁰/₀, а через месяц — на 20⁰/₀, в то время как у пластинок типа „Изохром“ никакого хода яркости со временем не обнаружено.

Влияние перечисленных выше эффектов на фотографическое сравнение яркости может быть устранено надлежащим применением метода марки. Если каждую экспозицию сопровождать печатанием марки, выполняемым сразу вслед за экспозицией и в том же помещении, а в дальнейшем сравнивать яркости изображений через марку, как это было описано в § 26, то влияние изменений чувствительности пластинки и интенсивности латентного изображения со временем будет исключено. Поэтому такой процесс следует признать обязательным во всех тех случаях, когда фотометрическому сравнению подвергаются изображения, полученные при различных температурах или через большие промежутки времени одно после другого.

§ 31. Сравнение яркости фотоэлектрическим, термоэлектрическим, болометрическим и радиометрическим путями.

Такие приборы, как фотоэлемент, термоэлемент, болометр и радиометр, применяемые в сочетании с телескопом, могут быть использованы для сравнения яркости протяженных небесных объек-

тов. Общий принцип действия перечисленных приборов состоит в том, что некоторая чувствительная к лучам поверхность подвергается облучению радиацией того или иного типа, в результате чего в первых трех из названных приборов возникает электрический ток, а в последнем получается отклонение монофиляра. Если светочувствительная поверхность во всех точках вполне однородна, то реакция, выражаемая указанными выше явлениями, будет определяться общей величиной лучистого потока Φ , поступившего на приемную поверхность. Таким образом, в отличие от глаза, реагирующего на яркость и от фотографической пластинки, реакция которой определяется освещенностью светочувствительного слоя, приемники рассматриваемого здесь типа реагируют непосредственно на поток. Второй особенностью этих приемников является то обстоятельство, что их реакция пропорциональна величине измеряемого потока. Это позволяет обходиться без нулевого метода, который положен в основу визуальной и фотографической фотометрии (§ 2). В самом деле, если линейный отброс на шкале гальванометра, измеряющего фото- или термоток, а также отброс на шкале радиометра, обозначить через x , то при наблюдении лучистых потоков Φ_1 и Φ_2 мы будем иметь отбросы x_1 и x_2 , определяемые равенствами:

$$x_1 = c\Phi_1; \quad x_2 = c\Phi_2, \quad (179)$$

откуда следует:

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{x_2}{x_1}. \quad (180)$$

Это простейшее равенство соблюдается вполне строго лишь при очень хорошем состоянии всей аппаратуры. На практике оно часто бывает нарушено различными источниками погрешностей, из которых наиболее важные и общие сводятся к следующему.

1) Неравномерность световоспринимающего слоя, вследствие которой потоки, равные по абсолютной величине, но неодинаково распределенные по поверхности приемника, дают неодинаковые отбросы.

2) Отклонение от пропорциональности между отбросом и потоком, происходящее от недостатков как самого приемника, так и электроизмерительной схемы. Сюда отчасти можно отнести такие явления, как темновой ток, темновая эмиссия и возникновение проводящих ток пленок у фотоэлемента.

3) Изменение множителя c формулы (179) со временем. Быстрые изменения связаны с явлением усталости, наблюдающимся в некоторых фотоэлементах, и с различными изменениями в электроизмерительной цепи (колебание ускоряющего потенциала на фотоэлементе, непостоянство напряжения на ножах электрометра, изме-

нение сопротивления на контактах и т. п.). Медленные изменения бывают обусловлены явлениями старения светочувствительного слоя фотоэлементов, нити радиометра и других частей установок.

4) Изменение множителя пропорциональности c с условиями наблюдения и, прежде всего, с температурой. Температурный коэффициент, практически существующий во всех установках рассматриваемого типа, служит источником серьезных затруднений при астрономических наблюдениях.

5) Различные посторонние влияния на инструмент, к числу которых можно отнести, например, различного рода паразитическое нагревание того или иного спая термоэлемента, влияния электромагнитных полей на показания электрометра, гальванометра и других измерительных приборов.

Все перечисленные влияния, а также многие другие явления, определяемые принципом устройства и деталями конструкции того или иного прибора, могут быть серьезными источниками систематических погрешностей, а потому рекомендуется весьма внимательное изучение всей установки на предмет их выявления и исключения. В некоторых случаях это оказывается настолько затруднительным, что приходится отказываться от применения простейшей формулы (180) и прибегать к нулевому методу.

Из многих возможных схем сравнения двух яркостей B_1 и B_2 при помощи приборов рассматриваемого в этом параграфе типа мы укажем нижеследующие три.

I. Сравнение яркости через освещенность. Применение этого простейшего способа предполагает, что сравниваемые поверхности имеют постоянную яркость на достаточно большой площади. Приемник радиации помещается на дне трубки, снабженной на конце диафрагмой, видимой от приемника под телесным углом ω . В этом случае освещенность на дне трубки будет равна $B\omega$ [формула (28)], и потому отбросы на шкале прибора окажутся пропорциональны яркости поверхности, расположенной перед диафрагмой. Приборы, устроенные на этом принципе, употребляются для измерения яркости таких объектов, как дневное или сумеречное небо, участки земного ландшафта и т. п. В частности, к этому типу приборов относятся „оробльные фотометры“ В. Г. Фесенкова, „индикатор“ В. А. Крата, регистрирующий фотометр В. А. Березкина и другие.

II. Измерение яркости изображения, получаемого в фокальной плоскости телескопа. В этом случае приемная поверхность прибора должна быть по возможности небольшой. Действительное изображение участка протяженного небесного объекта, образуемое объективом или зеркалом телескопа, проектируется непосредственно на светочувствительную поверхность. Если

площадь последней равна s , то, согласно формуле (168) § 28, поток Φ , определяющий отброс прибора, может быть выражен формулой:

$$\Phi = TB \frac{\pi D^2}{4 F^2} S \cos^4 \vartheta, \quad (181)$$

т. е. будет пропорционален яркости B объекта. Этот способ является наиболее удобным и распространенным.

III. Метод яркости Максвелла. Согласно изложенному в § 25, этот метод состоит в том, что в фокальной плоскости телескопа помещается объектив вспомогательной оптической системы, который проектирует на светочувствительный слой изображение объектива или зеркала телескопа, имеющее вид равномерно освещенного кружка. Преимущество этого метода перед предыдущим состоит в том, что можно пользоваться приемной поверхностью сравнительно больших размеров, причем неоднородность этой поверхности не сказывается на результате измерения даже при очень неоднородной структуре изображения. Поэтому такое устройство позволяет весьма удобно и точно сравнивать яркость участка протяженного небесного объекта с объектом точечным, что имеет значение в случае применения метода стандартизации по звездам, описанного в § 38.

На принципе максвелловской системы построены фотоэлектрические фотометры В. Б. Никонова.

В настоящее время специальных приборов, предназначенных для измерений яркости протяженных небесных объектов фото- и термоэлектрическим, болометрическим или радиометрическим путем, не существует, и здесь применяются приборы, предназначенные для измерения звезд. Кроме того, количество измерений протяженных объектов, выполненных при помощи приборов такого типа, очень невелико и ограничивается рядом работ по измерению яркости фотосферы и солнечных пятен, фотоэлектрическими измерениями яркости ночного неба и туманностей, а также измерениями солнечной короны. Поэтому касаться техники измерений и устройства приборов мы здесь не будем. Напомним, что термоэлектрические, болометрические и радиометрические установки при хорошем чернении приемной поверхности могут быть отнесены к приемникам неселективного типа, в то время как фотоэлементы обладают резко селективной спектральной чувствительностью.

Глава VI

ТЕХНИКА ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СТАНДАРТИЗАЦИИ

§ 32. Сравнение объекта с фотосферой

Под именем фотометрической стандартизации понимают совокупность таких наблюдений и измерений, которые дают возможность сравнить яркость заданного объекта с яркостью некоторого эталона или образца, абсолютное значение которой принимается известным. Конечной целью такого сравнения является получение яркости объекта, выраженной в одной из единиц, описанных в § 13, причем в основу этого процесса кладутся принципы, изложенные в § 14 и детально разобранные в главах IV и V. Описание методов стандартизации мы начнем с техники сравнения яркости объекта с яркостью фотосферы в центре солнечного диска.

Фотометрические наблюдения, имеющие целью получить яркость наблюдаемого светила, выраженную в одной из единиц, основанных на солнечном свете, состоят в сравнении яркости светила либо непосредственно с яркостью солнечного диска, либо с яркостью так или иначе устроенного экрана, освещенного Солнцем. В настоящее время предложено большое количество различных методов стандартизации по солнечному свету, различающихся по устройству используемых фотометрических приспособлений, технике измерительного процесса и тем численным коэффициентам, которые используются при обработке измерений. Каждому из таких методов свойственны свои трудности и свои систематические ошибки, причем исчерпывающего общего исследования и сравнения таких методов в настоящее время мы еще не имеем. Выбор того или иного метода наблюдения обычно делается в зависимости от наличных инструментальных средств. Здесь мы дадим краткое описание таких методов, не вдаваясь, однако, в технические детали, которые в различных случаях могут быть весьма различны.

1. Прямое сравнение яркости B объекта с яркостью фотосферы в центре солнечного диска. Принимая последнюю за единицу и обозначая измеренное отношение яркостей через b/b_c , для абсолютного значения B получаем:

$$B = \frac{b}{b_c} \cdot \frac{P_c}{P^M} \cdot M_c, \quad (182)$$

где p — коэффициент прозрачности атмосферы, M — воздушная масса для измеряемого объекта, а p_0 и M_0 — те же величины для Солнца.

Такой метод сравнения и выражения яркости удобен преимущественно для различных деталей солнечной поверхности, как, например, участков фотосферы на различных расстояниях от центра диска, полутени и ядер солнечных пятен, факелов и т. п., тем более, что в этом случае эффектами экстинкции обычно можно пренебрегать. Для менее ярких объектов, как, например, для Луны и планет, а тем более для комет и туманностей, рассматриваемый метод стандартизации наталкивается на то огромное затруднение, что отношение b/b_0 будет чрезвычайно малым, составляя около 10^{-6} для планет и 10^{-12} для туманностей, комет и млечного пути. Ни один фотометрический прибор не дает возможности перекрывать такой большой интервал яркости, а потому при измерении фотосферы приходится вести наблюдения через достаточно плотный фильтр, так что результатом измерения вместо отношения b/b_0 является отношение b/Tb_0 , где T — коэффициент пропускания фильтра. Последний должен быть порядка 10^{-4} — 10^{-5} для случая планет и 10^{-10} для случая туманностей, причем его значение должно быть известно с большой точностью. Изготовить светофильтр, обладающий столь небольшим пропусканием в сочетании с должной нейтральностью, далеко не просто. Окрашенные в массу пластинки из стекла, желатины и других материалов при столь сильном поглощении обычно обнаруживают весьма значительную спектральную селективность, что делает их для точных фотометрических измерений непригодными. Светофильтры, изготовленные из желатины, окрашенной тушью или графитом, а также проявленный фотографический фильм могут сочетать большую оптическую плотность с достаточной нейтральностью, но невыгодны тем, что представляют собой мутную среду и потому дают значительное рассеяние света. Повидимому, наиболее подходящими являются светофильтры, представляющие собою тонкий слой платины или алюминия, нанесенного на стеклянную пластинку методом катодного распыления.

Светофильтр, применяемый для наблюдений, описанных здесь, должен быть подвергнут тщательной фотометрической градуировке, состоящей в определении его коэффициента пропускания T , что при очень малых значениях T связано с большими затруднениями и требует применения либо специальных установок, предназначенных для таких измерений, либо работы по „методу ступеней“. Последний состоит в том, что оптическая плотность D данного фильтра определяется не прямо, а через плотности D_1, D_2, D_3 и т. д. ряда промежуточных фильтров, выбранных так, чтобы непосредственно

измеряемые разности $D - D_1$, $D_1 - D_2$, $D_2 - D_3$ и т. д. были достаточно удобны для измерения. Искомое значение плотности D получается суммированием измеренных разностей:

$$D = (D - D_1) + (D_1 - D_2) + \dots + D_n.$$

2. Сравнение яркости объекта с яркостью изображения солнечного диска, полученного на рассеивающем экране. Такой способ стандартизации, отличающийся от предыдущего тем, что в нем вместо светофильтра с большим поглощением для ослабления чрезмерно большой яркости фотосферы использован рассеивающий экран, был предложен комиссией Академии наук СССР, занимавшейся разработкой методики фотометрии солнечной короны. Технически он оформляется следующим образом.

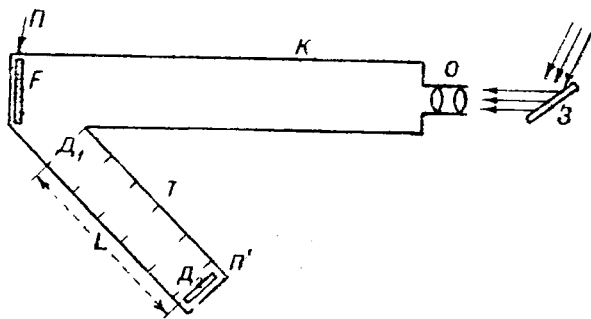


Рис. 32. Схема стандартного приспособления при стандартном коронографе.

Сначала телескопом (коронографом), состоящим из объектива O и трубы K (рис. 32) фотографируется заданный объект (например корона), причем фотографическая пластинка Π помещается, как обычно, в главном фокусе F объектива. Затем на месте пластинки в точке F устанавливается белый матовый экран и инструмент наводится на Солнце. На экране получается действительное изображение Солнца, образованное тем же объективом O . Фотографическая пластинка переносится в положение Π' на конце специального отростка T трубы телескопа и в этом положении освещается солнечным светом, отраженным от небольшого участка экрана, ограниченного диафрагмой D_1 , причем диафрагма D_2 изолирует на пластинке небольшой участок площади, подвергаемой действию света.

Освещенность E , получаемая на пластинке при непосредственном фотографировании объекта, будет пропорциональна яркости последнего (§ 28).

$$E = cB.$$

Освещенность E_c , получаемая пластинкой при стандартизационном наблюдении, согласно формуле (27), определяется равенством

$$E_c = B_0 \omega = cB_0 r_0 \frac{\pi \rho^2}{L^2}, \quad (183)$$

где B_0 — яркость в центре солнечного диска, r_0 — коэффициент яркости экрана, ρ — радиус диафрагмы D_1 , а L — расстояние $D_1 P'$ последней от пластинки. Имея из обработки снимков отношение E/E_c и полагая $B_0 = 1$, легко находим B :

$$B = \pi r_0 \frac{E}{E_c} \cdot \frac{\rho^2}{L^2} \cdot \frac{p_c^{M_c}}{p^M}. \quad (184)$$

Описанный метод может быть применен и к другим формам фотометрии. Так, при визуальном наблюдении центр фотометрического куба сначала помещается в точке F и измеряется видимая яркость объекта $b = cBp^M$. Затем в точке F устанавливается экран, а центр куба переносится на место диафрагмы D_2 .

Яркость b_0 , измеряемая в этом случае, как нетрудно видеть из формул, выведенных в § 28, выражается равенством

$$b_0 = crB_0 \frac{\pi R^2 p_c^{M_c}}{F^2 p^M},$$

где R — радиус входного отверстия телескопа (практически — объектива O), а F — главное фокусное расстояние.

§ 33. Сравнение объекта с экраном, освещенным Солнцем

Техника определения яркости B объекта, выраженной во второй солнечной единице, за которую, как было объяснено в § 9, принимается яркость абсолютно белого экрана, расположенного нормально к солнечным лучам на расстоянии в одну астрономическую единицу от Солнца в полной пустоте, основана на сравнении измеряемой яркости с яркостью некоторого матового экрана, установленного на Земле и освещенного солнечным светом. Различные варианты такого метода были разработаны В. В. Шароновым. Экран может быть как отражающий, так и просвечивающий. Для него должно быть точно известно значение коэффициента яркости r_0 .

Обозначим освещенность солнечными лучами на единице расстояния, соответствующей значению экваториального горизонтального параллакса $\pi = 8'',80$, через E_0 . Тогда солнечная освещенность для расстояния, соответствующего значению параллакса π Солнца в момент наблюдения экрана, будет $E_0 \left(\frac{\pi}{8'',80} \right)^2$, а освещенность E_3 экрана окажется равной.

$$E_3 = E_0 \left(\frac{\pi}{8'',80} \right)^2 p_c^{M_0} \cos i,$$

где M_0 — воздушная масса Солнца в момент наблюдения экрана, p_c — соответствующее этому моменту значение коэффициента прозрачности атмосферы, а i — угол падения солнечных лучей на экран. Если для абсолютно-белой поверхности коэффициент яркости принять за единицу, то яркость такой поверхности при $\pi = 8'',80$ будет равна E_0 (§ 10), а яркость B_3 экрана, отнесенная к яркости этой поверхности, как к единице, будет выражена равенством:

$$B_3 = r_3' \left(\frac{\pi}{8'',80} \right)^2 p_c^{M_0} \cos i.$$

При помощи фотометрического прибора выполняется сравнение видимой яркости $b = cBp^M$ данного светила с видимой яркостью экрана $b_3 = cB_3$, что позволяет легко найти абсолютное значение яркости объекта B , выраженное в солнечной единице:

$$B = r_3 \frac{b}{b_3} \left(\frac{\pi}{8'',80} \right)^2 \frac{p_c^{M_0}}{p^M}, \quad (185)$$

где M — воздушная масса для светила, а p — соответствующий коэффициент прозрачности атмосферы.

Значение величины B , полученное указанным выше способом для некоторого участка поверхности планеты или спутника, легко может быть использовано для определения коэффициента яркости r этого участка небесного тела. Для этой цели мы сначала отнесем величину B к яркости B_0' абсолютно-белой поверхности, расположенной нормально к лучам на расстоянии от Солнца, равном радиусу вектору Δ планеты в момент наблюдения. Применяя закон квадратов расстояния, находим:

$$\frac{B_0'}{B_3} = \frac{E_0'}{E_3} = \frac{\Delta_0^2}{\Delta^2},$$

где Δ_0 — расстояние, соответствующее одной астрономической единице. Полагая $\Delta_0 = 1$ и обозначая значение яркости планеты,

отнесенное к яркости B'_0 как к единице, через B' , получаем:

$$B' = r_3 \frac{b}{b_3} \left(\frac{\pi}{8''{,}80} \right)^2 \Delta^2 \frac{p_c^{M_c}}{p^M}. \quad (186)$$

В некоторых случаях определением величины B' и ограничивают обработку измерений. Если же целью работы является получение коэффициента яркости r , то, обозначая угол падения солнечных лучей на данный элемент поверхности планеты через j и замечая, что освещенность этого элемента равна $\frac{E_\odot}{\Delta^2} \cos j$, легко находим:

$$r = \frac{B'}{\cos j} = r_3 \left(\frac{\pi}{8''{,}80} \right)^2 \frac{\Delta^2}{\cos j} \frac{p_c^{M_c}}{p^M}. \quad (187)$$

Техника применения описанного метода определения B и r может быть различной. Основное затруднение здесь составляет исключение рассеянного света неба, поскольку формулы (185), (186) и (187) предполагают, что экран освещается только солнечным светом, а свет неба или лучи, отраженные различными предметами, совершенно отсутствуют. Ниже будут описаны различные варианты наблюдения экрана, в той или иной мере удовлетворяющие этому условию.

1. Прямое наблюдение экрана, полностью защищенного от рассеянного света. Схема установки, которая может служить для такого наблюдения, показана на рис. 33, А. Матовый экран Э располагается на дне длинной трубки T_1 , внутри окрашенной в черный цвет и снабженной рядом кольцевых диафрагм. Отношение диаметра передней диафрагмы D_1 к ее расстоянию от экрана должно быть таким, чтобы отверстие диафрагмы было видно из центра экрана под достаточно малым углом. Чем ближе этот угол к угловому диаметру солнечного диска, тем меньше рассеянный свет от околосолнечного ореола и тем меньше систематические ошибки, вызываемые этим светом. Однако чрезмерно малые размеры диафрагмы ведут к ряду затруднений, например, к необходимости очень точно наводить трубу на Солнце в момент измерения экрана. Кроме того необходимо, чтобы солнечный диск был полностью открыт не только для центра экрана, но также и для его краев. Последнее условие можно сочетать с малыми угловыми размерами диафрагмы D_1 только в том случае, если линейные размеры этой диафрагмы и ее расстояние достаточно велики по сравнению с размерами экрана Э. Внутренние диафрагмы трубки T_1 имеют своим назначением устранять отражение света от стенок этой трубки; они должны удовлетворять условию, чтобы

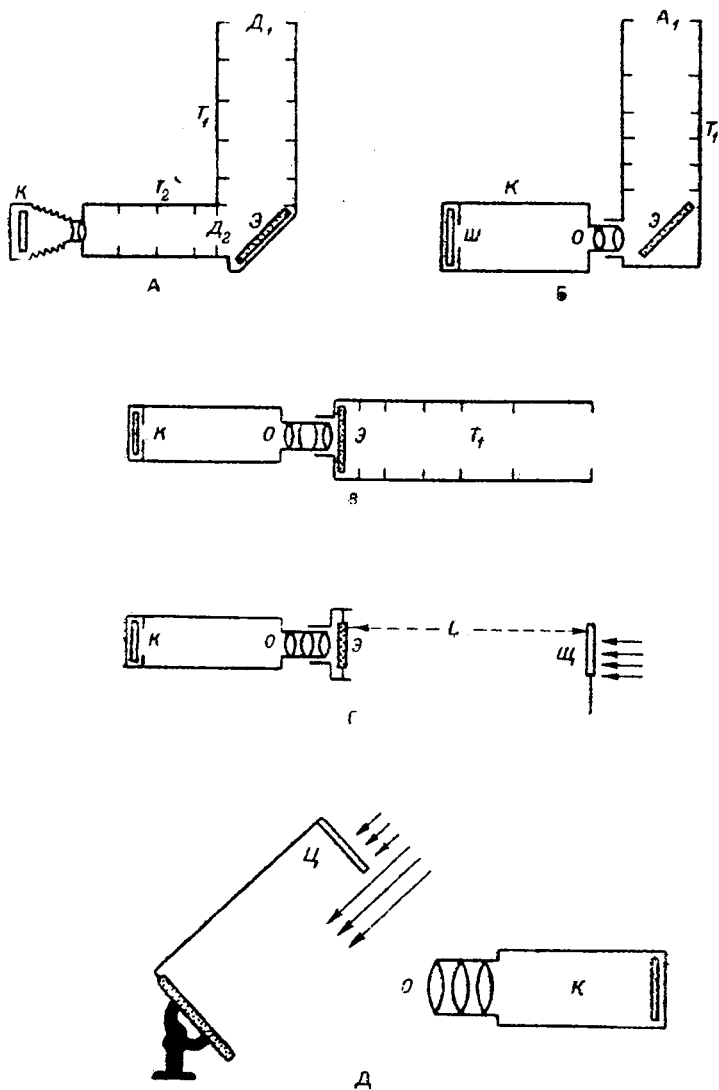


Рис. 33. Различные схемы стандартизации при помощи рассеивающего экрана.

при минимальном их числе ни из одной точки экрана не были видны стенки трубы.

Освещенный солнечными лучами экран наблюдается телескопом K через боковое отверстие D_2 трубки T_1 . Телескоп K удобнее всего сфокусировать на края диафрагмы D_2 . Поскольку недопустимо, чтобы экран \mathcal{E} получал рассеянный свет через отверстие D_2 , между этим отверстием и телескопом устанавливается защитная труба T_2 .

Описанная схема наблюдения с фотометрической точки зрения является наилучшей, однако практическое ее осуществление довольно затруднительно, особенно для телескопов с большим фокусным расстоянием. Наилучшим условием наблюдения было бы такое, при котором расстояние от объектива телескопа до диафрагмы D_2 превосходило бы главное фокусное расстояние объектива не менее, чем в 100 раз. Легко видеть, что это связано с большой длиной трубы T_2 и громоздкостью всей установки, поскольку последняя должна допускать хорошее движение по двум координатам. Поэтому указанную схему удобно применять для телескопов и камер с очень коротким фокусом, например, при работе с камерой типа „Лейка“.

2. Стандартизация при помощи отражающего экрана, расположенного непосредственно перед объективом. Затруднения, связанные с методом, описанным выше, отпадают, если расположить экран непосредственно у самого объектива, как это показано на рис. 33, Б. Трубка T_2 и диафрагма D_2 в этом случае из установки исключаются, и их место занимает короткая металлическая обойма, посредством которой труба T_1 крепится на оправе объектива. Фотометрическая интерпретация этого варианта основана на том принципе, что если площадь равномерной яркости экрана \mathcal{E} перекрывает площадь входного зрачка объектива, то получаемая в фокальной плоскости освещенность не зависит от расстояния между объективом и экраном и будет такой же, как в том случае, когда экран находится на бесконечно большом расстоянии. Этим устраняется необходимость введения каких-либо поправок за изменение фокусировки.

На практике при применении этого метода встречается одно затруднение, которое может стать источником систематических ошибок. Оно заключается в том, что экран \mathcal{E} , находясь близко от объектива телескопа O , получает заметное освещение светом, отраженным обратно поверхностью объектива. Теоретический расчет этого дополнительного освещения был бы затруднительным, поскольку объектив состоит из ряда поверхностей различной кривизны и каждый элемент экрана получает свет, отраженный всей поверхностью объектива. Поэтому получение необходимой поправки лучше всего выполнять экспериментально.

Г. А. Тиховым и Г. Г. Ленгауэром был описан метод стандартизации, очень близкий к только что изложенному. Особенностью его является диафрагма, устанавливаемая между объективом O и экраном \mathcal{E} на некотором расстоянии от объектива. В результате введения этой диафрагмы изменяется распределение яркости в фокальной плоскости камеры. Расчет освещенности пластинки авторы выполняют путем построения мнимого изображения диафрагмы и расчета освещенности от этого изображения. Строгий расчет был бы очень сложен, а потому авторы решают задачу приближенно, пренебрегая вторыми степенями отношений радиуса объектива и диафрагмы к соответствующим расстояниям. В чем заключается преимущество введения диафрагмы — авторы не объясняют.

При экране, расположенном перед объективом, засвечивается все поле зрения инструмента, что при фотографическом методе наблюдения нежелательно. Поэтому при пользовании этим методом в фокальной плоскости камеры непосредственно перед пластинкой устанавливается непрозрачный шибер $\mathcal{Ш}$ с небольшим отверстием, через которое и получается засветка требуемого размера. Пользуясь набором шиберов с различно расположенными отверстиями, можно получать на одной и той же пластинке целый ряд засветок. Это удобно для вывода коэффициента прозрачности атмосферы p_0 путем наблюдения света Солнца на разных высотах, которым обязательно должна сопровождаться стандартизация высокой точности (см. § 15).

Неудобство предыдущих двух вариантов заключается в том, что защитная трубка T_1 располагается под прямым углом к оптической оси инструмента, что на астрографах с двойными трубами исключает возможность пользоваться гидом или искателем для точного наведения на Солнце. Коленчатое устройство становится неудобным и в конструктивном отношении при больших размерах. Кроме того, при углах, близких к 45° , косинус меняется уже настолько быстро, что незначительные изменения угла падения i сопровождаются заметными изменениями освещенности экрана, а потому угол i должен быть известен с точностью порядка нескольких десятых градуса, что технически может быть затруднительным. Перечисленные недостатки устраняются в вариантах, к описанию которых мы теперь переходим.

3. Стандартизация при помощи просвечивающего экрана перед объективом. Тонкий экран из рассеивающего материала направляет свет не только назад, т. е. в сторону источника, но и вперед, благодаря чему обратная сторона приобретает некоторую яркость. Такая яркость обладает теми же свойствами, что и отраженная яркость (в частности — ортотроп-

ностью в известных пределах) и потому может быть использована для стандартизации по описываемому методу.

В качестве материала для экранов удобнее всего применять молочное стекло; хорошие результаты можно получить также с молочным целлулоидом. Поскольку требуется, чтобы коэффициент яркости экрана во всех точках был одинаков, желательно, чтобы молочное стекло было строго плоско-параллельным, а потому лучше пользоваться пластинками с шлифованными поверхностями. Экран, как и в предыдущих случаях, помещается на дне защитной трубки T_1 (рис. 33, В) с диафрагмами, которая посредством специальной обоймы укрепляется либо на оправе объектива, либо на переднем конце трубы телескопа. Очевидно, что труба T_1 оказывается прямым продолжением последней, что доставляет ряд удобств как в отношении конструирования, так и при выполнении наблюдений. В частности, при наблюдении Солнца телескоп направляется прямо на него, что дает точность наведения и гидирования, намного превосходящую потребность. В описываемом методе погрешности, связанные с неточным знанием угла падения i , практически отсутствуют, так как падение лучей на экран происходит нормально. Однако погрешность, связанная с обратным отражением света, будет такой же, как и в предыдущем методе, а потому ее надо исключать специальным исследованием.

На больших телескопах устройство защитной трубы T_1 связано с значительными техническими затруднениями, так как такая труба, если, например, пойти на угол поля зрения передней диафрагмы в $45'$, будет в 10 раз превосходить длину самого инструмента. Такой длины труба обычно не помещается в куполе башни и должна высовываться из люка наружу; ее устройство и крепление на трубе телескопа весьма затруднительно. Поэтому на инструментах с большим отверстием объектива описанные выше методы, связанные с применением защитной трубы, нужно признать мало пригодными.

4. Стандартизация при помощи открыто расположенного просвечивающего экрана. Если нет возможности устроить защитную трубу, то стандартизация при помощи просвечивающего экрана может быть выполнена следующим образом. Экран располагается перед объективом без всякой защиты от рассеянного света. Его яркость b_3 в этом случае складывается из двух частей: яркости b_{30} , обусловленной освещенностью от прямых солнечных лучей, и яркости b_{3p} , обусловленной рассеянным светом от неба и окружающих предметов. Наблюдение состоит в том, что сначала выполняется измерение при полном освещении экрана, что дает яркость b_3 . Затем экран затеняется от прямых солнечных лучей при помощи круглого щитка Ш, располагаемого на достаточно большом расстоянии от экрана на специальной штанге

(рис. 33, Г), и производится новое измерение, которое теперь дает яркость $b_{эр}$. Нужная нам яркость $b_{эс}$ находится путем вычитания:

$$b_{эс} = b_{э} - b_{эр}.$$

Фотометрически наилучшими будут такие условия затенения экрана, при которых щиток III, закрывая весь диск Солнца, оставляет свободным возможно большую часть околосолнечного ореола. Это условие будет осуществляться тем полнее, чем дальше от объектива расположен щиток. Размеры щитка должны быть такими, чтобы весь экран Э был покрыт полной тенью.

На телескопах среднего размера удобно крепить штангу, несущую щиток, к корпусу телескопа (как это изображено на рис. 33, Г). В этом случае наблюдатель надвигает и убирает щиток, поворачивая штангу от окулярного конца инструмента. На длиннофокусных телескопах пришлось бы делать штангу слишком длинной, что нарушало бы ход часового механизма инструмента и вызывало бы тряску, связанную с порывами ветра. В этом случае выгоднее крепить штангу с экраном к краю люка купола. Управление экраном в этом случае ведет помощник наблюдателя, расположенный на крыше купола.

5. Наблюдение свободно расположенного экрана. Применение метода затенения, описанного выше, дает весьма удобный метод стандартизации, основанный на наблюдении фокального изображения экрана, расположенного на большом расстоянии от телескопа. Экран располагается на штативе, головка которого позволяет вращение по двум координатам, и при помощи специального теневого визира устанавливается нормально к солнечным лучам. Телескоп наводится на экран и экран наблюдается сначала при полном освещении, а затем затененный щитком (рис. 33, Д). Дальнейшая обработка выполняется, как в предыдущем случае. При фотографическом методе наблюдения еще удобнее одновременно фотографировать два одинаковых экрана, из которых один освещен Солнцем, а другой затенен, или один большой экран, половина которого занята тенью щитка. При наблюдении по этому методу наблюдатель должен иметь помощника, управляющего экраном.

Удобство изложенного метода состоит в том, что установленный независимо от телескопа экран может быть расположен на таком расстоянии, что его можно наблюдать при фокусе, установленном на бесконечность. При длиннофокусных телескопах расстояние до экрана приходится доводить до нескольких сотен метров, что связано с опасностью возникновения систематических ошибок, обусловленных экстинкцией в слое воздуха между

инструментом и экраном. Правда, эффект воздушной дымки в значительной мере компенсирует действие экстинкции, и притом тем в большей степени, чем ближе яркость экрана к яркости неба у горизонта.¹ Во всяком случае, применять данный метод стандартизации следует только при хорошей прозрачности приземного слоя воздуха.

Методы, основанные на затенении экрана, имеют по сравнению с другими тот недостаток, что в них яркость экрана \mathcal{E} получается из двух отдельных измерений, что несколько снижает точность.

§ 34. Определение коэффициента яркости рассеивающего экрана

В качестве основной постоянной при определении яркости по способам стандартизации, описанным в предыдущих параграфах, служит коэффициент яркости рассеивающего экрана. Этот коэффициент должен быть определен с наибольшей возможной точностью для того комплекса лучей (комбинация приемника и фильтра) и для того сочетания углов падения и отражения лучей, при которых ведется наблюдение экрана во время стандартизации.

Рассеивающий экран, применяемый для стандартизации, по возможности должен удовлетворять нижеследующим условиям: 1) плоская поверхность, 2) постоянство коэффициента яркости по всей поверхности, 3) неизменность коэффициента яркости с течением времени: стойкость в отношении влаги, колебаний температуры и других атмосферных влияний, 4) ортотропность, 5) нейтральность. Удовлетворить всем этим требованиям одновременно не представляется возможным, а потому в зависимости от условий работы экрана приходится отдавать предпочтение либо тем, либо иным его характеристикам. Например, в тех случаях, когда приходится пользоваться разными сортами приемников и большим количеством светофильтров, исследование экранов для каждой комбинации приемника и фильтра заняло бы слишком много времени, а потому в этом случае нейтральность является наиболее полезным свойством. Нейтральность является обязательным качеством также для экрана, посредством которого сравнивается радиация различного спектрального состава, ибо коэффициент яркости селек-

¹ Это следует из общей формулы изменения яркости объекта в приземном слое воздуха, где видимая яркость объекта B' связана с истинной B равенством:

$$B' = Be^{-\alpha l} + B_n(1 - e^{-\alpha l}).$$

Здесь B_n — яркость неба у горизонта, α — коэффициент экстинкции, а l — толщина слоя. [см. формулу (103)].

тивного экрана меняется не только со спектральной чувствительностью приемника, но и с распределением энергии в спектре освещающего лучистого потока.

Пусть для участка спектра $\lambda, \lambda + d\lambda$ коэффициент яркости экрана равен $r(\lambda)$. Обозначая спектральную чувствительность приемника через $S(\lambda)$, а спектральное распределение освещающего потока через $j(\lambda)$, для значения коэффициента яркости r в смешанном свете получим выражение:

$$r = \frac{\int r(\lambda) j(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int j(\lambda) S(\lambda) d\lambda}. \quad (188)$$

Из этого равенства видно, что величины $j(\lambda)$ и $S(\lambda)$ влияют на значение r в совершенно одинаковой мере.

Исследования показывают, что наибольшей степенью нейтральности обладают материалы, альbedo которых близко к единице, как, например, окись магния, серноокислый барий и свежесвыпавший снег. Это и понятно, поскольку при отсутствии заметного поглощения в интегральных лучах не может быть значительного поглощения и для монохроматической радиации. К сожалению, перечисленные материалы очень непрочны. Что касается темных пигментов, применение которых в некоторых случаях выгоднее белых, то, как показывают исследования Е. Л. Кринова и некоторых других авторов, их селективность всегда оказывается довольно значительной.

Проверка нейтральности экранов представляет собою сравнительно сложное дело, так как для ее выполнения необходимы абсолютные измерения коэффициентов яркости для монохроматических лучей или по крайней мере для узких участков спектра, вырезанных светофильтрами. Методы таких измерений описываются в трудах по спектрофотометрии. Если интерес представляет только видимый участок спектра, то весьма тонкий и чувствительный метод качественного испытания экранов на селективность дает визуальное цветовое сравнение света, идущего непосредственно от источника, со светом, отраженным от экрана, выполняемое посредством фотометрического куба (см. § 19).

Условие ортотропности становится важным в тех случаях, когда экран освещается или наблюдается под различными углами. Это имеет место, например, при стандартизации по варианту (5) параграфа 33, где экран освещается всегда нормально, но наблюдается под разными углами. Опытами обнаружено, что при очень косых углах достаточной степенью ортотропности не обладает ни один из материалов. В частности, такие материалы, как окись магния, шероховатый фарфор, гипс и даже образцовые баритовые

пластинки ВНИИМа, показывают более или менее удовлетворительную ортотропность лишь при малых и средних углах падения, в то время как при больших углах у них наблюдаются огромные отступления от закона Ламберта в сторону увеличения яркости в направлении зеркально отраженного луча. Таким образом, исследование индикатриссы рассеивания для стандартизационных экранов очень важно. Технически оно с удобством выполняется при помощи яркомера ВНИИМа, снабженного специальным поворотным штативом, позволяющим освещать и наблюдать образец под всевозможными углами, или другого аналогичного приспособления.

В отношении прочности и стойкости на первом месте следует поставить молочное стекло, которое практически совсем не поддается воздействию влаги, ветра, солнечных лучей и колебания температуры, а в случае загрязнения легко отмывается. Его удобнее всего применять в качестве просвечивающего экрана, однако куски большой толщины могут употребляться и в качестве отражающих экранов при условии, что их поверхность покрыта достаточно хорошим матом. В обоих случаях отступления от закона косинусов будут очень значительны, а потому пользоваться стеклянными экранами можно только для тех схем, где ортотропность не требуется. К тому же молочные стекла обладают и значительной селективностью, особенно в ультрафиолетовой части спектра. Из других материалов, отличающихся прочностью, можно назвать шероховатый фарфор, который, однако, загрязняется легче, а отмывается труднее, чем стекло, а также белый мрамор.

Абсолютное измерение коэффициента яркости рассеивающего экрана может выполняться различными способами. Здесь мы ограничимся описанием двух методов, из которых один может быть назван методом сравнения освещенностей, а другой — методом сравнения яркостей.

1. Метод сравнения освещенностей. Фотометрический прибор, используемый при этом методе, должен быть устроен так, чтобы при его помощи можно было находить отношение E_1/E_2 двух освещенностей E_1 и E_2 , поступающих на приемный экран инструмента в виде пучка слабо расходящихся и практически нормальных к этой плоскости лучей. Это может быть визуальный иллюминометр той или другой конструкции, кассета с фотографической пластинкой, устроенная так, чтобы можно было поочередно засвечивать небольшие участки этой пластинки, фотоэлемент, спектрограф с матовым стеклом перед щелью и т. п. Необходимо, чтобы прибор, обладая достаточной абсолютной чувствительностью, позволял измерять сравнительно слабые освещенности.

Фотометрический прибор Φ устанавливается на фотометрической скамье C (рис. 34, А), по которой можно перемещать стандартную лампу накаливания L , сила света I которой на протяжении эксперимента должна оставаться постоянной. В этом положении делается измерение освещенности E_1 , выражаемой очевидной формулой:

$$E_1 = \frac{I}{L_1^2}, \quad (189)$$

где L_1 — расстояние светового тела лампы L до приемного экрана прибора Φ . После этого на скамье устанавливается испытуемый экран \mathcal{E} (рис. 34, Б) и притом в таком положении, чтобы угол падения лучей лампы на его плоскость имел заданное значение i .

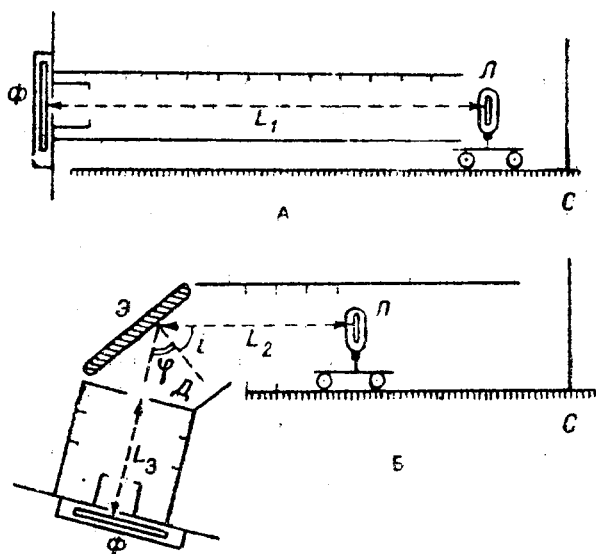


Рис. 34. Схема абсолютного определения коэффициента яркости по методу сравнения освещенности.

Сбоку от экрана устанавливается прецизионная диафрагма D , площадь s которой точно известна. Фотометр Φ располагается на оси этой диафрагмы, причем направление этой оси должно составлять с нормалью к плоскости экрана \mathcal{E} заданный угол отражения φ и лежать в плоскости, составляющей с плоскостью падающего луча $L\mathcal{E}$ двугранный угол ϑ . Фотометр в этом положении измеряет освещенность E_2 , создаваемую на его приемной плоскости

светом, отраженным от участка экрана Э, ограниченного диафрагмой Д. Эта освещенность, как нетрудно видеть, будет выражаться формулой

$$E_2 = B \frac{s}{L_2^2} = rI \frac{s}{L_2^2 L_3^2} \cos i, \quad (190)$$

где L_2 — расстояние ЛЭ светового тела лампы Л от экрана, а L_3 — расстояние приемной плоскости фотометра от диафрагмы Д. Разделив равенства (190) и (189) друг на друга и решая полученное выражение относительно искомого значения коэффициента яркости r , получаем:

$$r = \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{L_2^2 L_3^2}{L_1^2 s \cos i}. \quad (191)$$

Вычисленное по этой формуле значение r будет отнесено к стерадиану, как единице телесного угла; если желательно его отнести к общепринятой системе, в которой за единицу принимается коэффициент яркости абсолютно белой поверхности, то полученное число необходимо умножить еще на π .

При практическом выполнении эксперимента по описанной схеме очень важное значение имеет надежная защита приемного экрана фотометра и изучаемого экрана Э от постороннего света, рассеиваемого и отражаемого окружающими предметами и частями установки. Для этой цели на путях ЛФ в первом измерении и на путях ЛЭ и ДФ во втором устанавливаются защитные трубы, изнутри покрашенные матовой черной краской и снабженные рядом кольцевых диафрагм, задерживающих отраженные лучи.

2. Способ сравнения яркостей. Источник света, применяемый при этом способе, должен представлять собою светящуюся поверхность площади s , яркость B которой одинакова во всех точках, постоянна во времени и достаточно велика по абсолютному значению. Технически это может быть светонепроницаемая металлическая камера К (рис. 35, а), на одной из стенок имеющая отверстие Д, закрытое молочным стеклом М, освещенным с обратной стороны лампой Л, расположенной внутри камеры. Осветитель устанавливается на фотометрической скамье С и освещает экран Э, надежно защищенный от всякого постороннего света. Расстояние L от экрана до диафрагмы Д и угол падения лучей i должны быть известны.

Фотометрический прибор Ф, устроенный так, что при его помощи можно находить отношение двух яркостей b_1/b_2 , направляется на освещенный экран Э по нужному направлению ЭФ. Выполненное при помощи этого прибора измерение дает значение

яркости $b_э$ экрана, выраженное в произвольных единицах и определяемое формулой:

$$b_э = cB_э = cr \frac{Es}{L^2} \cos i. \quad (192)$$

После этого фотометрический прибор Φ направляется непосредственно на осветитель (рис. 35, б) и выполняется измерение яркости b последнего:

$$b = cB.$$

Отсюда коэффициент яркости r легко вычисляется по формуле:

$$r = \frac{b}{b_э} \cdot \frac{L^2}{s \cos i}. \quad (193)$$

Серьезным практическим затруднением при использовании такого метода является то обстоятельство, что яркость B будет превосходить яркость $B_э$ в 1000 или более раз, так что для измерения может быть использован только такой прибор, который позволяет перекрывать с достаточной точностью такие большие интервалы яркостей.

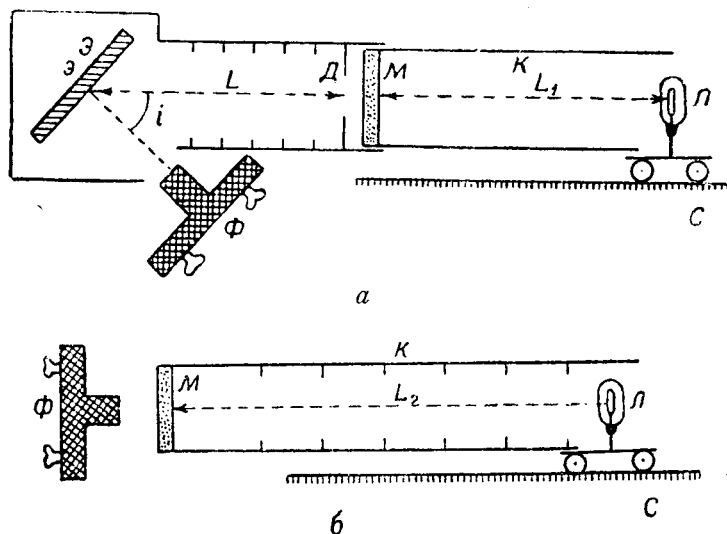


Рис. 35. Схема абсолютного определения коэффициента яркости по методу сравнения яркости.

3. Комбинированный метод. На практике весьма удобным оказался способ определения r , представляющий собою комбинацию двух предыдущих. Он состоит в следующем.

Лампа L (рис. 35, *a*) с расстояния L_1 освещает однородное гладкое молочное стекло M . За последним установлена прецизионная диафрагма D , ограничивающая участок стекла M , освещающий испытуемый экран \mathcal{E} . На последний с нужного направления обращен фотометрический прибор Φ , позволяющий сравнивать яркости. В этом положении измеряется яркость b_a , выражаемая равенством:

$$b_a = cr r_m \frac{Is}{L_1^2 L^2} \cos i,$$

где r_m — коэффициент яркости молочного стекла M , s — площадь диафрагмы D , а L — расстояние $D\mathcal{E}$ этой диафрагмы от экрана.

После этого часть установки с экраном \mathcal{E} удаляется и на ее место ставится фотометрический прибор Φ . Последний направляется непосредственно на молочное стекло M , освещаемое лампой L , отодвинутой теперь на расстояние $LM = L_2$, значительно (раз в 30) превосходящее L_1 (рис. 35, *b*). Яркость b , измеряемая в этом положении, будет:

$$b = cr_m \frac{I}{L_2^2}.$$

Из отношения яркостей b/b_a , измеренного прибором Φ , получаем:

$$r = \frac{b}{b_a} \cdot \frac{L^2 L_1^2}{s L_2^2 \cos i}, \quad (194)$$

причем расстояния L_1 , L_2 и L , можно подобрать так, чтобы отношение b/b_a мало отличалось от единицы и потому легко могло быть измерено любым прибором.

Способы измерения коэффициента яркости r , описанные выше, можно назвать абсолютными. Их применение, связанное с большой затратой времени и труда, требует хорошо оборудованной фотометрической лаборатории и дает результат желательной точности лишь в руках опытного фотометриста. Эти обстоятельства заставляют ограничивать их применение исследованием лишь небольшого количества экранов, используемых в дальнейшем в качестве эталонов или образцов отражательной способности для определения коэффициента яркости ряда рабочих экранов, непосредственно применяемых при полевой или обсерваторской работе. Таким образом, для рабочих экранов коэффициент яркости определяется относительным методом, который состоит в следующем.

Пусть имеем образцовый экран с известным значением коэффициента яркости r_a . Помещаем его в условия освещения, по возможности близкие к тем, при которых будет применяться исследуемый рабочий экран. При помощи фотометрического прибора

надлежащего устройства измеряем его яркость $b_a = cr_a E$. Затем, сохраняя условия освещения неизменными, помещаем на место образцового экрана испытуемый экран и выполняем измерение его яркости $b = crE$. Теперь искомое значение коэффициента яркости r находится по формуле:

$$r = r_a \frac{b}{b_a}. \quad (195)$$

В тех случаях, когда в распоряжении экспериментатора нет образцового экрана со значением r_a , надежно определенным одним из абсолютных методов, приходится прибегать к материалам, для которых значение r считается заранее известным. Чаще всего пользуются жженой магнезией (окись магния MgO), для которой значение r обычно принимается равным 0,98. Практическое применение этого материала состоит в том, что плоский экран белого цвета (гипс, серебро, фарфор) покрывается окисью магния путем копчения в пламени горящего металлического магния. Необходимо, чтобы слой магнезии был совершенно гладким и ровным и имел толщину не менее 0,2 мм. Поскольку такой слой является крайне непрочным и легко загрязняется, а также легко осыпается от толчков и сотрясений, копчение в пламени магния надо повторять перед каждым употреблением экрана.

Из других материалов в качестве приближенного стандарта коэффициента яркости используется углекислый магний $MgCO_3$ и сернокислый барий $BaSO_4$. Химически чистый порошкообразный материал такого состава насыпается тонким ровным слоем и слегка прессуется матовым стеклом, после чего получается гладкая, ровная поверхность с коэффициентом яркости порядка 0,96—0,97. В крайних случаях можно пользоваться поверхностью свежего, чистого снега, для которого r можно принять равным 0,98.

§ 35. Фотометрическая стандартизация по методу сравнения яркости с освещенностью

Яркость поверхности, выраженная в солнечных единицах, может быть получена путем раздельного измерения яркости поверхности и освещенности солнечными лучами в точке наблюдения. В этом случае значение яркости B получается на основании равенства (111):

$$B = E,$$

полученного нами в § 13 как следствие определения „второй солнечной единицы“.

Наблюдения по этому способу ведутся посредством двух различных приборов, из которых один служит для измерения яркости,

а другой — освещенности. Пусть объект, яркость которого под-
лежит определению, наблюдался при воздушной массе M_1 , причем
коэффициент прозрачности атмосферы был p_1 . В результате на-
блюдения получено видимое значение яркости этого объекта b'_1 ,
выраженное в каких-то произвольных единицах. Если истинное
значение яркости объекта, выраженное в тех же единицах, обо-
значить через b_1 , то будем иметь равенство:

$$b'_1 = b_1 p_1^{M_1}. \quad (196)$$

Измерение освещенности прямыми лучами Солнца дает некоторое
видимое значение e'_2 , выраженное также в произвольных и притом
в других (по отношению к b'_1) световых единицах. Обозначим
через e_2 значение солнечной освещенности в тех же единицах на
единице расстояния от Солнца и без атмосферной экстинкции.
Если воздушная масса Солнца в момент наблюдения была M_2 ,
его параллакс — π , а значение коэффициента прозрачности — p_2 , то
получаем равенство

$$e'_2 = e_2 p_2^{M_2} \left(\frac{\pi}{8'' , 80} \right)^2. \quad (197)$$

Для того чтобы воспользоваться такими наблюдениями для
получения абсолютного значения яркости B , необходимо еще знать
множитель K , связывающий между собою те произвольные единицы,
в которых у нас получены значения b и e . Обозначим через b_2
значение некоторой яркости, отнесенное к той единице светового
потока, в которой выражено e_2 .

Тогда значение K определяется из условия:

$$b_2 = K b_1.$$

Имея K , можем вычислить искомое значение B по формуле:

$$B = \frac{b_2}{e_2} = \frac{K b'_1}{e_2} \cdot \frac{p_2^{M_2}}{p_1^{M_1}} \left(\frac{\pi}{8'' , 80} \right)^2. \quad (198)$$

Если в методах, связанных с применением рассеивающего экрана,
основной фотометрической константой служил коэффициент
яркости, то здесь такую же роль играет коэффициент K , связы-
вающие световые системы двух фотометрических приборов. Опре-
деление этого коэффициента может быть выполнено различным
путем и, в частности, при помощи следующего эксперимента.

Имеем поверхность равномерной, постоянной во времени и
достаточно большой яркости B_0 . Практически это может быть,
например, металлическая камера с лампой накаливания внутри и

окошком, закрытым молочным стеклом, которая служит эталоном лабораторной единицы яркости и которая будет описана в § 36 и изображена на рис. 38, а также на рис. 35. Определяем яркость b_{01} этой поверхности посредством первого прибора в присущих ему световых единицах. Затем располагаем перед поверхностью B_0 диафрагму с точной известной площадью отверстия s , а на расстоянии L от плоскости этой диафрагмы устанавливаем приемный экран второго прибора, после чего измеряем полученную в нем освещенность e_{02} , выраженную в единицах этого прибора. Если яркость B_0 в соответствующих этой освещенности единицах обозначить через b_{02} , то будем иметь соотношение:

$$e_{02} = \frac{b_{02}s}{L^2} = \frac{Kb_{01}s}{L^2}, \quad (199)$$

откуда для K получаем выражение:

$$K = \frac{e_{02}L^2}{b_{01}s}. \quad (200)$$

Если описанный метод стандартизации применяется при визуальных наблюдениях, то для измерения солнечной освещенности может быть использован один из многочисленных визуальных переносных фотометров, как, например, фотометр Вебера или тубус-фотометр, а при наблюдениях малой точности — люксметр ВООМП, на котором обычная белая пластинка заменена специальной приемной трубкой с матовым или молочным стеклом на дне и рядом диафрагм внутри. Все перечисленные инструменты имеют систему ослабителей (фильтров, сеток), позволяющую выполнять измерение как слабых освещенностей, так и очень сильных, что делает возможным их применение к наблюдению солнечного света и представляет большие удобства при определении постоянной K , поскольку последнее связано с измерением слабого света от яркости B_0 . Еще удобнее фотометры, специально предназначенные для наблюдения солнечного света. Таким является, например, клиновой солнечный фотометр, построенный В. В. Шароновым, а особенно — универсальный клиновой фотометр, сконструированный тем же автором. Малые размеры и удобство применения перечисленных приборов сильно упрощают стандартизацию по рассматриваемому методу.

Применение этого метода к случаю фотографических наблюдений наталкивается на то затруднение, что хороших приборов для измерения солнечной освещенности фотографическими методами в распоряжении наблюдателя обычно не имеется. Однако такой прибор легко может быть построен по нижеследующей схеме.

Обыкновенная фотографическая камера K (рис. 36), у которой отвинчен объектив, но оставлен затвор, присоединена к трубе T_2 с диафрагмами внутри. Последняя диафрагма D должна быть меньше остальных; желательно, чтобы она могла заменяться и чтобы площадь ее была известна. На конец трубки T_2 насаживается приемное устройство, состоящее из камеры A , белого рассеивающего экрана \mathcal{E} и защитной трубки T_1 , ограничивающей

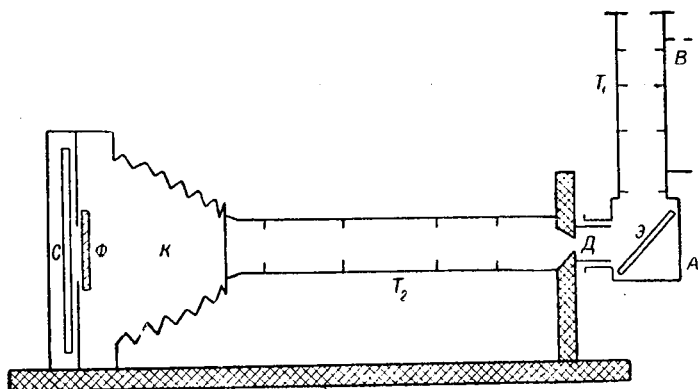


Рис. 36. Схема фотографического гллюинометра.

участок неба, видимый от экрана \mathcal{E} , пределами ближайших окрестностей солнечного диска. Камера A должна удобно вращаться вокруг оси трубки T_2 . Легко видеть, что освещенность e , получаемая участком пластинки C в камере K , будет выражаться следующим равенством:

$$e = rE \frac{s}{L^2} \cos i,$$

где E — освещенность солнечными лучами на нормальной к ним плоскости, s — площадь диафрагмы D , L — ее расстояние от светочувствительного слоя, r — коэффициент яркости экрана \mathcal{E} , а i — угол падения лучей. Подбирая соответствующую площадь диафрагмы D , всегда можно добиться таких условий освещения пластинки, чтобы засветка от солнечных лучей имела надлежащую интенсивность при той же выдержке, с которой фотографируется объект на астрографе. При определении множителя K необходимо воспользоваться диафрагмой большего отверстия.

Описанный метод стандартизации был предложен В. В. Шароновым и использован им как для наблюдения небесных тел, так и для исследований земных образований.

§ 36. Получение яркости небесного тела, выраженной в визуальных лабораторных единицах

Лабораторные единицы яркости — стильбы, ламберты и апостильбы — относятся к визуальной системе световых величин, а потому и пользоваться ими нужно в первую очередь в фотометрии визуальной. Техника определения яркости небесного тела, выраженной в таких единицах, состоит в том, что при помощи визуального телефотометра находится отношение b/b_0 видимой яркости объекта b к яркости b_0 некоторого искусственного источника света, абсолютное значение B_0 которой известно. Если воздушная масса для небесного светила в момент наблюдения равна M , а коэффициент прозрачности атмосферы — p , то абсолютное значение яркости B объекта вычисляется по формуле:

$$B = B_0 \frac{b}{b_0} \frac{1}{p^M}.$$

При пользовании таким методом значение коэффициента прозрачности p должно быть найдено с большой точностью, поскольку в расчет входит абсолютное значение коэффициента пропускания всей толщи атмосферы, что и составляет основной недостаток метода.

Образцовый прибор, представляющий собою поверхность постоянной и известной яркости, может быть устроен различным образом. Укажем следующие четыре варианта конструкции такого прибора.

1. Стандартный прибор в виде фонаря. Прибор представляет собой камеру, содержащую внутри одну или несколько ламп накаливания, сила света которых поддерживается строго постоянной (см. § 22). Лампы освещают некоторую рассеивающую поверхность. Равномерно освещенный участок этой поверхности, видимый через отверстие в стенке камеры, и представляет собою эталон яркости.

На рис. 37 изображена схема образцового прибора яркости, сконструированного НИИМом. Прибор представляет собою шарообразную камеру A , выкрашенную изнутри матовой белой краской. Внутри камеры находятся две эталонных лампы L и белый орто-

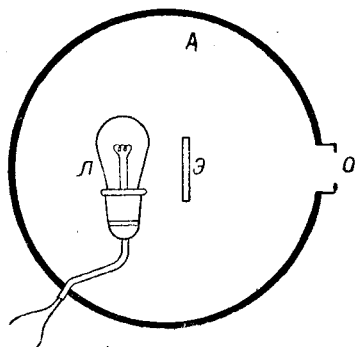


Рис. 37. Схема эталонного прибора яркости ВНИИМа.

тропный экран Э. Поверхность этого экрана, обращенная в сторону, противоположную лампам, и потому равномерно освещаемая только светом, рассеянным внутри шара, видна через отверстие O в стенке шара. Ее яркость составляет около 0,1 стильба и сохраняется неизменной в пределах $\pm 0,3\%$.

На рис. 38 представлена схема образцового прибора яркости, сконструированного фотометрической лабораторией АОЛГУ и предназначенного для полевых и обсерваторских работ. Лампа накаливания L , часть стенки колбы A которой заматирована, находится внутри цилиндрической камеры K . Лампа освещает молочное стекло M , участок которого, ограниченный диафрагмой O , и составляет поверхность стандартной яркости. Пластика Φ представляет собою синий светофильтр.

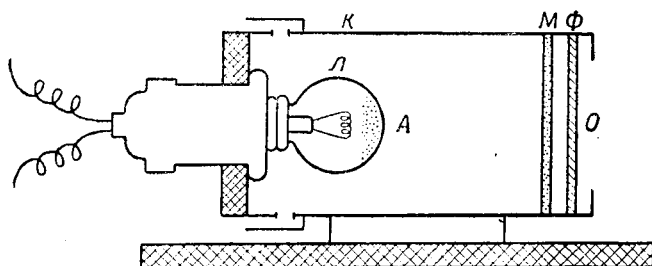


Рис. 38. Образцовый прибор яркости системы АОЛГУ.

Определение яркости эталонов описанного типа производится путем измерения их силы света. Для этой цели прибор ставится на фотометрическую скамью и перед его окошком располагается прецизионная диафрагма, площадь s которой точно известна. Сила света участка поверхности, ограниченного диафрагмой, определяется обычным путем через сравнение с силой света образцовых ламп. После этого яркость B вычисляется по формуле:

$$B_{сб.} = \frac{I(cb)}{s(cm^2)}. \quad (201)$$

2. Стандартный прибор с отражающим экраном. Установка состоит из образцовой лампы накаливания, сила света I которой известна, и образцового экрана, для которого известно значение коэффициента яркости r . Экран устанавливается на строго постоянном расстоянии L от светового тела лампы и притом так, чтобы всякого рода посторонний или рассеянный свет был совершенно исключен. Если угол падения лучей лампы на

экран равен i , то яркость B экрана может быть вычислена по формуле:

$$B = r \frac{I}{L^2} \cos i. \quad (202)$$

На практике часто довольствуются экраном, покрытым магниезией, принимая для него $r = 0,98$, что, однако, приводит к результатам лишь умеренной точности (см. § 34).

3. Пламенный ацетиленовый эталон. Для целей фотографической фотометрии и сенситометрии был сконструирован также пламенный эталон яркости, который представлял собой определенным образом устроенную ацетиленовую горелку. Участок пламени этой горелки, ограниченный диафрагмой, площадь которой равна одному квадратному сантиметру, служит одновременно эталоном яркости, силы света и цветовой температуры.

4. Фосфоресцирующие экраны. Некоторые фосфоресцирующие краски обладают достаточно постоянным свечением на протяжении долгих промежутков времени, что позволяет применять покрытые ими экраны в качестве стандартов яркости. Недостатком является очень малая абсолютная яркость и сильная окрашенность, обычно в зеленый цвет.

Кроме перечисленных, в качестве образца или эталона яркости могут быть использованы и многие другие осветительные приборы, как, например, лампа накаливания с молочной колбой (при достаточной однородности последней), светильник, представляющий собой шар или куб из молочного стекла с лампой внутри, люминесцентная лампа дневного света и др.

Сравнение небесных светил с лабораторными эталонами яркости крайне затрудняется различием в цвете, поскольку излучение ламп накаливания, работающих в эталоне, обычно имеет цветовую температуру от 2000 до 3000° и потому в сравнении с небесными объектами представляется красноватым. Для устранения этого затруднения на пути лучей от эталона надлежит помещать голубой светофильтр, подобранный так, чтобы различие в цвете оказывалось минимальным. Для этой цели наиболее подходят специальные фильтры „дневного света“, изготовляемые либо из окрашенного стекла, либо из желатины, содержащей анилиновые красители, подобранные по специальному рецепту. Поглощение в фильтре ослабляет свет эталона, а потому при расчете яркости по формулам (201) и (202) необходимо еще добавить в эти формулы множитель T , равный коэффициенту пропускания фильтра. Непосредственное измерение этого множителя при помощи обыкновенного фотометра не может быть сделано, поскольку атому

препятствует разность в цвете. Поэтому здесь приходится применять один из следующих трех специальных путей.

1. Метод последовательных ступеней. Подбирается ряд фильтров последовательно убывающей окраски. Прозрачность изучаемого фильтра сравнивается с прозрачностью фильтра, наименее от него отличающегося, последнего — со следующим и т. д. Каждое сравнение выполняется при небольшой разнице в цвете, а коэффициент пропускания T находится как произведение всех найденных отношений.

2. Метод мигающего фотометра. Состоит в применении специального прибора, описываемого в руководствах по визуальной фотометрии и позволяющего сравнивать световые потоки при любой разнице в цвете.

3. Метод спектрального расчета. Светофильтр измеряется на спектрофотометре той или иной системы, что дает спектральные коэффициенты пропускания $T(\lambda)$ для ряда значений длины волны λ . После этого коэффициент пропускания T для смешанного света находится по общей формуле:

$$T = \frac{\int T(\lambda) j(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int j(\lambda) V(\lambda) d\lambda}, \quad (203)$$

причем при достаточно частом ряде значений λ (например, через 10 м μ) вычисление интегралов сводится к простому суммированию („формула трапеции“):

$$T = \frac{\sum T(\lambda) j(\lambda) V(\lambda)}{\sum j(\lambda) V(\lambda)}. \quad (204)$$

Следует иметь в виду, что описанные способы определения T неравнозначны: первые два дают результат, отнесенный к зрению наблюдателя, выполняющего измерение, которое характеризуется своей индивидуальной кривой $V(\lambda)$; третий метод дает результат, отнесенный к той стандартной кривой $V(\lambda)$, с которой сделан расчет.

Наблюдение эталона телефотометром может быть выполнено одним из следующих трех методов.

1. Эталон помещается на далеком расстоянии от телескопа (например, на какой-нибудь башне или вышке) и наблюдается ночью при том же положении фокуса инструмента, что и небесные светила. Такой способ принципиально является наиболее правильным, но при длиннофокусных инструментах эталон приходится помещать так далеко, что на результат измерения начинает влиять атмосферная экстинкция (см. § 33).

2. Эталон, рабочая поверхность которого больше площади отверстия объектива, располагается вплотную перед последним,

что дает в поле зрения яркость такую же, как если бы эталон находился на бесконечно большом расстоянии. Источником погрешностей при этом методе является освещение рабочей поверхности эталона лучами, отраженными обратно стеклами объектива.

3. Фотометр отвинчивается от телескопа и эталон располагается непосредственно перед кубом, приблизительно на месте фокального изображения объекта. При этом наименее надежном, но удобном методе необходимо вводить в дальнейший расчет коэффициент пропускания объектива, который должен быть определен из специального эксперимента.

§ 37. Применение лабораторных эталонов для стандартизации фотографических и фотоэлектрических наблюдений

Переходя к вопросу о применении лабораторных единиц яркости к результатам измерения объективными методами, мы напомним, что специальных фотографических и фотоэлектрических единиц яркости в настоящее время не существует. Поэтому в тех случаях, когда хотят отнести значение яркости, измеренное фотографическим или фотоэлектрическим путем, к лабораторной системе единиц, исходят из визуальной единицы яркости, причем принимают, что единица яркости для примененной фотометрической системы совпадает с визуальной при некотором стандартном распределении энергии по спектру. Из этого следует, что образцовый прибор яркости, применяемый для такого рода наблюдений, должен быть в то же время и стандартом спектрального распределения, соответствующего некоторой заданной кривой.

Разработка эталонов силы света, обладающих распределением энергии по спектру, во-первых, строго стандартным и, во-вторых, близким к радиации природных источников радиации (Солнце), была выполнена в связи с задачами практической сенситометрии.

Разными авторами в разное время предлагались различные стандарты в качестве того „нормального“ солнечного света, которому должен соответствовать лабораторный эталон. Первоначальная кривая, предложенная Абботом и представлявшая собою среднее арифметическое из полученных кривых распределения энергии в спектре Солнца для июня и декабря, подвергалась, с одной стороны, критике, а с другой — расширению в сторону ультрафиолетовой и инфракрасной частей спектра. На основании тех же наблюдательных материалов Смитсоновской астрофизической обсерватории Джисоном, Мунгом, а в новейшее время — М. В. Савостьяновой предлагались различные кривые в качестве стандарта солнечного света. Сводка некоторых таких предложений дается в лаб. XIII. С другой стороны, Дэвисом и Джисоном, а также

Таблица XIII

Распределение энергии по спектру для естественной освещенности

λ нм	Прямые лучи Солнца		Освещенность горизонтальной плоскости			Искусственные источники дневного света			
	вне атмосферы	на Земле при средних условиях ("Стандартное Солнце Аббота")	суммарная при безоблачном небе	сплошная низкая облачность	ясное небо	A	B	C	сенситометрический
350	0,573	—	—	—	—	—	—	—	0,024
360	0,600	0,173	—	—	—	—	—	—	0,048
370	0,638	0,216	—	—	—	—	—	—	0,084
380	0,620	0,246	—	—	—	0,098	0,218	0,314	0,141
390	0,639	0,295	—	—	—	0,121	0,304	0,450	0,218
400	0,734	0,448	0,37	1,14	1,72	0,147	0,402	0,601	0,313
410	0,915	0,603	0,77	0,67	1,71	0,177	0,507	0,766	0,427
420	0,970	0,672	0,84	0,78	2,50	0,210	0,615	0,932	0,557
430	0,969	0,696	0,70	0,75	1,64	0,247	0,711	1,067	0,683
440	1,029	0,785	0,88	0,86	1,82	0,287	0,786	1,154	0,788
450	1,096	0,869	1,06	1,06	2,08	0,331	0,831	1,178	0,860
460	1,120	0,920	1,11	1,08	2,08	0,378	0,859	1,169	0,912
470	1,135	0,970	1,11	1,07	1,83	0,429	0,895	1,176	0,970
480	1,136	0,997	1,10	1,16	1,77	0,482	0,926	1,177	1,020
490	1,121	1,009	1,09	1,15	1,54	0,539	0,939	1,146	1,039
500	1,107	1,023	1,08	1,04	1,44	0,599	0,916	1,065	1,010
510	1,085	1,010	1,07	1,07	1,57	0,661	0,882	0,971	0,954
520	1,059	1,002	1,06	1,06	1,33	0,725	0,871	0,915	0,982
530	1,034	0,992	1,04	1,09	1,20	0,791	0,897	0,931	0,940
540	1,017	0,990	1,03	1,06	1,21	0,860	0,943	0,970	0,981
550	1,009	1,005	1,01	1,04	1,08	0,929	0,982	0,999	1,000
560	1,000	1,000	1,00	1,00	1,00	1,000	1,000	1,000	1,000
570	0,991	0,995	0,98	0,92	0,89	1,072	0,998	0,971	0,976
580	0,986	1,000	0,98	0,87	0,93	1,144	0,982	0,929	0,941
590	0,983	1,004	0,98	0,82	0,91	1,217	0,965	0,885	0,907
600	0,944	1,013	0,98	0,82	0,96	1,290	0,954	0,852	0,886
610	0,952	1,007	0,98	0,80	0,97	1,303	0,958	0,840	0,886
620	0,931	1,003	0,98	0,83	0,89	1,436	0,970	0,837	0,896
630	0,910	0,999	0,98	0,82	0,83	1,508	0,982	0,836	0,906
640	0,893	1,000	0,98	0,81	0,78	1,560	0,994	0,834	0,913
650	0,875	0,999	0,98	0,77	0,71	1,650	1,011	0,838	0,923
660	0,860	1,001	—	—	—	1,720	1,021	0,835	0,923
670	0,846	0,996	—	—	—	1,788	1,020	0,820	0,907
680	0,833	0,995	—	—	—	1,854	1,011	0,798	0,879
690	0,814	0,982	—	—	—	1,919	0,988	0,762	0,823

Продолжение

λ мμ	Прямые лучи Солнца		Освещенность горизонтальной глоскости			Искусственные источники дневного света			
	вне атмосферы	на Земле при средних условиях („Стандартное Солнце Аббота“)	суммарная при безоблачном небе	сплошная низкая облачность	ясное небо	A	B	C	сенситометрический
700	0,791	0,965	—	—	—	1,983	0,964	0,725	0,788
710	0,768	0,940	—	—	—	2,044	0,936	0,688	0,742
720	0,744	0,920	—	—	—	2,104	0,904	0,649	0,695
730	0,422	0,897	—	—	—	2,161	0,870	0,612	—
740	0,402	0,881	—	—	—	2,217	0,846	0,584	—
750	0,682	0,858	—	—	—	2,270	0,829	0,562	—
760	0,665	—	—	—	—	2,321	0,824	0,552	—
770	0,642	—	—	—	—	2,370	0,831	0,553	—
780	0,614	—	—	—	—	2,417	0,846	0,561	—

рядом других исследователей была проделана большая работа по созданию искусственного источника света, дающего излучение, соответствующее таким кривым. Оказалось, что получить удовлетворительные результаты можно только путем применения двух жидких светофильтров.

В настоящее время международным соглашением в качестве сенситометрического источника искусственного дневного света принимается пустотная лампа накаливания, имеющая цветовую температуру 2360°, свет которой пропускается через две стеклянные кюветы, содержащие растворы следующего состава:

Раствор А

Медный купорос	3,707 г
Маннит	3,707
Пиридин	30,05 см
Вода	до 1000,0 „

Раствор В

Соединение сернискобальтовой и серноаммониевой соли	26,827 г
Медный купорос	27,180 г
Серная кислота, уд. вес 1,35	10,00 см
Вода	до 1000,0 „

Толщина слоя каждого раствора должна быть равна $10 \text{ мм} \pm 0,05 \text{ мм}$. Кюветы изготавливаются из бесцветного стекла (боросиликатный крон) и имеют толщину стенок $2,5 \text{ мм}$. Многочисленные исследования такого фильтра показали, что если при его изготовлении пользоваться химически чистыми материалами и применять его при стандартной температуре $+25^\circ\text{C}$, то заданная кривая спектральной прозрачности воспроизводится с достаточным постоянством. Что касается получаемой с фильтром кривой спектрального распределения, то оно довольно близко подходит к стандартному Солнцу, а именно: в области видимого спектра отклонения заключаются в пределах $\pm 10\%$, в ультрафиолете — больше. С другой стороны, получаемая кривая весьма близка к кривой черного тела при температуре 5000° . Кривая эта в численном виде дается в табл. XIII.

Имея эталонный источник силы света с фильтром описанного типа, нетрудно устроить образцовый прибор яркости по способу № 2, т. е. в виде образцовой белой пластинки с известным коэффициентом яркости r , освещаемой этим источником. Однако применение такого источника в условиях полевой и обсерваторской работы крайне неудобно, а на морозе и вовсе невозможно. Поэтому для практики астрономических наблюдений приходится пользоваться упрощенными вариантами прибора, в которых жидкие фильтры заменены желатиновым фильтром. Последний при удачном подборе красителей может дать кривую спектрального распределения, достаточно близкую к заданной, по крайней мере с точки зрения требований, выдвигаемых обычной астрофотометрией. Самая техника сравнения одного из таких эталонов с небесным светилом и ход обработки полученного результата будут такими же, как и в случае визуальных наблюдений, описанных в предыдущем параграфе.

Трудности, связанные с применением лабораторных стандартов спектрального распределения в условиях работы на открытом воздухе, заставили разработать другую систему световых величин, в которой за стандарт распределения энергии по спектру принимается спектральный состав суммарной дневной освещенности открыто расположенной горизонтальной плоскости при безоблачной погоде или при равномерно облачном небе.

Спектрофотометрические исследования суммарной дневной освещенности за последние годы значительно подвинулись вперед, по крайней мере для горизонтальной открыто расположенной плоскости. Подсчеты, выполненные Г. Н. Раутианом, обнаружили тот любопытный факт, что при безоблачной погоде спектральный состав горизонтальной освещенности мало меняется с высотой Солнца и должен оставаться постоянным в течение дня.

Это происходит от того, что покраснение прямых солнечных лучей при низких высотах Солнца компенсируется большим весом голубого света неба. Это явление независимо было открыто экспериментальным путем Г. А. Тиховым, наблюдавшим спектральный состав суммарного света в Пулковке. В дальнейшем Е. Л. Кринов и В. В. Шаронов получили для этого постоянного состава освещенности спектральную кривую, которая приводится в табл. XIII. Кроме того, В. В. Шаронов произвел большое количество наблюдений суммарной дневной освещенности посредством визуального колориметра с синим клином. Наблюдения эти не только подтвердили явление постоянства спектрального состава при разных высотах Солнца, но и показали, что спектральный состав суммарной освещенности одинаков в климатически различных районах (окрестности Ленинграда, Сибирь, Средняя Азия).

Если обратиться к опубликованным в литературе материалам и оценить ту дисперсию, которая наблюдается для спектрального состава суммарной освещенности горизонтальной плоскости при безоблачной погоде, то получаются нижеследующие результаты:

Место наблюдения	Среднее значение показателя цвета	Дисперсия
Спектрофотометрия, Лустовка	0,97	$\pm 0,10$
Колориметрия, Лустовка	0,95	$\pm 0,04$
" Сибирь	0,97	$\pm 0,05$
" Средняя Азия	0,95	$\pm 0,02$

Спектральный состав и его дисперсия здесь выражены в астрономических колориндексах, которые найдены по получаемому в результате колориметрических наблюдений значению „синевы“ на основании данных Л. Н. Радловой. Мы видим, что дисперсия весьма невелика (аналогичная дисперсия для прямых солнечных лучей составляет $\pm 0,50$); к тому же большую часть обнаруженных расхождений следует отнести за счет случайных погрешностей наблюдений, которые для колориметрии по лабораторным данным составляют $\pm 0,04$.

Спектральный состав при сплошной облачности, как показывают серии наблюдений, упомянутые выше, весьма близок к тому, что имеет место при безоблачном небе, но показывает несколько большую дисперсию, что видно из следующих чисел:

	Показатель цвета	Дисперсия
Лустовка	0,92	$\pm 0,08$
Сибирь	0,95	$\pm 0,07$

Все изложенное выше дает нам право заключить, что мы получим достаточно определенную и весьма удобную для практики единицу яркости, если примем следующее определение:

„За единицу фотометрической яркости принимается яркость такой поверхности, которая испускает радиацию, по спектральному составу одинаковую с суммарной освещенностью открытой горизонтальной плоскости в безоблачный день, и обладает визуальной яркостью в один стильб“.

Такую единицу мы в дальнейшем будем называть дневной стильб.

Для практического получения яркости в дневных стильбах можно рекомендовать один из следующих приемов.

1. Сравнение яркости объекта B с яркостью B_0 горизонтально установленного ортотропного белого экрана, освещенного в безоблачный день светом Солнца и неба вместе. Значение яркости B_0 измеряется до и после наблюдения данным фотометрическим прибором при помощи визуального фотометра, градуированного на стильбы. В некоторых случаях удобнее измерять суммарную освещенность E горизонтальной плоскости при помощи визуального иллиоинметра, определяя яркость $B_0 = r_0 E$ через коэффициент яркости r_0 . Поскольку постоянство спектрального состава дневной освещенности для света, отражаемого экраном, осуществляется лишь при строго ортотропном рассеянии света последним, применяемый для наблюдения экран должен удовлетворять закону косинусов с весьма высокой точностью. Отступления от этого закона чаще всего ведут к тому, что при низком положении Солнца косо падающие на экран красноватые солнечные лучи отражаются к наблюдательному аппарату с слишком малым коэффициентом, что влечет за собою кажущееся посинение освещенности при больших зенитных расстояниях Солнца. Это обстоятельство заставляет рекомендовать для стандартизации по описанному методу околополуденные часы. Погода, разумеется, должна быть совершенно безоблачной, условия прозрачности атмосферы — нормальные.

2. Сравнение яркости B с яркостью B_0 горизонтально установленного белого матового экрана, освещенного рассеянным светом облачного неба. В отношении техники измерительного процесса этот метод вполне аналогичен предыдущему, но требование к экрану в смысле ортотропности здесь менее строго, поскольку лучи, падающие на экран под разными углами, имеют одинаковый спектральный состав. Рекомендуется выбирать дни с равномерной однородной облачностью типа слоистых или дождевых облаков. Метод особенно удобен зимой, когда предыдущий способ трудно применим из-за низкой высоты Солнца и малого числа ясных дней. В качестве экрана можно пользоваться гладким снежным полем.

3. Сравнение яркости B с яркостью B_n однородного участка небесного свода, сплошь покрытого равномерным облачным слоем. Экран в этом случае, очевидно, не нужен. Такой способ фото-

метрической стандартизации особенно удобен зимой, когда яркость облачного неба бывает почти одинаковой от горизонта до зенита.

Техника стандартизации по трем указанным способам состоит в том, что яркость экрана или неба сначала измеряется при помощи визуального фотометра, причем получается значение $B_{в1}$, выраженное в стильбах. Затем эта же яркость измеряется при помощи фотографического или фотоэлектрического аппарата, что дает значение b_a , выраженное в шкале последнего, после чего опять делается измерение визуальным фотометром и получается значение $B_{в2}$, весьма близкое к $B_{в1}$. Искомое значение яркости B объекта находится по полученным данным на основании очевидного равенства:

$$B = \frac{1}{2} (B_{в1} + B_{в2}) \frac{b}{b_a} .$$

§ 38. Стандартизация по внефокальным изображениям звезд

Выражение яркости небесных объектов в звездных величинах, отнесенных к единице телесного угла, применяется в астрономии давно, и потому трудно указать, кем такая единица яркости была применена впервые. Что касается разработки техники определения поверхностной яркости некоторого объекта в такой единице, то первая работа в этом направлении была опубликована Фабри в 1903 г. Занимаясь измерением абсолютной яркости ночного неба, Фабри выражал эту яркость в звездных единицах, причем сравнение производилось по методу Максвелла. Для этой цели на фотографическую пластинку посредством положительной оптической системы, расположенной в главном фокусе объектива, проектировалось изображение этого объектива, равномерно освещенное светом от некоторого участка небесного свода. Получаемая на пластинке освещенность будет пропорциональна освещенности входного зрачка объектива, создаваемой этим участком неба. Освещенность объектива для пустого участка неба будет пропорциональна яркости небесного свода, а для участка, содержащего звезду, — свету звезды плюс свет неба. Легко видеть, что метод Фабри представляет собой измерение яркости через освещенность, а потому его можно применять только к достаточно большим равномерным поверхностям.

Для измерения яркости фокального изображения некоторого объекта всего удобнее метод внефокальных звезд. Внефокальное изображение звезды, полученное на фотографическом снимке при достаточном выдвигании из фокуса, имеет вид круглого диска равномерной плотности. Если фотографическая величина звезды

известна, то такое изображение может быть использовано в качестве стандарта яркости.

Ряд работ по методу внефокальных звезд был выполнен А. В. Марковым, что составило содержание его кандидатской диссертации. Стандартизация по звездам была применена к снимкам Луны, туманностей и комет. Отвечая на критику некоторых астрономов, сомневавшихся в применимости этого метода, Марков произвел параллельное измерение яркости большой туманности Андромеды при помощи весьма различных инструментов (нормальный астрограф, бредихинский астрограф, экваториальная камера) и получил результаты, вполне согласные между собой. Метод Маркова был потом применен к фотометрии туманностей Ридманом и Ширлей.

Для абсолютной фотометрии тел солнечной системы метод внефокальных звезд применялся неоднократно. Так, его применяли к Луне в большой работе, выполненной Ташкентской обсерваторией совместно с ГАИШ; В. В. Шаронов использовал его для абсолютной фотометрии диска Юпитера и Сатурна, а Л. Н. Радлова — для Юпитера.

Следует, однако, заметить, что для исследования отражательной способности тел солнечной системы метод этот не является достаточно подходящим. Дело в том, что, с одной стороны, при сравнении диска планеты с диском звезды приходится переходить через очень большой интервал яркости, а с другой — для вывода коэффициента яркости необходимо переходить от звездной единицы яркости к солнечной. Последнее требует применения значения звездной величины Солнца, которое для нормальной фотографической и для визуальной световых систем известно с недостаточной точностью, а для всяких других систем вообще неизвестно. Поэтому при исследовании Луны и планет выгоднее пользоваться методами стандартизации, изложенными в § 33, предоставив стандартизацию по звездам обширным и мало разработанным областям фотометрии туманностей и млечного пути, а отчасти — комет.

Изложим здесь теорию метода внефокальных звезд применительно к фотографическому методу наблюдения.

Назовем эффективной яркостью внефокального диска яркость B_3 такого поверхностного объекта, который, будучи сфотографирован на той же пластинке тем же объективом и при прочих равных условиях, но в фокусе, дает на негативе изображение, плотность которого равна плотности диска. Покажем, как найти яркость B_3 по известной величине звезды.

Пусть освещенность, создаваемая звездой на плоскости объектива астрографа, есть E_3 . Если диаметр входного зрачка астрографа есть D , то площадь входного отверстия s будет равна $\pi \frac{D^2}{4}$.

Обозначив прозрачность объектива для света звезды через T_3 , для светового потока Φ_3 , прошедшего через объектив, имеем выражение:

$$\Phi_3 = T_3 \frac{\pi D^2}{4} E_3.$$

Этот поток равномерно распределяется по площади внефокального диска звезды, равного $\pi \frac{d^2}{4}$, где d — диаметр внефокального изображения, определяемый из равенства:

$$\frac{d}{D} = \frac{\Delta F}{F}.$$

Здесь через ΔF обозначено выдвижение из фокуса, т. е. расстояние от плоскости эмульсионного слоя до главной фокальной плоскости объектива астрографа. Таким образом, для освещенности e_3 эмульсионного слоя в изображении звезды будем иметь выражение:

$$e_3 = \frac{\Phi_3}{\pi \frac{d^2}{4}} = T_3 E_3 \frac{D^2}{d^2} = T_3 E_3 \frac{F^2}{\Delta F^2}. \quad (205)$$

С другой стороны, для освещенности e от бесконечно удаленного поверхностного объекта яркости B мы имеем формулу (165). Мы найдем B_3 , если положим $e = e_3$, что приводит к равенству:

$$T_3 E_3 \frac{F^2}{\Delta F^2} = T B_3 \frac{\pi}{4} \cdot \frac{D^2}{F^2}.$$

Положив $T = T_3$, окончательно находим:

$$B_3 = E_3 \frac{4}{\pi} \cdot \frac{F^2}{\Delta F^2} \cdot \frac{F^2}{D^2}. \quad (206)$$

Единица яркости, к которой здесь отнесено B_3 , в соответствии с равенством (28) определяется единицей освещенности и отнесена к стерadianу, как единице телесного угла. При стандартизации снимков по звездам удобно выражать яркость в астрономических единицах освещенности на квадратную секунду дуги. В этом случае формула (205) принимает вид:

$$B_3 = 2,512^m \frac{4}{\pi} \cdot \frac{F^2}{\Delta F^2} \cdot \frac{F^2}{D^2} \cdot P, \quad (207)$$

где $P = 2,350 \cdot 10^{-11}$ есть число стерadianов в квадратной секунде дуги, а m — величина звезды, с которой выполнено фотометрическое сравнение.

Иногда бывает удобнее воспользоваться известным масштабом пластинки и найти значение диаметра внефокального диска d'' в секундах дуги. Тогда для яркости B_3'' получаем выражение:

$$B_3'' = \frac{2,512^m}{\pi \left(\frac{d''}{2}\right)^2}. \quad (208)$$

Переходя от B_3'' к звездной величине яркости и обозначая ее через \mathfrak{M} , находим:

$$\mathfrak{M}_3 = -2,5 \log B_3'' = m + 2,5 \log \frac{\pi (d'')^2}{4}. \quad (209)$$

Практика стандартизации негативов по внефокальным звездам состоит в следующем. На одной и той же пластинке при равных выдержках снимается изучаемый объект (комета, туманность, диск планеты) и внефокальное изображение звезды с хорошо известной величиной m . На этой же пластинке получается шкала трубочного фотометра, которая служит для получения характеристической кривой. Пользуясь этой кривой, находим значение $\log \frac{b}{b_3}$ логарифма отношения яркости объекта к эффективной яркости диска звезды. После этого звездная величина яркости \mathfrak{M} вычисляется по формуле:

$$\mathfrak{M} = m + 2,5 \log \frac{\pi (d'')^2}{4} - 2,5 \log \frac{b}{b_3}. \quad (210)$$

Громадное преимущество описанного метода стандартизации для астрономической фотометрии состоит в том, что, подобрав звезду сравнения, по спектральному типу близкую к фотографируемому объекту, и фотографируя ее и объект на равных зенитных расстояниях в одну и ту же ночь, мы можем исключить из наблюдений эффект атмосферной экстинкции. Кроме того, если вместо одной звезды сравнения применяется целый ряд таких звезд с различными величинами (например, удобно пользоваться в качестве области сравнения Плеядами), то отпадает надобность в шкале трубочного фотометра, так как в этом случае мы можем измерить плотности D изображений этих звезд и построить характеристическую кривую, откладывая D по оси ординат и \mathfrak{M}_3 по оси абсцисс. По такой кривой мы прямо снимаем готовые значения \mathfrak{M} для объекта по измеренным плотностям.

Часто бывает, что внефокальный диск звезды обладает неравномерной плотностью. В этом случае, очевидно, недостаточно производить измерения только в одной какой-нибудь точке этого диска, а необходимо найти среднее значение яркости. Рассмотрим отдельно два случая: а) распределение плотности по диску обла-

дает круговой симметрией, т. е. изоденсы (линии равной плотности) имеют форму концентрических окружностей, центр которых совпадает с центром диска, и б) распределение плотности не обладает круговой симметрией.

а) Определение средней яркости в случае круговых изоденс. В этом случае достаточно знать распределение плотности вдоль какого-нибудь радиуса внефокального диска. Измерение плотности производится при помощи микрофотометра, снабженного микрометрическим винтом для перемещения пластинки. Измеряется плотность в центре диска и в ряде точек радиуса, отстоящих на равные промежутки одна от другой. Лучше измерять распределение плотности вдоль целого диаметра или даже вдоль двух перпендикулярных диаметров, сводя потом результаты в одну общую среднюю кривую, выражающую зависимость эффективной яркости внефокального диска B от расстояния до центра ρ :

$$B = f(\rho).$$

Средняя яркость диска \bar{B} будет равна силе света всего диска, деленной на его площадь:

$$\bar{B} = \frac{I}{S}. \quad (211)$$

Пользуясь известным выражением для силы света диска, изофоты на котором имеют вид концентрических кругов, и обозначая через R радиус диска, получаем для \bar{B} нижеследующую формулу:

$$\bar{B} = \frac{2 \int_0^R f(\rho) \rho d\rho}{R^2}. \quad (212)$$

Для практического вычисления средней яркости поступаем следующим образом. Измеряем или снимаем с кривой значения плотности для точек радиуса, отстоящих одна от другой через равные и достаточно малые промежутки δ . Пользуясь характеристической кривой пластинки, по плотностям для каждой точки находим значение яркости B в единицах фотометрической шкалы; получаем такую систему значений:

Расстояние от центра	Яркость
$\rho = 0$	B_0
$\rho_1 = \delta$	B_1
$\rho_2 = 2\delta$	B_2
\vdots	\vdots
$\rho_i = i\delta$	B_i
\vdots	\vdots
$\rho_n = n\delta$	B_n

Положим далее, что

$$R = \rho_n + \frac{1}{2} \delta.$$

Разделим диск на ряд concentрических колец, границы которых будут лежать на таких расстояниях от центра:

$$\frac{1}{2} \delta, 1\frac{1}{2} \delta, 2\frac{1}{2} \delta \dots, \left[n - \frac{1}{2} \right] \delta.$$

Примем, что в пределах данного кольца яркость постоянна и в кольце, заключенном между пределами $\rho_i + \frac{1}{2} \delta$ и $\rho_i - \frac{1}{2} \delta$, равна B_i . Площадь s_i такого кольца, очевидно, будет равна:

$$s_i = \pi \left[\left(\rho_i + \frac{1}{2} \delta \right)^2 - \left(\rho_i - \frac{1}{2} \delta \right)^2 \right] = 2\pi \rho_i \delta,$$

а сила света будет $s_i B_i$. Для центральной зоны диска сила света будет $\frac{\pi}{4} \delta^2 B_0$. Таким образом, средняя яркость определяется формулой:

$$\bar{B} = \frac{\sum s_i B_i}{\sum s_i} = \frac{2\delta \left[\frac{1}{8} B_0 \delta + \sum \rho_i B_i \right]}{R^2} = \frac{2\delta \left[\frac{1}{8} B_0 \delta + \sum \rho_i B_i \right]}{\left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \delta^2}. \quad (213)$$

б) Вычисление средней яркости в случае некруговых изофот. Такого рода изофоты наблюдаются главным образом в трех случаях.

1) При асимметрии пучка лучей по отношению к оси, что обычно имеет место близ края поля зрения. В этом случае приходится измерять плотности по большому числу радиусов или в прямоугольной системе координат и производить интегрирование по площади.

2) Диск покрыт неправильно разбросанными отдельными точками и пятнами, происходящими из-за мерцания. Такая картина нередко получается при коротких выдержках с объективами больших отверстий и представляет собой фотографическое воспроизведение так называемых „теней Данжона“. Так как распределение пятен носит случайный характер и быстро меняется со временем, то, измерив распределение плотности вдоль ряда радиусов и объединив полученные кривые $f(\rho)$ в одну среднюю, мы получим кривую, освобожденную от указанного эффекта. Лучше объединять в среднее результаты измерения нескольких дисков, снятых на одной пластинке через некоторые промежутки времени. Если отверстие объектива невелико и диаметры пучков лучей

с одинаковой плотностью энергии его превосходят, то заметной неравномерности диска может не быть, но эффект все равно существует и становится более опасным, так как эта относительно равномерная яркость диска подвержена значительным и быстрым колебаниям со временем. В этом случае нужно снять и промерить много изображений, чтобы эти колебания исключить.

3) Неравномерности яркости диска нередко вызываются различными предметами, находящимися в конусе лучей, идущих от объектива (например, зеркальцем, служащим для освещения поля зрения при работе с микрометром). Если такой предмет проектируется на внефокальном диске в виде резко очерченного и совершенно белого пятна, а ход яркости вдоль радиуса не слишком резок, то при расчетах \bar{B} можно наличием предмета вообще пренебречь (не забывая, однако, вычитать площадь его тени из площади πR^2 диска при расчете \mathfrak{M}). Если яркость меняется вдоль радиуса очень сильно, а проекция предмета располагается лишь в некоторых зонах, то приходится производить более сложный расчет, вычитая покрытые проекцией участки из площади каждой отдельной зоны.

Для примера на рис. 39 приводятся кривые изменения эффективной яркости вдоль диаметра внефокальных дисков звезд, полученных на разных инструментах. Мы видим, что кривые эти весьма разнообразны.

В случае постоянного распределения яркости расчет \bar{B} при многочисленных измерениях можно упростить тем, что распределение яркости по диску изучается только для некоторых изображений. Найдя значение \bar{B} по указанной выше формуле, мы находим отношение:

$$\eta = \frac{\bar{B}}{B_0}.$$

Если распределение яркости для всех дисков одинаково, то одинаковым будет и значение коэффициента η . Это позволяет при

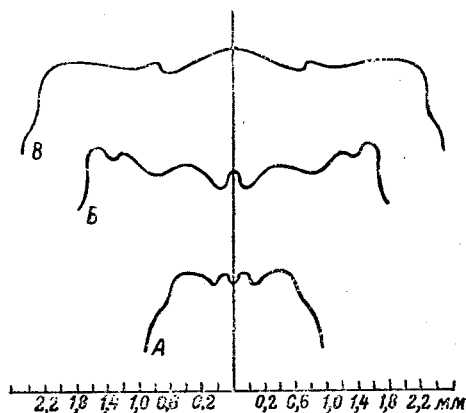


Рис. 39. Примеры распределения освещенности по дискам внефокальных звезд.

дальнейших измерениях заменить трудоемкий процесс измерения плотности по всему диску измерением плотности только в центре последнего и нахождением \bar{B} путем умножения B_0 на η . При пользовании таким приемом необходимо помнить, что распределение яркости по диску может меняться как с изменением расстояния от пластинки до фокуса, так и со спектральным классом звезды; высота звезд над горизонтом также может иметь влияние. Поэтому здесь необходима крайняя осторожность.

Метод внефокальных звезд применяется наиболее часто при наблюдении очень слабых объектов, как, например, туманностей. В этом случае фотографирование объекта и внефокальных звезд требует выдержек порядка нескольких часов. В течение столь продолжительной экспозиции зенитное расстояние светила меняется в очень широких пределах, а с ним меняется и экстинкция, а следовательно, и яркость объекта. Поэтому полученная на негативе плотность будет результатом сложного воздействия на эмульсию переменной яркости в течение долгого времени. Фотографически вопрос этот мало изучен. Опыт фотографического наблюдения переменных звезд при длинных выдержках показывает, что здесь возникают специальные эффекты, в силу которых конечный результат действия света определяется неполным количеством освещения H :

$$H = \int_{t_1}^{t_2} e(t) dt \quad (214)$$

(здесь $e(t)$ — мгновенное значение освещенности в момент t), а некоторой иной, более сложной функцией. Если звезда сравнения имеет то же склонение, что и объект, а фотографирование ее производится при тех же часовых углах и при том же коэффициенте прозрачности атмосферы, что и фотографирование объекта, то значение этой функции будет для звезды и объекта одинаковым. Для этого частного случая результат сравнения яркостей можно считать свободным от атмосферной экстинкции. Если же звезда сравнения обладает склонением, отличным от склонения объекта, то для нее ход яркости со временем будет иной. В этом случае точное равенство зенитных расстояний объекта и звезды в моменты середины экспозиции не дает гарантии полного устранения эффекта экстинкции из результата наблюдения даже при строго постоянном коэффициенте прозрачности, что делает измерения недостаточно надежными.

При длинных выдержках отрезки времени, в течение которых фотографируется объект и звезда, будут далеко отстоять один от другого. Чаще всего съемку приходится производить в разные

ночи. При таких условиях трудно ожидать, чтобы коэффициент прозрачности был одинаков, а потому необходимо его определение из специальных наблюдений.

Затруднения, описанные выше, могут быть устранены применением так называемой двухэтажной кассеты, предложенной А. В. Марковым. Пластика, предназначенная для экспонирования в такой кассете, разрезается пополам. Одна ее часть устанавливается в фокусе и на ней снимается объект, другая часть располагается в той же кассете, но позади или впереди фокуса и на ней снимаются внефокальные изображения звезд, расположенных в окрестностях объекта. Обе части экспонируются одновременно, вследствие чего эффект экстинкции для них будет совершенно одинаков. Поэтому результат фотометрического сравнения, выполненного по таким снимкам, будет совершенно свободен от действия атмосферного поглощения.

Двухэтажная кассета представляет еще следующие преимущества:

1. Вуаль, вызываемая светом ночного неба, меняющимся в течение ночи и от одной ночи к другой, здесь также получается совершенно одинаковой и потому не вносит каких-либо систематических ошибок.

2. Время, затрачиваемое на фотографирование, сокращается вдвое, что, принимая во внимание длительность экспозиций, имеет большое практическое значение.

3. Все прочие эффекты, влияющие на фотографический процесс во время экспозиции, как, например, температура или влажность воздуха, также оказываются одинаковыми.

Серьезным недостатком метода двухэтажной кассеты является необходимость пользоваться звездами сравнения в окрестностях изучаемого объекта. Среди таких звезд далеко не всегда можно найти объекты с надежно определенными величинами. Это заставляет либо пользоваться ненадежными значениями величин, либо предпринимать специальное определение величин звезд для области объекта. В последнем случае преимущества, даваемые одновременной экспозицией в двухэтажной кассете, частично утрачиваются, так как сравнение данных звезд со стандартной областью все равно требует одновременных экспозиций. Однако известное преимущество все же остается, поскольку величины звезд могут определяться по фокальным снимкам, требующим значительно менее длинных выдержек.

ЛИТЕРАТУРА

Общие книги по фотометрии и оптике

- Амбарцумян В. А. Теоретическая астрофизика, ОНТИ, 1939.
Болдырев Н. Г. Теоретическая фотометрия, Ленинград, 1938.
Воронцов-Вельяминов Б. А. Курс практической астрофизики, ГТТИ, 1940.
Вуд Р. В. Физическая оптика, ОНТИ, 1938.
Гершун А. А. Световое поле, ОНТИ, 1936.
Джон Г. Йоу. Нефелометрия, ОНТИ, 1936.
Кислов Н. М. Теория оптических приборов, Москва, 1915.
Курс астрофизики и звездной астрономии, т. I и II, ОНТИ, 1934.
Рибо Г. Оптическая пирометрия, ГТТИ, 1934.
Слюсарев Г. Г. Геометрическая оптика, изд. Академии наук СССР, 1946.
Тихов Г. А. Астрофотометрия, Научн. книгоизд., 1922.
Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике, ОНТИ, 1936.
Тудоровский А. И. Теория оптических инструментов, изд. Академии наук СССР, 1937.
Фабри Ш. Общее введение в фотометрию, ОНТИ, 1934.
Шаронов В. В. Видимость далеких предметов и огней. Военмориздат, 1945.
Шаронов В. В. Измерение и расчет видимости далеких предметов. Гостехиздат, 1947.
Handbuch der Astrophysik, Bd. II, H. 1 und 2, 1929.
Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 26, 1937.

Общие книги по фотографии

- Ангерер Е. Научная фотография, Кубуч, 1933.
Курс общей фотографии под ред. проф. Рабиновича, том I, II, и III, изд. Искусство, 1936.
Неблит. Общий курс фотографии, изд. Огонек, 1930.
Сольский Д. А. и Шеберстов Б. И. Практическая сенситометрия, изд. Искусство, 1937.
Чибисов К. В. Теория фотографических процессов, т. I, Кинофотоиздат, 1935.
Шеберстов Б. И. Химия проявителей и проявления, Госкиноиздат, 1941.
Dobson, Griffit and Harrison, Photographic photometry, 1924.
Ross F. Physics of the developed photographic image, Eastmen Kodak Monograph, № 5, 1922.

Системы величин и терминология

- Светотехническая терминология, изд. Оргкомитета Всесоюзной научно-технической сессии по светотехнике, 1947.
Соколов П. А. Светотехническая терминология, ОНТИ, 1927.

- Тиходеев П. М. Об установлении системы световых единиц в СССР, изд. Главной палаты мер и весов № 68.
- Шаронов В. В. Физические основы астрономической фотометрии, Мирведение 17, № 4, 1928.
- Шаронов В. В. О системе и номенклатуре астрономических световых величин, Астр. журн., 9, 82—101, 1931.

Спектральная чувствительность и закон спектральной аддитивности

- Бурмистров Ф. Л. Аддитивность и субтрактивность фотографического действия света различных спектральных участков, Журн. Техн. Физики 5, 1935.
- Гороховский Ю. Н. Спектральное распределение чувствительности современных технически изготавливаемых фотографических слоев и опыт классификации последних. Журн. Техн. Физики 12, 357—370, 1942.
- Гороховский Ю. Н. Спектральная сенситометрия, Труды Гос. Оптич. ин-та, т. 14, 321—350, 1939.
- Гороховский Ю. Н. и Бартнева О. Д. Атлас спектральных свойств современных фотографических материалов. Лнгр. 1942.
- Гороховский Ю. Н., Валяшко И. Е. Определение спектральной чувствительности фотографических эмульсий в абсолютных энергетических единицах, Techn. Phys. of USSR, Лнгр. 1936.
- Майзель С. О. Физические определения основных фотометрических величин, Труды Гос. Оптич. ин-та, 5, вып. 44, 1929.
- Марков А. В. Спектральная чувствительность фотоэмульсий и расчет фотовизуальных фильтров, Бюлл. Астр. ин-та 36, 267—271, 1934, Астр. журн. 11, 321—329, 1934.
- Фас В. А. Светофильтры, Кинофотониздат, 1936.
- Фесенков В. Г. Исследование спектральной чувствительности фотопластинок в визуальных лучах спектра, Астр. журн. 11, 232—236, 1934.
- Шаронов В. В. Исследование спектральной чувствительности некоторых фотографических материалов, Труды Центр. научно-исслед. ин-та геодезии, аэросъемки и картографии, вып. 20, 3—12, 1931.
- Шаронов В. В. Закон спектральной аддитивности и световой эквивалент мощности, Цирк. Пулк. Обсерв. 29, 31—42, 1941.
- Шаронов В. В. Основы теории спектральных расчетов в аэрофотографии. Труды Центр. научно-исслед. ин-та геодезии, аэросъемки и картографии, вып. 20, 19—33, 1937.
- Шаронов В. В. Кратность светофильтров и ее расчет, Кинофотохим. промышленность 4, № 3, 15—23, 1938.
- Шаронов В. В. Определение кратности светофильтров трубчным фотометром, Бюлл. НИИА, № 8/9, 16—19, 1934.
- Van Kreveld, Ein Gesetz für die Schwärzungskurven bei Mischfarben, Ztschr. Wiss. Photogr. 22, 222—230, 1934.

Атмосферная экстинкция

- Никонов В. Б. Опыт определения фотографического коэффициента прозрачности атмосферы для Пужкова, Бюлл. Астр. ин-та 25, 52—57, 1930.
- Никонов В. Б. Об учете атмосферной экстинкции при электроколориметрических наблюдениях, ДАН СССР, 45, 151—154, 1944.
- Пяскова Е. В. Определение коэффициента прозрачности и рассеивающей способности воздуха, Астр. журн. 3, 138—144, 1926.

- Пясковская Е. В. Определение коэффициента прозрачности атмосферы по наблюдениям яркости дневного неба, Астр. журн. 20, 34—39, 1942.
- Пясковская - Фесенкова Е. В. К вопросу об определении коэффициента прозрачности земной атмосферы фотоэлектрическим путем, Астр. журн. 23, 49—51, 1946.
- Пясковская - Фесенкова Е. В. Новый метод определения коэффициента прозрачности, Астр. журн. 24, 119—128, 1947.
- Сытинская Н. Н. и Шаронов В. В. Атмосферно-оптические условия астрономических наблюдений в гор. Ереване, Бюлл. Армянской Обсерв. за 1935 г. 3—27, 1938.
- Сытинская Н. Н. Об учете атмосферного поглощения при абсолютной фотометрии небесных тел, Астр. журн. 21, 230—241, 1944.
- Фесенков В. Г. К вопросу о прозрачности земной атмосферы, Астр. журн. 15, 445—448, 1938.
- Фесенков В. Г. и Пясковская Е. В. О прозрачности земной атмосферы, Астр. журн. 2, № 3, 28—37, 1925.
- Шаронов В. В. Об учете атмосферной экстинкции при фотометрических наблюдениях солнечного затмения, Астр. Ц. АН СССР, № 38, 1945.
- Шаронов В. В. Новое определение световой солнечной постоянной, Уч. Записки ЛГУ, 11, 34—43, 1936.
- Штауде Н. М. Функция бемпорад и ее значение в атмосферной оптике, Известия АН Каз. ССР, серия астр. и физ., вып. 2, 22—43, 1946.
- Штауде Н. М. Общая формула яркости неба. Известия АН Каз. ССР, серия астр. и физ., вып. 2, 97—111, 1946.

Свет неба и ореолы

- Пархоменко П. И. Формулы для учета эффекта ореола, Астр. журн. 10, 394—399, 1933.
- Пясковская - Фесенкова Е. В. Околосолнечные ореолы как метод исследования оптических свойств атмосферы, Астр. журн. 22, 353—358, 1945.
- Фесенков В. Г. Влияние дифракции света на распределение яркости на планетных дисках, Астр. журн. 2, № 2, 17—20, 1925.
- Фесенков В. Г., Штауде Н. М., Виноградова Б. и Баранцева М. Редукция фотометрических наблюдений над Луной за эффект ореола. Астр. журн. 3, № 2, 75—91, 1926.
- Фесенков В. Г. Сравнение светимости ночного неба в различных пунктах при помощи автоматического трубчатого фотометра, Астр. журн. 15, 163—169, 1938.
- Фесенков В. Г. Об измерении яркости ночного неба, Астр. журн. 2, вып. 1, 69—70, 1925.
- Фесенков В. Г. Фотометрический анализ дневной освещенности, Труды ГАИШ, т. 6, вып. 3, 1—36, 1935.
- Фесенков В. Г. и Пясковская Е. В. Исследование освещенности дневного небесного свода, Труды ГАИШ, т. 6, вып. 3, 37—68, 1935.
- Хвостиков И. А. Свечение ночного неба, Изд. АН СССР, 1948.
- Штауде Н. М. К вопросу об эффекте ореола для полной Луны. Астр. журн. 4, вып. 3, 20—27, 1927.

Техника визуальной фотометрии

- Кравков С. В. Глаз и его работа, Биомедгиз, 1938.
- Майзель С. О. Свет и зрение. Труды Гос. Оптич. ин-та 4, вып. 33, 1925.

- Пиотровский М. Ф. Глаз как физический прибор, Гос. издат., 1928.
- Сорокоумовский Г. Фотометр для ярких звезд. Мирозведение 2, 178—182, 1913.
- Сытинская Н. Н. Исследование порога контрастной чувствительности зрения. Журн. Техн. Физики 12, 371—378, 1942.
- Сытинская Н. Н. О работах Астрономической обсерватории ЛГУ по физиологическим свойствам глаза, Изв. АН СССР, серия географ. и геофиз. № 3, 116—120, 1942.
- Сытинская Н. Н. Фотометр для измерения яркости метеорных следов, Астр. журн. 16, № 5, 51—53, 1939.
- Фесенков В. Г. Визуальный астрофотометр для измерения весьма слабых яркостей. Астр. журн. 12, 595—597, 1935.
- Фесенков В. Г. Астрофотометр для измерения яркости поверхностей, Астр. журн. 2, вып. 2, 31—36, 1925.
- Шаронов В. В. Универсальный клиновой фотометр. Уч. Записки ЛГУ, 31, 72—81, 1939.
- Шаронов В. В. Исследование фотометра Розенберга, Уч. Записки ЛГУ, 6, 71—81, 1936.

Техника фотографической фотометрии

- Барабашев Н. П. и Семейкин Б. Влияние температуры на характеристическую кривую фотографической пластинки. *Astr. Nachr.* 236, 353, 1929.
- Гилев С. С. Определение фотографической эффективности аэрофотоаппаратов и фактической светосилы объективов, Сб. исслед. по фотометрии и сенситометрии № 1, 87—98, ГУКС, 1939.
- Гольдберг Е. Образование фотографического изображения, Изд. Огонек, 1929.
- Марков А. В. Визуальный микрофотометр для фотографических плотностей, приспособленный к определению блеска звезд по фокальным снимкам, Бюлл. Астр. ин-та 36, 255—264, 1934.
- Марков А. В. Новый визуальный микрофотометр, Астр. журн. 20, 51—52, 1943.
- Михайлов А. А. Исследования некоторых короткофокусных объективов, Астр. журн. 11, 152—164, 1930.
- Никонов В. Б. Упрощенный объективный микрофотометр для фотографической фотометрии, Бюлл. Астр. ин-та 46, 165, 1939.
- Орлов С. В. Мощность и светосила астротруб, астрографов и спектрографов, Астр. журн. 22, 3—13, 1945.
- Фесенков В. Г. К методике фотографической астрофотометрии. Астр. журн. 15, 248—256, 1938.
- Шаронов В. В. Измерение и учет рассеянного света в фотоаппарате, Сб. исслед. по фотометрии и сенситометрии № 1, 99—103, ГУКС 1939.
- Kienle H. Photographische Photometrie, *Handb. der Experimentalphysik*, Bd. 26, 649—798, 1937.

Техника фотоэлектрической фотометрии и радиометрии

- Крат В. А. Фотоэлектрическая фотометрия небесного свода, Изв. Пулк. Обсерв. 17, № 1 (135), 1946.
- Крат Т. В. О фотоэлектрических наблюдениях солнечных пятен. Астр. журн. 21, 245—248, 1944.
- Куликовский П. Г. О применении фотоэлектрического эффекта в астрономии, Труды ГАИШ, т. 17, вып. 2, 1941.

- Лебединский А. И. и Журавлев С. С. Фотоэлектрическая фотометрия солнечной поверхности. Астр. журн. 18, 312—320, 1941.
- Никонов В. Б. и Куликовский П. Г. Первый советский звездный электрофотометр, Астр. журн. 16, № 4, 54—68, 1939.
- Симсон Г. и Зурман Р. Фотоэлементы и их применение, ОНТИ, 1936.
- Ситник Г. Ф. О зависимости интенсивности солнечных пятен от положения на диске и от их геометрической площади. Астр. журн. 17, № 4, 23—29, 1940.
- Фесенков В. Г. Термоинтегратор — прибор для определения суммарной радиации деталей солнечной поверхности. Астр. журн. 12, 164—166, 1935.
- Юз А. Л. и Дюбридж Л. А. Фотоэлектрические явления, ОНТИ, 1936.

Стандартизация по солнечному свету

- Краммер О. П. и Курапов В. А. Определение коэффициента отражения стандартных экранов для коронографов. Астр. журн. 14, 224—227, 1937.
- Кринов Е. Л. Спектральная отражательная способность некоторых земных образований. Сб. иссл. по отражательной способности, 29—52, ОНТИ, 1934.
- Кринов Е. Л. Спектральная отражательная способность природных образований. Изд. АН СССР, 1947.
- Лаврова М. Д. По поводу стандартизации снимков короны 19. VI 1936. Цирк. Пулк. Обсерв. 31, 99—100, 1941.
- Радлова Л. Н. Исследование отражательной способности гипсового экрана, Журн. Техн. Физики 13, 223—229, 1943.
- Сытинская Н. Н. и Шаронов В. В. Опыт аэрофотометрического определения коэффициентов яркости земной поверхности по методу одновременных измерений яркости и освещенности, Журн. геофизики, 4, 40—45, 1934.
- Сытинская Н. Н. Методы стандартизации снимков солнечной короны, Астр. журн. 18, 113—120, 1941.
- Сытинская Н. Н. Абсолютное определение яркости фотографическими методами, Уч. Записки ЛГУ, 82, 163—200, 1941.
- Тихов Г. А. Привязка к Солнцу (стандартизация) фотометрических снимков короны, Астр. журн. 18, 113—120, 1941.
- Тихов Г. А. Привязка к Солнцу (стандартизация) фотографических наблюдений короны, полученных трубочным фотометром, Астр. журн. 17, № 4, 63—73, 1940.
- Фесенков В. Г. К вопросу о стандартизации фотопластинок, Астр. журн. 13, 117—121, 1936.
- Фесенков В. Г. К методике фотометрии солнечной короны. Астр. журн. 13, 8—10, 1936.
- Фесенков В. Г. Астрономические проблемы, представляемые солнечными затмениями, Солнечное затмение 21 сентября 1941 г. в СССР, изд. АН СССР, 31—48, 1940.
- Шаронов В. В. Определение отражательной способности Луны и планет. Уч. Записки ЛГУ 6, 26—35, 1936.
- Шаронов В. В. О характеристиках отражательной способности небесных тел, Астр. журн. 11, 473—483, 1934.
- Шаронов В. В. Абсолютные измерения коэффициента яркости образцового экрана, Астр. журн. 18, 121—124, 1941.
- Шаронов В. В. Рассеивание света земными образованиями и аэрофотометрические методы его исследования. Сб. иссл. отражательной способности, 3—28, ОНТИ, 1934.

Grottrian W. Ergebnisse der Potsdamer Expedition zur Beobachtung der Sonnenfinsternis am 9 Mai 1929 in Takengon, Ztschr. f. Astrophys., Bd. 2, 1931; Bd. 3, 1931; Bd. 7, 1933.

Техника стандартизации по лабораторным эталонам

- Гилев С. С. и Максимович С. О. Сенситометрия с источниками света различного спектрального состава, Иссл. по фотометрии и сенситометрии, сб. I, 104—117, ГУГК, 1939.
- Калитин Н. Н. Спектральное альbedo снегового покрова, Изв. АН СССР, 153—164, 1938.
- Кринов Е. Л. Спектральная дневная освещенность горизонтальной поверхности в пределах инфракрасной области спектра, Иссл. по фотометрии и сенситометрии, сб. I, 7—18, ГУГК 1939.
- Кринов Е. Л. и Шаронов В. В. Спектрофотометрическое исследование суммарной и рассеянной дневной освещенности, Журн. геофизики 6, 162—182, 1936.
- Раутиан Г. Н. Спектральный состав дневного света. Труды I Всесоюзной конференции по естественному освещению, вып. 2, 29—35, 1933.
- Савостьянова М. В. Спектральный состав дневного света при фотосъемке. Изв. АН СССР, серия геогр. и геофизическая № 4, 148—164, 1942.
- Сытинская Н. Н. Измерение яркости в фотографических дневных стильбах, Журн. Техн. Физики II, 694—696, 1942.
- Тихов Г. А. Спектральная освещенность горизонтальной поверхности, Сб. по аэрофотометрии № 1, 59—60, 1934, № 2, 69, 1936.
- Тихов Г. А. Спектральные свойства освещенности горизонтальной поверхности днем и в сумерки, Бюлл. НИИА, № 4, 17—23, 1933.
- Шаронов В. В. Абсолютная колориметрия света неба, Солнца и суммарной освещенности. Уч. Записки ЛГУ, 82, 120—162, 1941.
- Davis R. and Gibson K. Filters for the reproduction of Sun-light and daylight and the determination of color temperature, Miscell. Publ. Bur. of Stand. 114, 1931.

Фотометрия Луны

- Барабашев Н. П. Фотографическая фотометрия 31 точки лунной поверхности. Тр. Харьк. обсерв. № 1, 1927.
- Барабашев Н. П. Спектрофотометрические исследования лунной поверхности. Астр. журн. I, № 3—4, 44—57, 1925.
- Марков А. В. Фотометрические наблюдения деталей поверхности Луны. Изв. Р. А. О. 25, 91—95, 1924.
- Марков А. В. Фотографическая яркость и отражательная способность некоторых точек лунной поверхности. Астр. журн. 4, № 4, 60—87, 1927.
- Петрушевский Ф. Ф. План физического исследования поверхности Луны. Тр. Хим. и Физич. Общ. СПб. Ун-та, т. 5, вып. 5, 219—238, 1873.
- Радлова Л. Н. Визуальная колориметрия Луны, Уч. Записки ЛГУ, 82, 99—129, 1941.
- Радлова Л. Н. Фотографическая колориметрия Луны, Астр. журн. 20, № 5—6, 1—13, 1943.
- Тихов Г. А. Исследование цвета Луны и Земли. Русск. Астр. Календарь, 136—141, 1924.
- Фесенков В. Г. Определение массы лунной атмосферы, Астр. журн. 20, № 2, 1—8, 1943.

- Фесенков В. Г. и Паренаго П. П. Фотометрические исследования Луны, Астр. журн. 6, 279—284, 1929.
- Фесенков В. Г., Штауде Н. М. и Паренаго П. П. Фотометрия Луны, Тр. Гос. Астрофиз. ин-та 4, вып. I, 1928.
- Фесенков В. Г. и Крамер О. П. О поляризации света, отраженного лунной поверхностью. ДАН, 40, 152—164, 1943.
- Шаронов В. В. Проблемы абсолютной фотометрии тел солнечной системы, Уч. Записки ЛГУ 53, 5—36, 1940.
- Шаронов В. В. Опыт измерения абсолютных значений яркости различных участков лунной поверхности, Уч. Записки ЛГУ 31, 28—60, 1939.
- G ötz W. Photographische Photometrie der Mondoberfläche, Teil 1 Veröff. Sternwarte Osterberg zu Turingen. 1, H. 2, 1919.

Фотометрия лунных затмений и пепельного света

- Барабашев Н. П. Распределение яркости в земной тени во время полного лунного затмения 7—8 ноября 1938 г. Астр. журн. 16, № 5, 36—40, 1939.
- Барабашев Н. П. Определение альbedo земного шара, Астр. журн. I, вып. 3—4, 58—67, 1924.
- Марков А. В. Лунное затмение 8 февраля 1925 г., Бюлл. Астр. ин-та № 8, 59—60, 1925.
- Марков А. В. Падение освещенности земной тени во время лунных затмений, Астр. Ц. АН, № 54, 1946.
- Орлова Н. С. Опыт исследования отражательной способности планеты Земля, Уч. Записки ЛГУ 82, 86—98, 1941.
- Семейкин Б. Е. Фотометрические исследования бордюра и полутени Земли во время лунного затмения 8 декабря 1927, Бюлл. Харьк. Обсерв. № 3, 53—62, 1931.
- Семейкин Б. Е. Фотографическая фотометрия Луны в полутени во время затмения 2 апреля 1934 г., Астр. журн. II, 73—76, 1934.
- Семейкин Б. Е. Фотометрические наблюдения лунных затмений, Бюлл. Харьк. Обсерв. № 4, 45—53, 1933.
- Фесенков В. Г. Определение альbedo Земли. Изв. Астроном. Обсерв. Харьк. ун-та № 7, 1915.
- Шаронов В. В. Фотометрические измерения во время затмения Луны 15 августа 1943 г. Астр. Ц. АН, № 22, 3—4, 1943.
- Шаронов В. В. Лунное затмение 8 декабря 1946 г. Астр. Ц. АН, № 59, 1—2, 1947; Науч. Бюлл. ЛГУ № 18, 3—4, 1947.

Фотометрия планет

- Барабашев Н. П. Фотометрические исследования распределения яркости на диске Венеры, Бюлл. Харьк. Астр. Обсерв. № 8, 1—11, 1928.
- Барабашев Н. П. Фотографическая фотометрия диска Юпитера, Бюлл. Харьк. Астр. Обсерв. № 3, 1931.
- Барабашев Н. П. и Семейкин Б. Е. Фотометрические исследования Венеры. Бюлл. Харьк. Астр. Обсерв. № 5, 29—38, 1935.
- Барабашев Н. П. Об изменении цвета морей Марса, Астр. журн. 24, 1937—144, 1947.
- Барабашев Н. П. Об изменениях на поверхности Юпитера. Уч. записки Харьк. ун-та № 7, 1941.
- Барабашев Н. П. Об определении альbedo, коэффициента ослабления и рассеивания света в атмосферах планет. Бюлл. Астр. Обсерв. Харьк. ун-та № 4, 1944.

- Барабашев Н. П. и Семейкин Б. Е. Об относительной яркости центральных частей дисков Марса и Юпитера. Астр. журн. 12, 337—338, 1935.
- Барабашев Н. П. и Семейкин Б. Е. Монохроматическая фотометрия Сатурна и его кольца. Астр. журн. 10, 381—391, 1933.
- Барабашев Н. П. и Семейкин Б. Е. Исследование распределения яркости по диску Юпитера через светофильтры. Астр. журн. 11, 126—131, 1934.
- Барабашев Н. П. и Семейкин Б. Е. Изменения на Юпитере и Сатурне по данным фотометрических наблюдений за 1932—1934 гг. Астр. журн. 11, 409—424, 1935.
- Барабашев Н. П. и Тимошенко И. Фотографическая фотометрия Марса в красных и синих лучах. Астр. журн. 17, № 5, 44—53, 1940.
- Барабашев Н. П. и Чекирда А. Т. Об отражении света от поверхности Луны и планет. Астр. журн. 22, 11—22, 1945.
- Кринов Е. Л. Опыт изучения спектральной отражательной способности Марса и Юпитера. Астр. журн. 12, 557—563, 1935.
- Радлова Л. Н. Определение цвета Юпитера и Сатурна из фотометрических и колориметрических наблюдений. Астр. журн. 16, № 5, 41—49, 1932.
- Радлова Л. Н. Определение абсолютных фотографических коэффициентов яркости видимой поверхности Юпитера, Уч. Записки ЛГУ 53, 106—115, 1939.
- Сытинская Н. Н. Новые исследования атмосферы планеты Марс, Вестник ЛГУ № 4—5, 3—19, 1946.
- Сытинская Н. Н. Природа поверхности и атмосферы Марса по данным фотометрических наблюдений, ДАН СССР, 43, 151—154, 1944.
- Сытинская Н. Н. Окончательные значения оптических характеристик поверхности и атмосферы Марса по данным противостояния 1939 г., Научн. Бюлл. ЛГУ № 7, 10—11, 1946.
- Тихов Г. А. Предварительное сообщение о фотографировании планеты Марс, Изв. Ак. Наук 1039—1042, 1909.
- Тихов Г. А. Применение фильтров к изучению поверхности Марса и Сатурна, Изв. Гл. Астрон. Обсерв. № 42, 1911.
- Тихов Г. А. Двухцветные фотографии Марса и Сатурна. Известия Р. А. О. № 5, 1—11, 1911.
- Тихов Г. А. Спектральная отражательная способность зелени в связи с вопросом о растительности на Марсе. Вестн. Каз. АН, 1946.
- Фесенков В. Г. О природе Юпитера. Изв. Харьк. ун-та, 1916.
- Фесенков В. Г. О свойствах поверхности и атмосферы Марса. Астр. журн. 21, 257—275, 1944.
- Фурдыло, В. Д. Монохроматическая фотометрия колец Сатурна, Уч. Записки Харьк. ун-та № 7, 1941.
- Шаронов В. В. Абсолютная фотографическая фотометрия диска Сатурна, Цирк. Пулк. Обсерв. 26—27, 37—41, 1941.
- Шаронов В. В. Абсолютная фотографическая фотометрия и колориметрия диска Юпитера во время оппозиции 1938 г., Цирк. Пулк. Обсерв. 30, 48—64, 1941.
- Шаронов В. В. Исследование и интерпретация контрастов на поверхности Марса, Цирк. Пулк. Обсерв. 32, 62—73, 1941.
- Шаронов В. В. Опыт абсолютного определения коэффициента яркости поверхности Сатурна, Бюлл. Армянск. обсерв. за 1935 г., 53—73, 1938.
- Шаронов В. В. Фотографические наблюдения Марса в оппозицию 1939 г., Астр. журн. 17, № 4, 37—39, 1940.

Maggini M. Tentativi di fotometria fotoelettrica della superficie planetarie. Atti. Acad. Zencei 333, 15, 1936.

Фотометрия солнечных затмений

- Бугославская Е. Я. Общая фотометрия солнечной короны 19 июня 1936 года по фотографиям со стандартным коронографом экспедицией ГАИШ в Куйбышеве (ДВК), Труды экспед. по наблюд. полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. II, 69—85, 1939.
- Васильев И. В. Опыт изучения распределения яркости по небесному своду во время полной фазы солнечного затмения, Уч. Записки ЛГУ, 22, 176—180, 1938.
- Вашакидзе М. А. Исследование поляризации солнечной короны на солнечном затмении 21 сентября 1941 года, Бюлл. Абаст. Обсерв. 7, 1—31, 1943.
- Вашакидзе М. А. О степени и направлении плоскости поляризации в истечениях солнечной короны и в областях, свободных от них. Бюлл. Абаст. Обсерв. 8, 117—121, 1945.
- Всехсвятский С. К. и Домбровский В. А. Фотометрия короны 19 июня 1936 г. Труды экспед. по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. II, 97—113, 1939.
- Захарин К. Г. Наблюдение поляризации солнечной короны при полном солнечном затмении 19 июня 1936 г. Труды экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. II, 53—63, 1939. Бюлл. Абаст. Обсерв. 3.
- Кринов Е. Л. и Сытинская Н. Н. Распределение яркости в солнечной короне в инфракрасных лучах, Астр. журн. 18, 9—13, 1942.
- Никонов В. Б. Радиометрические наблюдения солнечной короны во время затмения 21 сентября 1941 г. Бюлл. Абаст. Обсерв. 7, 33—72, 1943.
- Сытинская Н. Н. Абсолютная фотографическая фотометрия солнечной короны, Труды экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. I, 83—89, 1938.
- Сытинская Н. Н. Определение яркости во внутренней солнечной короне по снимкам Омской экспедиции. Труды экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. II, 89—96.
- Сытинская Н. Н. Фотографические измерения абсолютной яркости солнечной короны. Уч. Записки ЛГУ 22, 113—127, 1938.
- Сытинская Н. Н. Абсолютная фотометрия солнечной короны во время солнечного затмения 9 июля 1945 г. Астр. Ц. АН. № 62, 10—13, 1947.
- Сытинская Н. Н. Абсолютная поверхностная фотометрия солнечной короны 9 июля 1945 г., Научн. Бюлл. ЛГУ № 8, 4—5, 1947.
- Сытинская Н. Н. Об источниках яркости неба и освещенности ландшафта во время полной фазы солнечного затмения, ДАН, 39, 385—387, 1943.
- Тихов Г. А. Цветовая температура солнечной короны. Цирк. Пулк. Обсерв. 8, 1941.
- Тихов Г. А. Температурные и цветовые свойства солнечной короны 21 сентября 1941 года, ДАН, 53, 601—604, 1946.
- Фатчихин Н. В. Абсолютная яркость зенита во время полной фазы солнечного затмения. Уч. Записки ЛГУ 22, 154—160, 1936.
- Фатчихин Н. В. Ход рассеянной освещенности во время частных фаз затмения, Уч. Записки ЛГУ 22, 161—167, 1938.

- Фесенков В. Г. Освещенность неба во время затмения. Астр. журн. 18, 169—170, 1941.
- Чудовичев Н. И. и Костылев К. И. Определение яркости короны и ее отдельных зон во время полного солнечного затмения 21 сентября 1941 года. Астр. журн. 19, № 4, 8—14, 1942.
- Шаронов В. В. Опыт применения визуальной фотометрии к измерению абсолютной яркости солнечной короны и неба, Уч. Записки ЛГУ 22, 98—107, 1938.
- Шаронов В. В. Абсолютная визуальная фотометрия солнечной короны и неба во время солнечного затмения 19 июля 1936 г. Труды экспед. по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. I, 71—83, 1938.
- Шаронов В. В. Яркость и цвет солнечной короны во время полного затмения 21 сентября 1941 г., Астр. журн. 19, 1—8, 1942.
- Шаронов В. В. Фотометрические наблюдения во время частного солнечного затмения 29 июня 1927 г., Уч. Записки ЛГУ 11, 59—65, 1937.

Фотометрия туманностей

- Барабашев Н. П. Фотометрическое исследование туманности Ориона через светофильтры, Астр. журн. 15, 28—34, 1938.
- Бродская Э. С. Абсолютная фотометрия туманностей в Лире и Лисичке, Астр. журн. 20, № 4—5, 58—63, 1943.
- Воронцов-Вельяминов Б. А. и Крамер О. П. Фотометрическое исследование планетарной туманности, NGC, 6853, Астр. журн. 14, 301—303, 1937.
- Воронцов-Вельяминов Б. А. Фотометрическая и пространственная структура кольцеобразной туманности Лиры NGC 6720, Астр. журн. 14, 194—205, 1937.
- Лукацкая Ф. И. Распределение цвета по поверхности туманности M-51, Астр. журн. 20, № 3, 1—3, 1943.
- Марков А. В. Природа спиральных и газовых туманностей. Astr. Nachr. 234, 329—344, 1929.
- Марков А. В. и Сытинская Н. Н. Результаты применения метода двухэтажной кассеты к поверхностной фотометрии туманностей, ДАН, 73—77, 1937.
- Сытинская Н. Н. Абсолютная фотометрия внегалактических туманностей NGC 205 и 221, Астр. журн. 20, 4—7, 1943.
- Фесенков В. Г. Определение яркости звездных куч и туманностей. Астр. журн. 6, 123—194, 1929.
- Stebbins J. and Whitford A. The diameter of the Andromeda Nebula. Wash. Nat. Ac. Proc. 20, 93, 1934.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава I

Предмет и задачи поверхностной астрофотометрии

	Стр.
§ 1. Объекты протяженные и точечные	3
§ 2. Фотометрия точечных и протяженных объектов	5
§ 3. Проблемы, связанные с измерением яркости небесных тел	7

Глава II

Световые величины, измеряемые в поверхностной фотометрии

§ 4. Лучистый и световой поток; приемники лучистой энергии	10
§ 5. Фотометрические величины — сила света, освещенность и светимость	14
§ 6. Фотометрическое определение термина „яркость“	17
§ 7. Соотношение между яркостью и другими световыми величинами	19
§ 8. Соотношение между фотометрической и энергетической яркостью	26
§ 9. Фотометрические системы световых величин	29
§ 10. Яркость матовой поверхности, освещенной извне	34
§ 11. Ослабление светового потока при его прохождении через некоторую среду	39
§ 12. Яркость объемного излучения	43

Глава III

Принципы абсолютного измерения яркости

§ 13. Единицы яркости	47
§ 14. Общие принципы измерения яркости	56
§ 15. Атмосферная экстинкция	59
§ 16. Техника освобождения результатов фотометрических наблюдений от эффекта экстинкции	67
§ 17. Техника освобождения результатов фотометрических измерений от эффекта рассеянного света	75

Глава IV

Техника сравнения яркости визуальным путем

§ 18. Общие принципы	81
§ 19. Устройство полей сравнения	86
§ 20. Приборы, употребляемые для изменения яркости поля сравнения	91
§ 21. Визуальные астрофотометры	95
§ 22. Питание лампы сравнения фотометра	100

Глава V

Техника сравнения яркости фотографическим путем и другими объективными методами

§ 23.	Общие принципы фотографической фотометрии	103
§ 24.	Способы получения фотометрической шкалы	106
§ 25.	Техника измерений плотности на негативе	113
§ 26.	Техника сравнения изображений, полученных на разных негативах	120
§ 27.	Сравнение яркости через освещенность	123
§ 28.	Измерение яркости по негативам фокальных изображений	128
§ 29.	Вуаль и ореолы	131
§ 30.	Техника учета фотометрической ошибки поля и эффектов, связанных с одновременностью экспозиции	136
§ 31.	Сравнение яркости фотоэлектрическим, термоэлектрическим, болометрическим и радиометрическим путями	141

Глава VI

Техника фотометрической стандартизации

§ 32.	Сравнение объекта с фотосферой	145
§ 33.	Сравнение объекта с экраном, освещенным Солнцем	148
§ 34.	Определение коэффициента яркости рассеивающего экрана	156
§ 35.	Фотометрическая стандартизация по методу сравнения яркости с освещенностью	163
§ 36.	Получение яркости небесного тела, выраженной в визуальных лабораторных единицах	167
§ 37.	Применение лабораторных эталонов для стандартизации фотографических и фотоэлектрических наблюдений	171
§ 38.	Стандартизация по внефокальным изображениям звезд	177
Литература		186

Подписано к печати 19/X 1948 г.
М-19506, Уч.-изд. л. 13,5.
Печ. л. 12¹/₂. Тираж 1500 экз.
Заказ № 4027.

4-я типография им. Евг. Соколовой
треста «Полиграфкинига» ОГИЗа при
Совете Министров СССР, Ленинград,
Измайловский пр., 29.

48. A436/25

12 p.

1-20

$\frac{14}{17}$

~~33~~ 111